

l'électronique nucléaire nuclear electronics

Colloque
international
organisé
par la
Société
des
Radio-
Electriciens
Paris

Agence internationale de l'énergie atomique
International Atomic Energy Agency



On 1 April 1959 the following seventy States were Members of the International Atomic Energy Agency:

AFGHANISTAN
ALBANIA
ARGENTINA
AUSTRALIA
AUSTRIA
BELGIUM
BRAZIL
BULGARIA
BURMA
BYELORUSSIAN SOVIET SOCIALIST
REPUBLIC
CAMBODIA
CANADA
CEYLON
CHINA
CUBA
CZECHOSLOVAKIA
DENMARK
DOMINICAN REPUBLIC
ECUADOR
EL SALVADOR
ETHIOPIA
FINLAND
FRANCE
GERMANY, FEDERAL
REPUBLIC OF
GREECE
GUATEMALA
HAITI
HONDURAS
HUNGARY
ICELAND
INDIA
INDONESIA
IRAN
IRAQ
ISRAEL

ITALY
JAPAN
KOREA, REPUBLIC OF
LUXEMBURG
MEXICO
MONACO
MOROCCO
NETHERLANDS
NEW ZEALAND
NICARAGUA
NORWAY
PAKISTAN
PARAGUAY
PERU
PHILIPPINES
POLAND
PORTUGAL
ROMANIA
SPAIN
SUDAN
SWEDEN
SWITZERLAND
THAILAND
TUNISIA
TURKEY
UKRAINIAN SOVIET SOCIALIST
REPUBLIC
UNION OF SOUTH AFRICA
UNION OF SOVIET SOCIALIST
REPUBLICS
UNITED ARAB REPUBLIC
UNITED KINGDOM OF GREAT BRITAIN
AND NORTHERN IRELAND
UNITED STATES OF AMERICA
VATICAN CITY
VENEZUELA
VIET-NAM
YUGOSLAVIA

The Agency's Statute was approved on 26 October 1956 at an international conference held at the United Nations headquarters. The Agency came into being when the Statute entered into force on 29 July 1957. The first session of the General Conference was held in Vienna, Austria, the permanent headquarters of the Agency, in October, 1957.

The main objective of the Agency is "to accelerate and enlarge the contribution of atomic energy to peace, health and prosperity throughout the world".

Permission to reproduce or translate the information contained in this publication may be obtained by writing to the International Atomic Energy Agency, Kärntner Ring 11, Vienna I.

IAEA

© 1959

Printed in Austria

STI/PUB. No. 2 — June 1959

L'ELECTRONIQUE NUCLEAIRE NUCLEAR ELECTRONICS

I (SESSIONS 1—5)

COMPTES RENDUS DU «COLLOQUE INTERNATIONAL SUR
L'ELECTRONIQUE NUCLEAIRE» ORGANISE PAR LA SOCIETE
FRANÇAISE DES RADIOELECTRICIENS

PARIS 1958

PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON
NUCLEAR ELECTRONICS ORGANIZED BY THE FRENCH
SOCIETY OF RADIOELECTRICIANS

AGENCE INTERNATIONALE DE L'ENERGIE ATOMIQUE
INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY
KÄRNTNER RING, WIEN I, AUSTRIA

1 9 5 9

FOREWORD

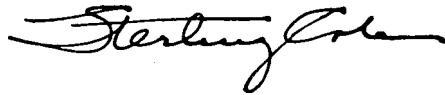
Nuclear electronics, because of its rapid development, is a subject for which suitable and up-to-date documentation was lacking. This was perhaps one of the reasons for the great interest shown in the "Colloque international sur l'électronique nucléaire" organized by the Société Française des Radio-électriciens in Paris in September 1958.

As a significant result of the "Colloque", this publication is now presented to the scientific public of the world. Its circulation has been supported by the International Atomic Energy Agency in order to fill the gap in a subject field of great concern to the Agency's objectives.

As will be seen, eminent scientists from a number of national atomic energy commissions contributed important papers to this "Colloque" which was truly international in character.

It is felt therefore that, by making this information available to scientists, engineers, industrial technicians, and societies concerned — particularly to those who were unable to attend the conference in person — research in the peaceful applications of nuclear science has been promoted.

I should like to thank the organizers of the "Colloque" for their kind co-operation, particularly in the selection of papers, and for their assistance in the distribution of this publication.

A handwritten signature in dark ink, appearing to read "Sterling Cole". The signature is fluid and cursive, with a long horizontal stroke at the end.

20 June 1959

PREFACE

Le premier Colloque international consacré à l'électronique nucléaire et organisé du 16 au 20 Septembre 1958, par la Société française des Radioélectriciens, a connu un très grand succès, puisqu'il a réuni près d'un millier de participants appartenant à 30 nations différentes.

Ce succès met en évidence l'intérêt croissant suscité par cette science nouvelle qui, pour fournir aux spécialistes les appareillages physiques et électroniques permettant la détection, la mesure et l'interprétation des réactions nucléaires, fait appel aux techniques les plus diverses et les plus modernes, depuis les machines arithmétiques jusqu'à la physique des semi-conducteurs.

Les neuf sessions du Colloque ont permis de passer en revue tous les aspects essentiels de l'électronique nucléaire.

Je tiens à remercier les personnalités qui ont bien voulu présider ces sessions, ainsi que les savants qui ont accepté la tâche délicate de faire, dans chaque session, un exposé d'ensemble des connaissances acquises et des études poursuivies.

Les 89 communications retenues présentant un panorama complet de l'électronique nucléaire, il était du plus haut intérêt de les publier rapidement avec des extraits des discussions clôturant les sessions.

L'Agence internationale de l'énergie atomique a bien voulu accepter d'assurer la publication et l'édition de ces comptes-rendus. J'en remercie très vivement, au nom du Comité d'Organisation, le Directeur général de l'Agence, M. STERLING COLE.

En favorisant, par des publications de ce genre, la diffusion des renseignements scientifiques et techniques, l'Agence Internationale contribue puissamment à renforcer la collaboration des nations pour une meilleure utilisation pacifique de l'énergie atomique.



16 février 1959

Haut-Commissaire à l'énergie atomique, Paris

TOME I PART I

Table des matières Contents

SESSION I

DETECTEURS DE RADIATION A SCINTILLATION	2
SCINTILLATION RADIATION DETECTORS	2
The Scintillation Counter G. A. Morton	3
The Processes Involved in the Improvement of Plastic Scintillators F. H. Brown, M. Furst and H. Kallmann	15
The Variation of Phosphor Decay Time With Specific Ionisation and its Applications R. B. Owen	27
Mechanism of the Scintillation Phenomenon in Alkali Halide Phosphors W. J. Van Sciver	37
Scintillateurs au bore enrichi pour neutrons lents H. Durand et P. Habert	45
Nouvelles études sur les propriétés physiques des scintillateurs organiques et minéraux L. Koch, Y. Koechlin, B. Mougin et L. Treguer	53
Etude et réalisation d'un photomultiplicateur conçu dans le domaine de la nanoseconde G. Pietri	57
Mesure de la rapidité de réponse du photomultiplicateur L.E.P. Type 204 Y. Koechlin	67
Contribution à l'étude des caractéristiques des photomultiplicateurs R. Chery et A. Perrin	73
Discussion	79

SESSION II

DETECTEURS DE RADIATION A IONISATION ET SPECTROMETRES A RAYONS GAMMA	82
RADIATION DETECTORS USING IONISING METHODS, AND GAMMA-RAY SPECTROMETERS	82
The Ionization Detectors U. Facchini	83

Compteur de Cerenkov à gaz M. Benveentano	103
A Gamma-Ray Spectrometer for Energies up to 1 GeV M. Beneventano, U. Pellegrini, B. Rispoli, G. C. Sacerdoti, P. G. Sona and R. Toschi	107
A Multi-Channel Gamma-Ray Spectrometer With Automatic Compton or Background Subtraction D. M. C. Thomas and W. J. Callow	117
The Sum-Coincidence Method and its Application to Gamma-Ray Scintillation Spectroscopy A. M. Hoogenboom	127
Utilisation des semi-conducteurs comme détecteurs de rayonnements nucléaires R. Bomal, L. Koch, Nguyen van Dong et C. Schneider	137
La scintillation dans les gaz nobles et leurs mélanges L. Koch	151
Discussion	163

SESSION III

TECHNIQUE DES IMPULSIONS: ELECTRONIQUE RAPIDE	168
PULSE TECHNIQUE: FAST ELECTRONICS	168
Fast Electronics in High-Energy Physics C. Wiegand	169
A Nanosecond Vernier Time Analyzer C. Cottini, E. Gatti and F. Vaghi	177
A Fast Trigger Circuit F. J. M. Farley	185
A New Method of Pulse Timing Applied to Fast Coincidence Work W. Gruhle	189
A Novel Fast Coincidence Circuit of the Dicke Type W. F. Hornyak and H. Yoshiki	195
A Fast Photomultiplier and Coincidence System for Precise Time Measurements G. A. Morton and R. M. Matheson	201
The Pulse Sampling Oscilloscope P. R. Orman	209
Deux appareils démultiplicateurs d'impulsions à pouvoir résolutif élevé U. Pellegrini et B. Rispoli	217
A Fast Storage System for Multichannel Pulse Height Analysis G. F. Pieper	225
Notes on a Multiple Fast Coincidence Unit (Bibliographical reference) K. Skarsvåg	232
Circuit de coïncidence à temps de résolution court et à haut taux de comptage J. C. Brisson, G. Valladas et R. van Zurk	233
Construction d'un chronotron pour spectromètre à neutrons rapides J. Duclos	243
Sélecteur d'amplitude à faible temps de résolution M. Fiehrer et A. Pages	249

Générateur d'impulsions à partir d'un compteur Rosenblum J. Fleury	259
Circuit de coïncidence différentiel R. Meunier	263
Discussion	269

SESSION IV

TECHNIQUE DES IMPULSIONS: ELECTRONIQUE CLASSIQUE	272
PULSE TECHNIQUE: CLASSICAL ELECTRONICS	272
Review of Some Recent Contributions to Pulse Techniques in the Field of Classical Nuclear Electronics E. Gatti	273
A 200 Channel Pulse Height Analyzer C. Cottini and E. Gatti	281
A Wide Pulse Height Dynamic Range Coincidence Circuit for Slow Phosphors R. J. A. Levesque and W. F. Hornyak	287
A 100 Channel Pulse Height Analyzer Utilizing Dual Step Conversion J. P. Mac Mahon	291
Half-Life Measurement in the Micro- and Millisecond Range M. S. Malkin	307
A Flexible Multichannel Time Delay and Pulse Height Analyzer (Bibliographical reference) P. A. Tove	310
Sélecteur de temps de vol à mémoire électrostatique Y. Amram, H. Guillon, C. Hugot et J. Thenard	311
A Versatile Pulse Height Analyzer Utilizing Photo-Pick-Up Sorting off a C.R.T. Screen R. V. Gäsström	317

SESSION V

CONTROLE DES REACTEURS: MESURES	334
REACTOR CONTROL: MEASUREMENTS	334
Orientation du contrôle des réacteurs. Contrôle unique par la température J. Weill	335
Transients in Logarithmic Count-Rate and Period Meters B. B. Barrow and R. Maitland	343
Techniques Used to Evaluate the Dynamic Performance of a Natural Recirculation Boiling Water Reactor J. A. De Shong, Jr.	359
The Changing Philosophy of Reactor Safety Control F. Larin and A. B. Van Rennes	371

Détecteurs de neutrons thermiques à haute température	377
J. P. Duchêne, L. Koch, J. Tachon, S. Tarassenko et P. Zaleski	
Pilotage automatique de la pile EL 3	391
P. Dandurand	
Réalisation du pilotage du réacteur G 2	401
C. Di Giacomo	
L'électronique dans les détecteurs de rupture de gaines	413
J. Goupil, J. P. Graftieux et J. M. Servent	
Contrôle de la pile Melusine	427
P. Jover	
Détection des fuites d'eau lourde d'un réacteur dans l'eau légère de ses échangeurs	435
C. Julliot, A. Lansiaert et D. Nordemann	
Le problème du démarrage automatique des réacteurs nucléaires de puissance	441
C. Samuel	
Discussion	447

La publication rapide des comptes-rendus de grandes conférences tenues en plusieurs langues pose de difficiles problèmes. Les efforts des rédacteurs ont porté, par conséquent, principalement sur l'exactitude scientifique. Les préoccupations de style ont dû nécessairement être réduites au minimum, ce qui doit être pris en considération principalement en ce qui a trait aux traductions en anglais de certains mémoires rédigés en d'autres langues.

The speedy publication of the proceedings of a large conference conducted in several languages presents considerable problems. The efforts of the editors have therefore been primarily directed towards scientific accuracy. Editing for style has, of necessity, been kept to a minimum, and this should be noted particularly in connection with the English *translations* of certain papers from other languages.

SESSION I

DETECTEURS DE RADIATIONS
A SCINTILLATION

SCINTILLATION RADIATION DETECTORS

THE SCINTILLATION COUNTER

G. A. MORTON - RCA LABORATORIES - PRINCETON, N. J. (U.S.A.)

Ten years ago at Oak Ridge, which was then one of the major centers of nuclear research in the world, a symposium was held devoted exclusively to the scintillation counter. This was only about a year after Hartmut Kallmann's publication of the pioneering work which he had been doing at the University of Berlin on this type of detector. It was quite evident even at that early date that the scintillation counter held promise of being a very powerful means of nuclear particle detection. Certainly, in the intervening years between then and now, the device has lived up to this promise. Today it is an essential measuring instrument in every laboratory doing nuclear research and is rapidly becoming an indispensable tool of industrial technology.

Conceptually, the scintillation counter is extremely simple for it consists of only two basic components, namely, the scintillator and the photomultiplier, plus the associated circuitry required for supplying power to the multiplier and for analyzing and recording the electrical output from the multiplier. Because of the importance of the device, a great deal of work has been done on the two above-mentioned essential components and before proceeding further with the discussion of the scintillation counter itself, I would like to list some of the scintillators and photomultipliers which are widely used in the United States.

TABLE I
Scintillators

Scintillator	Density	Index of Refraction	Spectral Maximum	Time Constant (mμsecs)	Relative Efficiency
Inorganic					
Sodium Iodide (NaI:Tl)	3.67	1.7745	4100 Å	250	100
Cadmium Tungstate (CdWO ₄)	7.90	2.3	5200	> 1000	100
Zinc Sulfide (ZnS:Ag)	4.102	2.368	4500	(alpha particle screens)	
Lithium Iodide (LiI:Eu)	4.06	1.955	~4500	(neutrons)	
Organic					
Crystals					
Anthracene	1.25	1.590	4400	36	48
Trans-stilbene	1.16	1.622	4100	6	28
Liquid					
Toluene+terphenyl	.86	1.500	4000	3	16
Xylene+terphenyl+diphenyl-hexatriene	.86	1.500	4500	5	23
Plastic					
Polyvinyltoluene+terphenyl+diphenylstilbene			4400	5	23
Polystyrene+terphenyl butadiene	1.06	1.595	4000	3	17
Cerenkov					
Water	1.00	1.33	Note: Intensity ~ $(1 - \frac{1}{n^2\beta^2})$		
Toluene+Benzaldehyde	1.86	1.50			
Polystyrene	1.06	1.595			

Figure 1

Table I (Fig. 1) shows a group of scintillators and gives some of their principal properties. These may be grouped into two large classes, namely, fluorescent scintillators and Cerenkov scintillators. The fluorescent scintillators may again be subdivided into 1) single crystal inorganic materials, 2) organic scintillators including single crystals, liquids and plastics, and, finally, 3) gaseous scintillators. According to their efficiency in converting nuclear energy to light, the scintillators would be arranged as follows: inorganic phosphors, organic phosphors, gaseous scintillators, and Cerenkov scintillators. In terms of speed, the order is just inverted.

Photomultipliers may be classified in many ways. These classifications include the sensitization of the photocathode, the geometry of the photocathode, and the electron optics of the multiplier structure. Fig. 2 shows schematically the structures of several

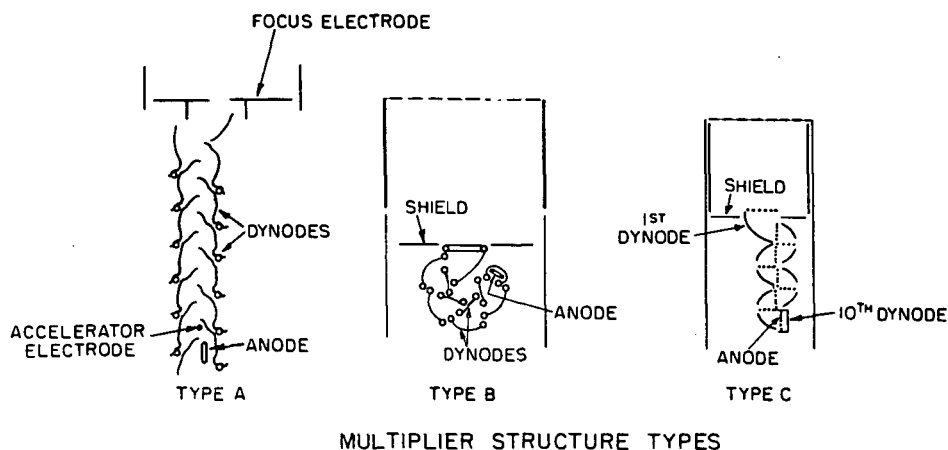


Figure 2

photomultipliers widely used in the United States. These are from two major sources, Allen B. DuMont, Inc. and the Radio Corporation of America. Fig. 3 gives a table of some of the principal photomultipliers available from these sources. For time measurements, the 6810A is probably the fastest tube available except for the C7251, a developmental tube which, it is hoped, will shortly become a commercial item. For speed measurements with large scintillators, the 7042 is an excellent tube and is a close rival of the 6810A for its time resolution capabilities. For energy spectrometry, probably the 6292 is the best tube with the 6810A running a close second. For larger crystals, both the DuMont 6363 and the RCA 7042 have given good results. Where extremely large scintillators are required, there are available the K1 384, K1 328 and K1 386. The wide variety of available tubes gives considerable flexibility in the design of scintillation counters.

If one were asked to name the functional attributes required of a good nuclear particle detector, they might be listed as follows:

1. Sensitivity
2. Ability to discriminate energy
3. Good time resolution
4. Ability to discriminate between types of nuclear particles.

TABLE II

Type	Window diameter (inches)	No. stages	Material	Type	Cathode		Gain	Volts per stage	Maximum average current rating in ma	Maximum volts
					Sensitivity $\mu\text{a/l}$	Response type				
Radio Corporation of America										
1P21	circular	9	Cs ₃ Sb	A'	40	S4	2×10^6	100	0.1	1250
7029	.65 x .5	10	Cs ₃ Sb	A'	125	S17	3.2×10^5	90	.02	1250
6199	1—1/4	10	Cs ₃ Sb	A	45	S11	6×10^5	85	.75	1250
6342	1—11/16	10	AgMg	A	60	S11	6×10^5	125	2.0	1500
6655A	1—11/16	10	Cs ₃ Sb	A	55	S11	9×10^5	85	.75	1250
6810A	1—11/16	14	AgMg	B	60	S11	1.25×10^7	110	2.0*	2800
7046	4—7/16	14	AgMg	B	60	S11	2×10^7	130	2.0*	3400
C7204	1/2	9	Cs ₃ Sb	+	40	S11	2×10^5	100	0.5	1200
C7251	1—11/16	14	AgMg	B	70	S11	1.25×10^7	110	2.0*	2800
C7237	1—11/16	14	AgMg	B	150	S20 x	1.5×10^6	120	1.0	3000
C7164G	1—11/16	10	AgMg	A	80	S11	7.5×10^5	125	2.0	1500
Allen B. Du Mont Laboratories, Inc.										
6365	1/2	6	AgMg	Type C	50	S11	3×10^3	150	5	1300
6291	1—1/4	10	AgMg		60		2×10^6	145	25	1800
7065	1—1/4	10	Cs ₃ Sb		60		7.5×10^5	105	7.5	1300
6292	1—1/2	10	AgMg		60		2×10^6	145	25	1800
7064	1—1/2	10	Cs ₃ Sb		60		7.5×10^5	105	7.5	1300
6363	2—1/2	10	AgMg		60		2×10^6	145	25	1800
6364	4—3/16	10	AgMg		60		2×10^6	145	25	1800
K1391	4—3/16	10	Cs ₃ Sb		60		7.5×10^5	105	7.5	1300
K1384	11—1/4	12	AgMg		40		8×10^5	105	25	1500
K1328	14	12	AgMg		40		8×10^5	105	25	1500
K1386	19—1/4	12	AgMg		40		8×10^5	105	25	1500
* Saturated peak output current 1 amp. + Small linear. x Trialkali cathode.										

* Saturated peak output current 1 amp.

+ Small linear.

x Trialkali cathode.

Radio Corporation of America
 Electron Tube Division
 Lancaster, Pennsylvania
 Allen B. Du Mont Laboratories, Inc.
 750 Bloomfield Ave.
 Clifton, New Jersey

Figure 3

In general, the scintillation counter excels all other detectors in the first three attributes named. The last attribute presents an extremely difficult problem and one which as yet is only partially solved; for example, scintillation counters cannot distinguish neutrons in a strong gamma ray background. Similarly, it is very difficult to distinguish alpha particles against a strong beta particle background. Many other examples of this inability to separate different types of particles could be named. This, then, is a very important problem to be solved by future research on the scintillation counter.

I would like next to take up the first three attributes and examine them in some detail.

Sensitivity

The question of the high sensitivity of the instrument is perhaps the most difficult to discuss since sensitivity carries with it such a wide range of meanings. Two examples where sensitivity is the cardinal requirement are for carbon and tritium counting and for the detection of radioactivity in large biological samples (in particular, radioactivity in human beings). In all such applications, the background count must be reduced to an absolute minimum and yet the counter must be so adjusted as to accept the low amplitude pulses produced by the low energy photons involved.

The background from the scintillator itself (leaving out of account the effect of cosmic rays and the background of external radioactivity) usually does not pose a serious problem. The constituents must be selected to be non-radioactive. However, in general, at least at present, this is not a serious constraint. With carbon and tritium counting, where the specimen to be counted is dissolved in an organic liquid scintillator, care must be taken that the solvent does not contain sufficient carbon 14 to give trouble.

The external background is, of course, a formidable problem. The softer components can be removed by shielding with very "clean" materials. Some success has been had in removing the harder components with an "umbrella" of anticoincident detectors.

The photomultiplier is a serious source of spurious counts. Thermionic emission from the photocathode is rather fundamental. By properly activating the cathode, it can be reduced to a certain minimum, but it cannot be eliminated. Further reduction of counts from this source can only be accomplished by cooling the tube. In addition, there are other nonfundamental sources of noise such as residual gas, alkali metal vapor, and cold discharge in the tube. So far, attempts to eliminate these nonfundamental noise sources have been only partially successful. Finally, the glass envelope and the materials used in the tube must be free from radioactive elements.

The problem in the case of biological samples is, in general, the result of the large volumes which have to be handled. Some of the techniques used for this have been described in detail at the recent Geneva meetings and it will suffice for me to say that excellent results have been obtained by the Los Alamos group under E. C. Anderson and by Dr. Rose and his colleagues at Argonne.

At present it is possible, with a well designed counter using selected commercial tubes, to make scintillation counters which will detect every photon of the energy range around 1 Mev with a background counting rate of less than 1 per minute without cooling. With lower energy photons, for example around 10 Kev, the situation is considerably worse and it is not possible to count more than about 50% of the photons with a similar background counting rate. However, there is room for a great deal of improvement.

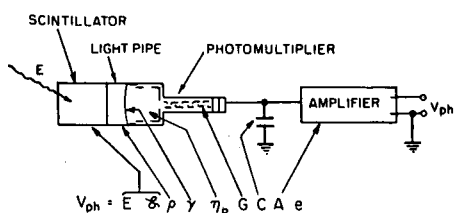
If one were asked to name some of the most urgent problems to be solved in connection with the sensitivity of scintillation counters, one might list the following:

1. The development of a photomultiplier which is free from spurious counts.
2. The development of photomultipliers with large uniform photocathodes, efficiently coupled to the multiplier structure.
3. The discovery or development of scintillators which more efficiently convert nuclear energy into light.

Energy Discrimination

The ability of a scintillation counter to indicate the energy of the incident nuclear particle rests on the fact that for a given type of nuclear particle the number of

optical photons which are produced by a scintillator is proportional, or nearly proportional, to the energy of the particle and that the size of the output pulse from the multiplier is proportional to the number of photons which strikes the photocathode. Energy spectrometry can, therefore, be carried out simply by measuring the height of the output pulses from the scintillation counter. This has proved to be a very sensitive and efficient way of measuring the energy of nuclear particles. Indeed, the method has proved so powerful that gamma ray energy spectrometry has almost become a separate field of technology and commercial spectrometers are available for measuring gamma ray spectra in order to identify radioactive elements in radiochemistry, activation analysis, and other branches of radiotechnology.



WHERE E = ENERGY, INCIDENT PARTICLE (ELECTRON VOLTS)

ϵ = EFFICIENCY OF SCINTILLATOR (PHOTON/ELECTRON VOLT)

ρ = OPTICAL COUPLING EFFICIENCY

γ = QUANTUM EFFICIENCY OF CATHODE (ELECTRON/PHOTON)

η_p = PHOTOELECTRON COLLECTION EFFICIENCY

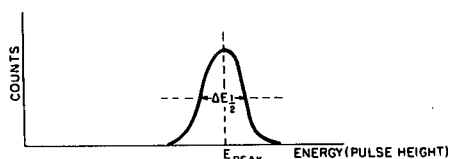
G = PHOTOMULTIPLIER GAIN

C = CAPACITY OF MULTIPLIER OUTPUT CIRCUIT

A = AMPLIFIER GAIN

e = ELECTRONIC CHARGE

PULSE HEIGHT EQUATION



$$W_{1/2} = \frac{\Delta E_{1/2}}{E_{PEAK}} = 236 \left[\frac{1}{E \epsilon \beta \rho \gamma \eta_p} \left(1 + \frac{\delta^2}{\sigma^2} \left(\frac{1}{\sigma - 1} \right) \right) \right]^{1/2}$$

AND $\delta = \sqrt{e \sigma}$ (e CONSTANT = 15)

$$W_{1/2} = 236 \left[\frac{1}{E \epsilon \beta \rho \gamma \eta_p} \left(1 + \left(\frac{e}{\sigma - 1} \right) \right) \right]^{1/2}$$

WHERE E = ENERGY OF PARTICLE

ϵ = EFFICIENCY OF SCINTILLATOR

β = STATISTICAL LOSS IN SCINTILLATOR

ρ = OPTICAL COUPLING EFFICIENCY

γ = PHOTOCATHODE QUANTUM EFFICIENCY

η_p = PHOTOELECTRON COLLECTION EFFICIENCY

σ = GAIN PER STAGE

ENERGY RESOLUTION

Figure 4

Figure 5

The relationship between the energy of an incident particle and the pulse from a multiplier is given by the equation on the chart in Fig. 4. While this relationship is useful for determining the best multiplier, crystal, and circuitry to be used for a given spectrometer, it does not give an indication of the precision of the results to be expected. However, an analysis of the statistics of the various processes involved has made it possible to derive the relationship given on the chart in Fig. 5 which gives the fractional root-mean-square deviation in energy expected under a given set of conditions.

The factors relating to the statistics of the photomultiplier, namely, the quantum efficiency of the photocathode, the collection efficiency for photoelectrons and the statistics of the multiplication process, are fairly well understood. With respect to the scintillator, the situation is not as clear and the factor which represents the loss of statistics which occurs in a real crystal has yet to be explained.

The two relationships given on the charts permit an easy evaluation of the energy of a simple gamma ray line spectrum since they give the energy corresponding to the measured pulse amplitude, the precision of the measurement, and the minimum resolvable separation between pairs of spectral lines. Where one is measuring a continuous distribution of energy, the problem is somewhat more complicated. In a purely formal sense, it is possible to set up an integral equation which transforms

the measured amplitude distribution into the wanted energy distribution. However, since such a formulation involves functions which so far can only be evaluated experimentally, it is of little assistance in the solution of practical problems.

A great deal of work is being done at a number of centers to develop a practical technique for the analysis of gamma ray distribution. In particular, one must mention the work of N. H. Lazar and the Oak Ridge group and of W. H. Koch and his colleagues at the Bureau of Standards who are developing seemingly excellent techniques for solving the problem of continuous spectra. The technique used is to set up a matrix, with the aid of measured and calculated values of the response characteristic of the spectrometer at a series of energies in the energy range involved, to effect the required transformation.

Supplementing the progress which has been made in the design of the scintillation counter heads for energy spectrometry, the associated circuitry has also been developed to a high degree of perfection. Multichannel analyzers with as many as 256 channels employing magnetic core memories for storing the counts on the various channels and with provisions for visibly displaying the results as they are accumulated and for making a permanent record of the final distribution are commercial items and are now quite common.

Again, I would like to ask what are some of the principal problems to be solved in this area of scintillation counting. Let me suggest the following three:

1. Determination of the cause of the loss of statistics in fluorescent scintillators, with the objective of producing a scintillator which does not produce this degradation of energy resolution.
2. The development of photomultipliers which have a higher degree of stability. This includes overcoming the short time instability which gives rise to an increase or decrease in multiplier gain with counting rate and also reducing the longer term fatigue effect.
3. Improving and simplifying the method of handling the output pulses from the multiplier in scintillation counter energy spectrometers.

Time Resolution

Ranking equal in importance to its sensitivity and energy measuring properties is the excellent time resolving capability of the scintillation counter. This property has been almost invaluable in certain types of high energy particle research, in the measurement of neutron times-of-flight, and in the study of the decay schemes of various radioactive processes.

Perhaps the simplest example of the use of scintillation counters for the measurement of very small time intervals is illustrated by the variable delay coincidence detector shown in Fig. 6. Here the outputs from the two scintillation counter heads A and B are supplied to a coincidence circuit through delay networks. The delay network from A is variable, that from B fixed. The time difference between events occurring at A and B can be measured in terms of the setting of the delay network which leads to the simultaneous arrival of pulses from the two multipliers at the coincidence circuit. If the two scintillation counter heads were ideal, no counts would be observed from the coincidence circuit as network A is varied until the time difference in the two branches of the circuit exactly equaled the time interval separating the two nuclear events. However, in a real scintillation counter there is a fluctuation in the length of time separating the arrival of the nuclear particle at the scintillator and the appearance of the pulse at the photomultiplier. This means that there will be a statistical time error in measurements of this type. This time error can

be quantitatively evaluated by means of the variable delay coincidence circuit. If, for example, simultaneous scintillations are caused to occur in A and B (as might be produced by having a positron annihilation source exactly midway between the two scintillators), one would observe that the counting rate from the coincidence circuit rises gradually to a maximum and then decreases as the variable delay line A is adjusted over a narrow range of time. The maximum of the distribution curve thus obtained occurs at zero time difference between the two branches and the width of this distribution curve (i.e., its variance) is a measure of the time resolution capabilities of the system.

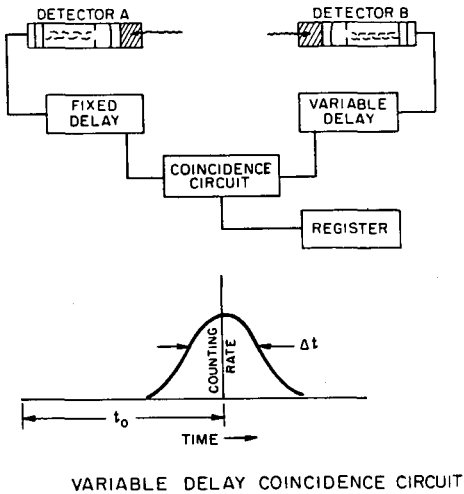


Figure 6

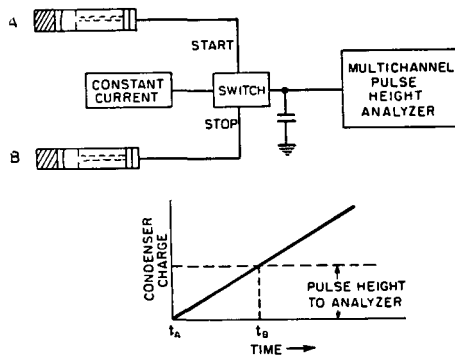


Figure 7

While the circuit discussed above is a convenient way of determining the time separation between events having a fixed time difference, it is quite inefficient for determining time difference spectra for a large number of events (e.g., velocity measurements by observing the time required for a nuclear particle to traverse a known distance). A spectrum can only be obtained by point-to-point time measurements where a simple variable delay coincidence circuit is used. However, more sophisticated circuitry can be designed which will give time distribution spectra. One frequently used circuit converts the time intervals between events into pulse heights and then analyzes these pulse heights by means of a multichannel analyzer. This is illustrated schematically in Fig. 7.

Another interesting method used for time analysis is the vernier chronotron illustrated in Fig. 8. This has been developed by H. W. Lefevre of Hanford. It consists of two scintillation counter heads supplying transmission line loops of 300 millimicroseconds and 299 millimicroseconds in length, respectively, with a coincidence circuit connected between the two loops. A pulse from A first enters the longer loop while, at some later time, the pulse from B enters the second loop. These pulses circulate around their respective loops. After each turn, the second pulse comes closer to coincidence with the first by one millimicrosecond. The number of turns traversed by the pulses before they come into coincidence measures the time separation between them.

It has been mentioned that statistical processes in the scintillator and photomultiplier limit the time resolution that can be achieved by a scintillation counter. It is important to determine quantitatively and in detail the causes of this loss in resolution

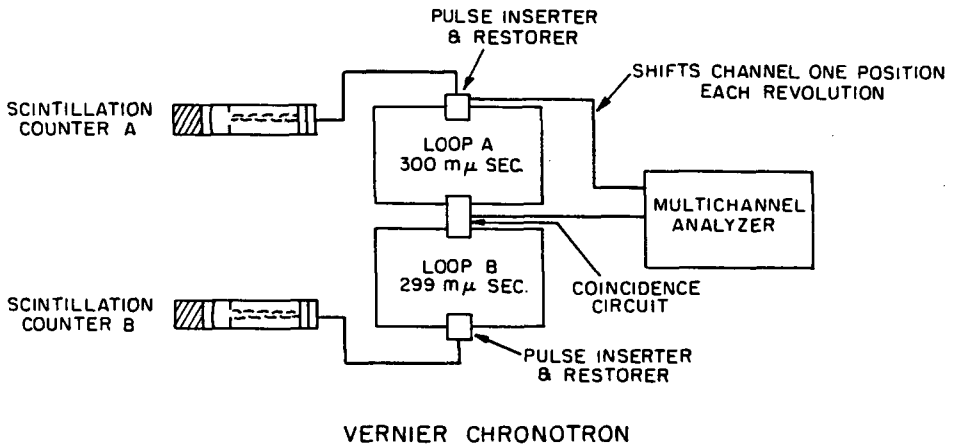


Figure 8

in order to be able to improve the time resolution of the system. A fluorescent scintillator has an inherent time dispersion because the emission of photons is a process which is random in time. It can be shown that if a fluorescent scintillator has an exponential decay with a time constant α , the minimum time dispersion which can be achieved, even with an ideal photomultiplier of quantum efficiency γ and zero time dispersion, will be given by equation 1) shown in Fig. 9.

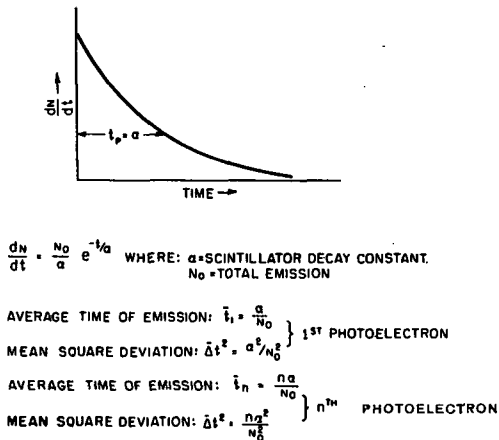
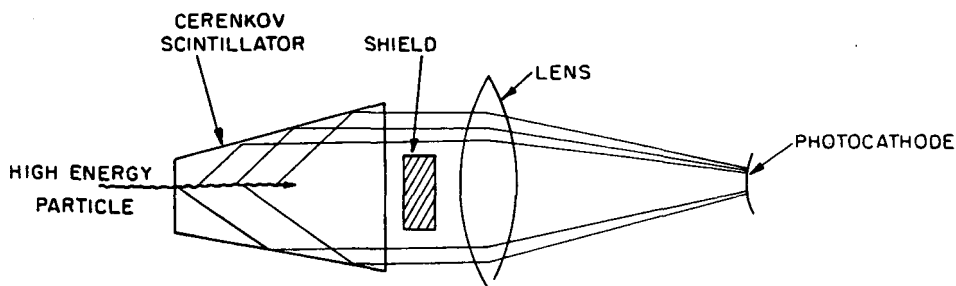


Figure 9

SCINTILLATOR STATISTICS

The time dispersion for a Cerenkov scintillator may be made very small indeed but since this time dispersion depends principally upon the size and geometry of the scintillator, it is not possible to formulate a time dispersion in any single general

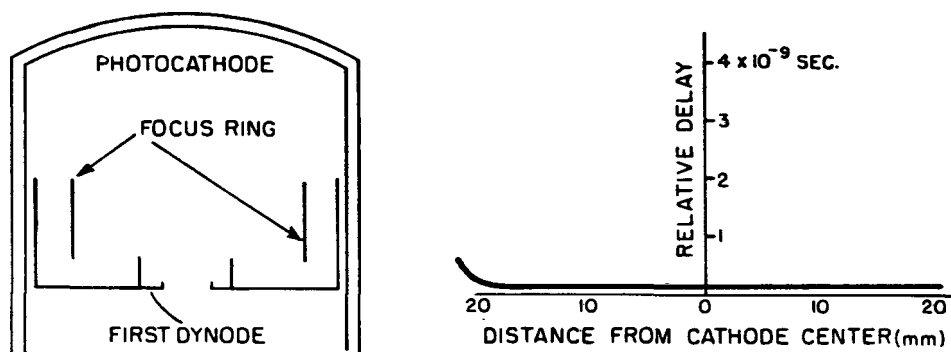
equation. An example of a nearly isochronous Cerenkov scintillator is shown in Fig. 10.



ISOCRONOUS CERENKOV SCINTILLATOR

Figure 10

The photomultiplier contributes fully as much to the loss in time resolution as does the scintillator. For convenience of description, the time error in a multiplier is divided into that due to the performance of the photocathode-to-first-dynode region and that due to the multiplier structure itself. The time error of the photocathode-to-first-dynode electron optical system is primarily geometric and can be corrected in a large measure. Systems have been worked out where this time error is, over most of the cathode area, reduced to the order of 10^{-10} sec. or less. A diagram of such a corrected system is shown in Fig. 11 together with a curve giving its time performance. The time error in the multiplier structure is due, first, to differences in path lengths of electrons between one dynode and the next, and, second, to differences in initial velocities of secondary electrons. In general, the former is many times greater than the latter.



TIME-CORRECTED PHOTOCATHODE LENS SYSTEM

Figure 11

In a conventional photomultiplier, such as the 6810A, it can be estimated that the variance of the time spread in any one stage is the order of 5×10^{-10} sec. Assuming a well corrected photocathode-to-first-dynode lens system and a multiplier structure which has a variance β for the Gaussian representing the time spread for each stage, it can be shown that the root-mean-square time deviation of a scintillation counter having a fluorescent scintillator with a decay constant α will be given by the relation shown in the chart in Fig. 12. When this is evaluated for fast organic scintillators, the time accuracy which should be obtainable is the order of 0.3 to 0.5 millimicroseconds. This estimate is in quite good agreement with experimental measurements.

$$\text{TIME ERROR } \Delta t_{rms} = \sqrt{\frac{\alpha \beta}{N_e}} \times \text{CONSTANT}$$

$$\text{TIMING CIRCUIT TRIGGERING AMPLITUDE } \frac{\Delta N_e}{N_e} = \frac{\beta}{\alpha} \times \text{CONSTANT}$$

WHERE N_e = NUMBER OF PHOTOELECTRONS
 α = DECAY CONSTANT OF SCINTILLATOR
 β = INTERSTAGE TIME SPREAD OF MULTIPLIER

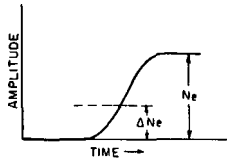


Figure 12

TIME RESOLUTION ERROR

A great deal of work has been done in the past few years to improve the time resolution of the photomultiplier. Fig. 13 shows an experimental photomultiplier, being developed at RCA Laboratories under the sponsorship of the AEC, which has a time resolution nearly an order of magnitude better than that of conventional

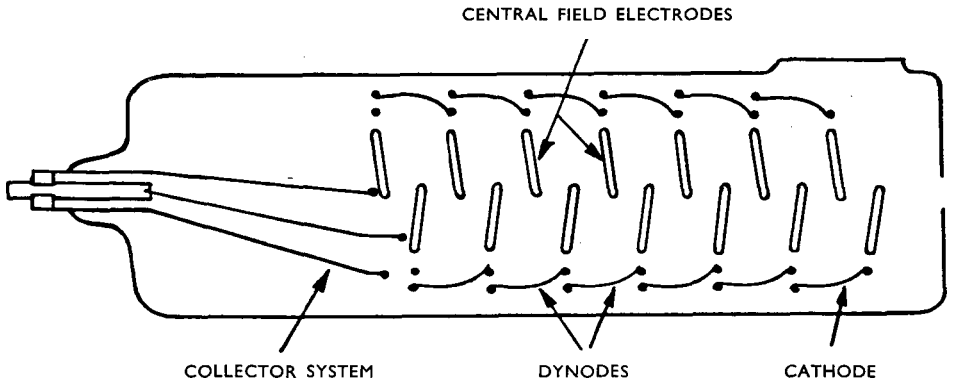


Figure 13

commercial multipliers (e.g., the 6810A and C7251). This multiplier achieves its excellent time resolution characteristics by employing a system of high potential electrodes in the space between the dynodes. Such a multiplier, in combination with an isochronous Cerenkov scintillator and used with suitable circuitry, is expected to give time resolutions in the micromicrosecond region.

Again, I would like to present three important problems which remain to be solved:

1. To develop an improved scintillator, either in the form of a fluorescent scintillator with a much smaller decay constant or a more nearly isochronous Cerenkov scintillator.
2. The development of better ways of using the space current from the last dynode of a multiplier, instead of collecting it on an anode as is done with the present multipliers.
3. The development of coincidence circuits or their equivalent which use the full information of the output pulse of a multiplier instead of only from a single point on that pulse.

In the course of this brief discussion of scintillation counters, in addition to describing in very general terms their present status, I have formulated a number of problems which remain to be solved. Some of these will obviously require years of research, but perhaps during this Symposium the answers may be given to some of the problems which I have posed.

Some Important Problems in the Scintillation Counter Field

1. Development of a scintillation counter which can discriminate between types of nuclear particles.
2. Development of photomultipliers which are free from spurious counts.
3. Development of photomultipliers with large, uniform, efficiently utilized photocathodes.
4. Discovery or development of scintillators which more efficiently convert nuclear energy into light.
5. Elimination of non-fundamental statistical fluctuation in the energy-to-photon conversion in scintillators.
6. Development of multipliers with better gain stability.
7. Improved methods of pulse height analysis.
8. Development of faster fluorescent and Cerenkov scintillators.
9. Better utilization of the space current from the last dynode of photomultipliers.
10. Development of coincidence circuits which make use of the full information of the multiplier pulse output.

THE PROCESSES INVOLVED IN THE IMPROVEMENT OF PLASTIC SCINTILLATORS*)

F. H. BROWN, M. FURST AND H. KALLMANN - DEPARTMENT OF PHYSICS - NEW YORK
UNIVERSITY - NEW YORK 3, N. Y. (U.S.A.)

Introduction

Investigation of the properties of liquid organic scintillators has yielded much information about the mechanism of excitation energy transfer(1). It has also resulted in the practical improvement of scintillators by enhancing fluorescence efficiency and in extending their applications by making possible the incorporation of various desirable materials into the scintillator without destroying its usefulness(2). This presentation results from the application to plastic scintillators of methods which proved fruitful in the case of liquids.

The well known practical advantages of plastic scintillators are that they are mechanically stable and that they can be prepared in almost any desired size and shape. From the scientific point of view they present the unique opportunity to investigate transfer of excitation energy at room temperature in systems in which material diffusion processes, in particular that of transfer of energy by the diffusion of excited solvent molecules, do not occur.

Two polymers were used as the bulk solvent: polystyrene (PS) and polymethylmethacrylate (PMMA). The former was chosen because it resembles aromatic solvents which transfer energy efficiently in liquid scintillators. Polymethylmethacrylate, on the other hand, was chosen because it is structurally similar to liquid solvents found inefficient with respect to energy transfer. The aim, if the plastic were inefficient, was to determine whether methods previously successful for enhancement in liquids could be applied. Efficient PMMA scintillators would be desirable because of their optical and mechanical properties.

Scintillator Preparation

Styrene (Eastman Kodak) or methylmethacrylate (Monomer-Polymer Corp.) was freed of inhibitors. Solutions were prepared and sealed into pyrex tubes (8 mm I.D.) and thermally polymerized.

The solutions were not deoxygenated(3).

PS: 72 hr. at 60° C plus 120 hr. at 100° C.

PMMA: 120 hr. at 50° C plus 72 hr. at 100° C.

The tubes were allowed to cool slowly to room temperature during the course of 5 hours. They were then rapidly re-heated to 100° C and allowed to cool in the same way; the last procedure was repeated.

The tubes were cracked and the rods of polymer removed. Samples were sliced from each rod and machined to a length of 25 mm and the ends polished. The homogeneity of the cylinders was checked by measuring the fluorescence of samples cut from different portions of the rod. All cylinders examined were found homogeneous in this respect.

Measurement

An RCA 1P28 photomultiplier was used for all measurements. High energy induced fluorescence was measured in the arrangement previously described(4) using

*) This investigation was supported by the U.S. Army Signal Supply Agency, Fort Monmouth, New Jersey.

a 1 mc Ra γ source with the sample lying over the source in a non-reflecting brass beaker.

Ultraviolet induced fluorescence (direct solute excitation) was measured using a Hanovia low-pressure mercury lamp through a Bausch & Lomb monochromator as light source. The specimen was placed in a non-reflecting holder with its long axis perpendicular to the incident light and one of its ends facing the photomultiplier. Appropriate filters were placed between sample and photomultiplier to keep out any exciting radiation.

Experimental Results and Discussion

Energy transfer in polystyrene:

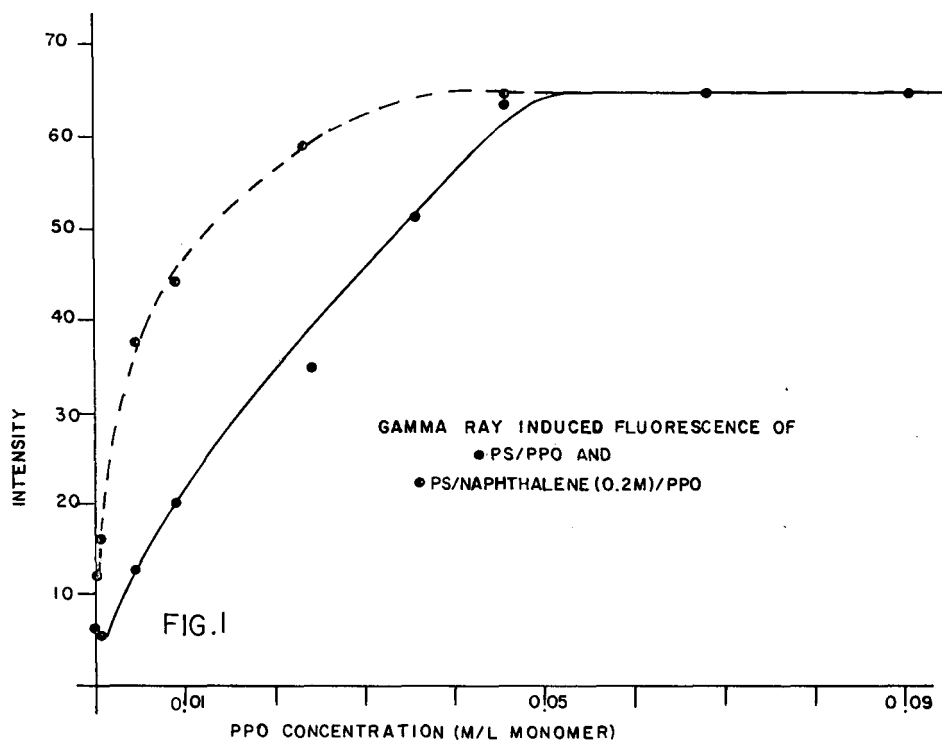


Figure 1 presents the γ -ray induced fluorescence of PS/2,5-diphenyloxazole as a function of solute concentration. The shape of the curve is typical of most PS scintillators prepared. The level portion at large concentrations indicates that concentration quenching does not occur. This is in keeping with the expectation that concentration quenching requires diffusion. It is nevertheless noteworthy that no concentration quenching is evident even at the rather large concentrations employed. This observation leads to the conclusion that concentration quenching requires a close interaction of the two respective molecules which, in practice, can probably only be achieved in non-rigid environments.

Concentration quenching is thought of as occurring by the formation of an excited solute dimer which loses its excitation energy nonradiatively and dissociates into single solute molecules. In the case of pyrene in liquid solvents the dimer is fluorescent

and a change of emission spectrum is observed with increasing pyrene concentration(5), rather than concentration quenching. PS/pyrene scintillators do not show this change even at pyrene concentrations higher by a factor of ten than those required in liquids. This is another indication that, in practice, diffusion is required for the formation of an excited solute dimer and therefore for concentration quenching.

TABLE I
Fluorescence Intensities in Polystyrene and Xylene Scintillators

Solute	Maximum Intensities — γ -Ray Excitation				
	poly-styrene	concentration(M)	xylene	concentration(M)	P/R
2-phenyl-5(4-biphenyl)-oxadiazole (PBD)	1.0	0.03	1.05	0.017	1.1
2-(1-naphthyl)-5-phenyl-oxazole (α -NPO)	0.75	0.07	0.75	0.015	0.75
9,10-diphenylanthracene (PPA)	0.71	0.06	0.6	0.015	0.65
2,5-diphenyloxazole (PPO)	0.65	0.065	0.9	0.018	1
p-terphenyl	0.65	0.09	1.00	0.022	1
pyrene	0.6	0.12	0.15	0.1	0.15
m-terphenyl	0.45	0.43	0.65	0.43	0.65
fluoranthene	0.35*	0.13	0.15	0.025	0.15
o-aminobenzoic acid	0.3*	0.075	0.35	0.018	0.4
chrysene	0.25*	0.067	0.07	0.018	0.1
fluorescent chartreuse	0.25	10 g/l	0.25	1.5 g/l	0.9
naphthalene	0.15	0.2	0.07	0.04	0.1
anthracene	0.13*	0.025	0.1	0.0085	0.2

* Intensity still increasing at maximum concentration employed.

The maximum fluorescence intensity of several PS scintillators, together with the lowest solute concentration at which it occurs, is given in Table I; the fluorescence intensity of p-terphenyl (0.022 M) in xylene is taken as 1. The maximum intensity in xylene and the concentration at which it occurs is given for comparison. It is seen that in most cases solutes which are efficient in liquid are also efficient in PS but the PS scintillators mostly have a somewhat lower maximum intensity. The last column of the table is more suited to this comparison because it gives the extrapolated maximum fluorescence in liquid scintillators at zero concentration quenching, which condition appears to obtain in the PS scintillators measured(6). It was, however, observed that the efficiency of certain solutes which have only a medium fluorescence efficiency in liquid solvents is higher in PS than in liquids. This is discussed below.

The relatively slow rise of γ -ray induced fluorescence intensity with concentration indicates that polystyrene may be classed as a moderate solvent for energy transfer(7). As in the case of liquid solvents, the use of an intermediate "solvent", such as naphthalene, increases the efficiency of energy transfer, causing a more rapid rise with concentration(7).

The relatively weak fluorescence of PS/naphthalene, as well as fluorescence measurements using filters to cut out possible naphthalene radiation, show that the upper curve of Figure 1 results from PS — naphthalene — PPO energy transfer. Similar results were found using naphthalene in PS scintillators with PBD, PPA, or α -NPO as the fluorescent solute. The magnitude of maximum fluorescence intensity is not

changed; it occurs, however, at lower concentration. This phenomenon is of particular significance when long rods of scintillator are used in which fluorescence excited at one point is recorded at the end of the rod (8). The lower concentration of fluorescent solute required in the presence of naphthalene reduces self-absorption and thereby increases the amount of light arriving at the end.

The γ -ray induced fluorescence of PS/naphthalene has a maximum value at 0.2M naphthalene (concentration in monomer). This indicates that at that concentration all the energy available for transfer to naphthalene is transferred. It was further found that when naphthalene is used as intermediate "solvent" in PS scintillators which do not contain added quenchers, the enhancement does not increase with increasing naphthalene concentration after a concentration of 0.2M naphthalene is reached (see, for example, Table II). We conclude that this amount of naphthalene is sufficient to extract all energy from polystyrene.

TABLE II
Effect of Increasing Naphthalene Concentrations
Upon the γ -Ray Induced Fluorescence of a PPO/PS Scintillator
(PPO Concentration 0.023M in Monomer)

Naphthalene conc. (M)	Intensity
0	32
0.004	43
0.024	48
0.08	52
0.2	59
0.4	59
0.8	59

In a rigid PS scintillator, energy can either be transferred by solvent-solvent energy migration until a solvent molecule within interaction distance of a solute molecule becomes excited, or by one-step transfer in which the energy of an originally excited solvent molecule is transferred directly to a solute molecule. It seems likely that in the case of PS/naphthalene/fluorescent solute scintillators, naphthalene-naphthalene migration is not so important as one-step naphthalene-solute transfer. This follows from the observation that increasing the concentration of naphthalene as intermediate "solvent" beyond that at which all available energy is in the naphthalene does not enhance energy transfer further. If the predominant process were naphthalene-naphthalene migration, increasing naphthalene concentration should continue to improve energy transfer. Thus, with increasing naphthalene concentration the fluorescence should reach its maximum at smaller and smaller solute concentrations. Since this is not so, it seems that the energy does not migrate from naphthalene to naphthalene before reaching the solute, but rather is transferred in a one-step process to the solute. In PS, however, PS-PS migration seems to occur followed by a transfer to naphthalene or to the solute. This is concluded from quenching experiments and from the shape of the fluorescence versus solute concentration curves.

Table III presents the solute concentrations at which half the maximum intensity is reached, a good indication of the efficiency of energy transfer. It can be seen that energy transfer in many PS/0.2M naphthalene/fluorescent solute scintillators is almost as good as in xylene (last column).

TABLE III
Molar Half Value Concentrations in Rigid and Liquid Scintillators

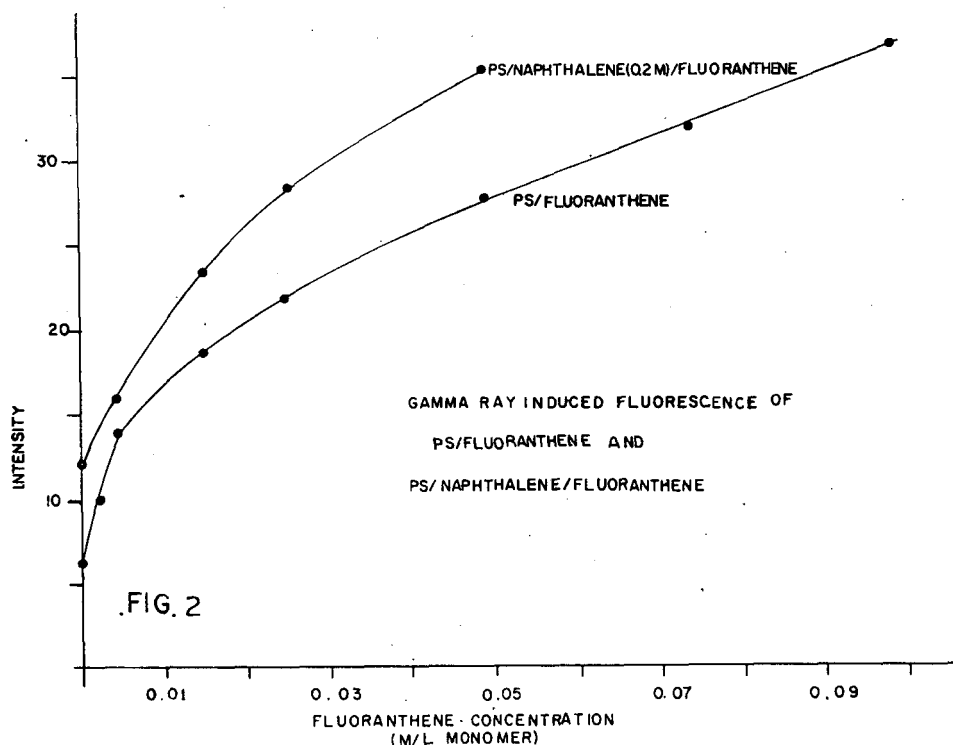
Solute	Solvent				
	Poly-styrene	Poly-styrene 0.2M Naphthalene	PMMA	PMMA 0.8M Naphthalene	Xylene
anthracene	0.0013*				0.004
9,10-diphenylanthracene (PPA)	0.01	0.003	0.02	0.02	0.002
o-aminobenzoic acid	0.01				0.005
chrysene	0.01*	0.01*			0.003
fluoranthene	0.02*	0.015*	0.06	0.03	0.0025
fluorescent chartreuse	0.25 g/l	0.2 g/l			0.25
naphthalene	0.08		0.15		0.01
2-phenyl-5(4-biphenyl)- oxadiazole (PBD)	0.005	0.002	0.015	0.002	0.002
2-(1-naphthyl)5-phenyl-oxazole (α -NPO)	0.004				0.003
2,5-diphenyloxazole (PPO)	0.02	0.004	0.045	0.005	0.002
pyrene	0.015				0.015
m-terphenyl	0.6				0.06
p-terphenyl	0.007		0.018		0.002

* Maximum not reached; $c_{1/2}$ estimated

In this connection it may be pointed out that the fluorescence versus solute concentration curve in Figure 1 without additional naphthalene does not display the rapid rise observed in liquids. The rise is almost linear and then the fluorescence rapidly approaches a final value. Such a curve cannot be explained by energy transfer to the solute molecule either via migration alone or via one-step transfer alone. It appears as though one process takes over at higher concentrations. This type of behavior is observed with most solutes and is not yet fully understood. It may be that a combination of both transfer processes, by migration and by single-step transfer, is responsible for this type of curve, or a third process may occur as well.

It can be seen from Table I that PS/chrysene or fluoranthene scintillators give a greater fluorescence intensity under γ -rays than xylene scintillators, greater even than the xylene P/R values. PS scintillators containing these solutes do not show any levelling off to a maximum at the highest concentration which can be employed. Nor do they show any levelling when naphthalene is used as intermediate "solvent" (see, for example, Figure 2). That the fluorescence intensity continues to rise to such high values with solute concentration, that the rise with concentration at low solute concentrations is of the same order as with other solutes, and that the addition of naphthalene does not cause the curve to level off mark the behavior of these solutes in PS scintillators as quite different from the others. This difference is not due to some special quenching of solute by PS, because of the high fluorescence intensities obtained, and because direct solute excitation by 3660 Å light shows the expected rapid rise of fluorescence with concentration depending only upon the completeness of absorption at extremely low solute concentrations. Light excitation measurements also show that the fluorescence efficiency of fluoranthene is greater in PS than in xylene. It may be that some mode of internal quenching is eliminated by the rigidity

of the medium. One is therefore led to the view that the continuous rise of γ -ray induced fluorescence intensity with solute concentration of PS/fluoranthene and PS/chrysene, both in the presence and absence of naphthalene, is due to poor energy transfer from PS and from naphthalene, and that the relatively high fluorescence intensity is due to the higher fluorescence efficiency (lower internal quenching) of these solute molecules. The reason for this behavior is not yet understood.

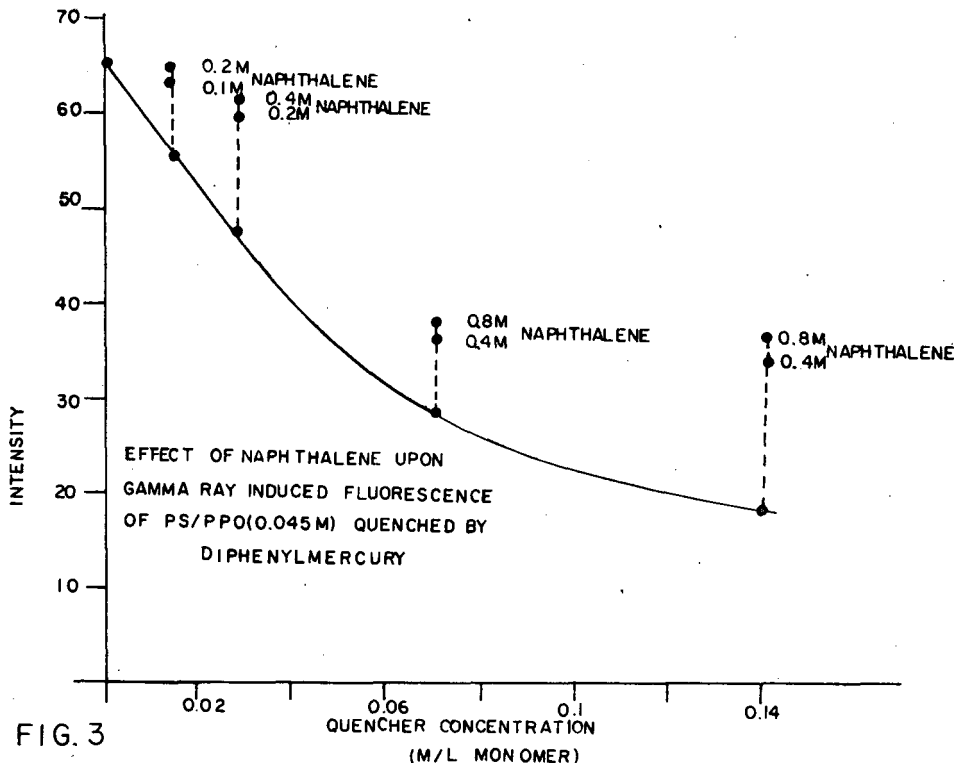


Quenching in Polystyrene:

It is often of practical interest to incorporate materials into scintillators which, however, unfortunately quench the fluorescence. In liquid scintillators this quenching can be overcome in many cases by the use of an intermediate "solvent" such as naphthalene (2), (9). PS/0.045M PPO scintillators containing various concentrations of naphthalene and diphenyl-mercury were prepared to test this effect in plastic (10). 0.045M PPO was chosen because the addition of naphthalene to a PS/PPO scintillator of this concentration no longer causes an increase of γ -ray induced fluorescence (Figure 1). Figure 3 presents the results. 0.014M diphenylmercury quenches PS/0.045M PPO by 15%. The intensity is brought back to the original value by the addition of naphthalene. When the diphenylmercury concentration is doubled the quenching is increased, but the light emission is brought back to almost the original value by making the solution 0.4M in naphthalene. At ten times this concentration of diphenylmercury (0.14M) the emission is quenched to 30% and while naphthalene increases the light output, it increases it only to slightly more than 50% that of the unquenched scintillator. It is seen that in this case of a quenched PS scintillator, the addition of

more naphthalene than 0.2M continues to increase the emission, but does so only slightly.

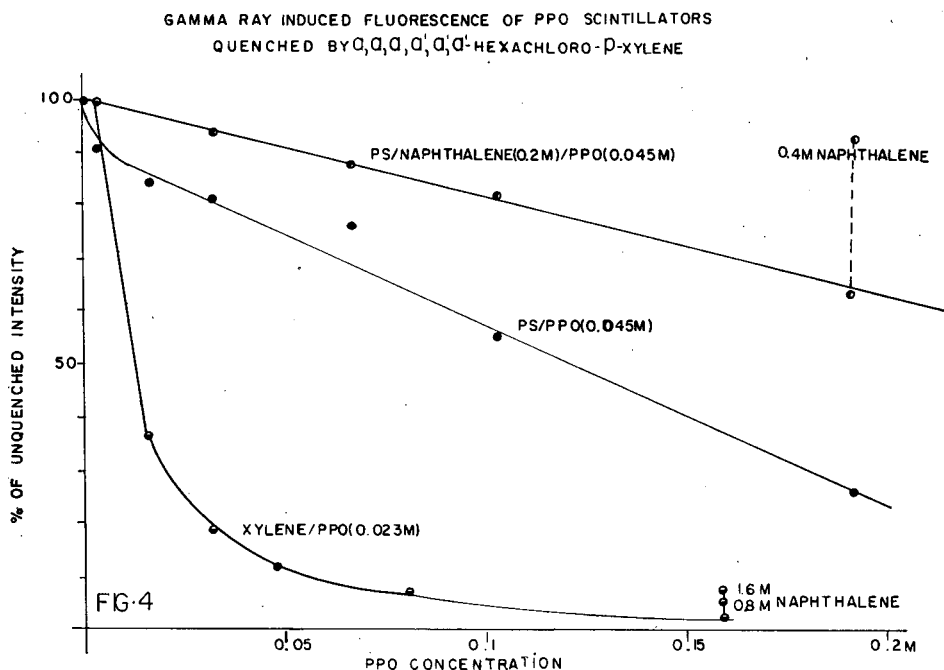
It has been shown that in liquid scintillating solutions containing a quencher like diphenylmercury, the solvent is quenched to a much greater degree than the solute up to the limits of quencher solubility(9). The presence of a large concentration of intermediate "solvent" enables transfer to the intermediate "solvent" before the



energy is quenched in the solvent, and when the intermediate "solvent" is little affected by the quencher, transfer to the fluorescing solute follows. The same processes seem to occur in PS scintillators. To demonstrate this, some of the polystyrene solutions were measured under 3340 Å excitation. At this wavelength the solute is directly excited and the solvent does not absorb. Thus energy transfer is bypassed. 0.07M diphenylmercury quenches 0.045M PPO by 17% and 0.14M diphenylmercury quenches 0.045M PPO by 24%. This shows that the quenching by 70% under γ-ray excitation is mostly due to a quenching of transfer and not of PPO emission. This is consistent with the results obtained from liquid solutions.

A further example of intermediate "solvent" enhancement of a quenched PS scintillator is given in Figure 4. The quenching solute is α, α, α, α', α', α'-hexachloro-p-xylene(11). The quenching is less than in the case of diphenylmercury. 0.2M quencher reduces the emission to 40%. 0.2M naphthalene raises it to 75%, and 0.8M naphthalene to almost 100%.

The lowest curve of Figure 4 presents quenching by $\alpha, \alpha, \alpha, \alpha', \alpha', \alpha'$ -hexachloro-p-xylene of liquid xylene/PPO (0.023M) scintillators. The quenching is much greater than in PS, and enhancement by naphthalene is almost non-existent from the practical point of view. Measurements under light excitation were performed to examine the action of this quencher in more detail. PS/PPO/quencher samples were excited by light of 3130 Å which is not absorbed by PS. 0.12M quencher reduces the fluorescence



to 85%, showing that most of the quenching under γ -ray excitation is due to solvent (energy transfer) quenching. In xylene solutions, on the other hand, it was found that even 0.03M quencher reduces the solute emission excited by 3130 Å by 65%, showing that only slightly more than half the quenching of the liquid scintillator is due to solvent quenching. The absence of strong solute quenching in PS is again thought to be due to the absence of material diffusion. Quenching of the solute can only occur when the quenching molecule is very close to an excited solute molecule.

In order to see the effect of this quenching on naphthalene, 3025 Å was used to excite naphthalene in xylene/naphthalene $\alpha, \alpha, \alpha, \alpha', \alpha', \alpha'$ -hexachloro-p-xylene solutions, thus bypassing energy transfer from xylene to naphthalene. It was found that 0.03M quencher reduces naphthalene emission by 86%. This accounts for the absence of naphthalene enhancement under γ -rays in xylene/naphthalene/PPO solutions containing this quencher.

Since most of the quenching by $\alpha, \alpha, \alpha, \alpha', \alpha', \alpha'$ -hexachloro-p-xylene in PS scintillators is due to solvent quenching, it may occur either by solvent-solvent energy migration eventually reaching a quencher molecule or by direct quenching of a primary excited solvent molecule by a nearby quencher. Because of the relatively low quencher concentration at which significant quenching occurs, it seems likely that the former alternative is predominant. On the other hand, PS/naphthalene/PPO scintillators

require much greater concentrations of quencher, indicating that naphthalene — naphthalene migration to a quencher molecule is less important than one-step, direct naphthalene — quencher interaction.

It appears from the above that, at least in some cases, it may be better to incorporate a desired quencher plus intermediate "solvent" in plastic rather than liquid scintillators in order to obtain high light yields.

Another aspect of these investigations concerns the time constants of the light emission. It is well known that the addition of quenching molecules reduces the time constant; in a liquid solution containing a quencher, the light decay is still given by

$\exp -\frac{t}{\tau}$, but the τ is much smaller than that of the solution containing no quenching

molecules. If quenching of the solute, however, occurs by a one-step process under conditions of no material diffusion, the influence of the quencher upon the time constant is quite different. Only a certain fraction of the excited solute molecules is affected; the remainder decays with the time constant of the unquenched solution. Experiments are under way to investigate these effects.

Energy Transfer in Polymethylmethacrylate:

In liquid scintillators it was found that completely non-aromatic solvents are poor for energy transfer in most cases. This means that relatively large solute con-

GAMMA RAY INDUCED FLUORESCENCE OF PMMA/PPO AND PMMA/NAPHTHALENE/PPO

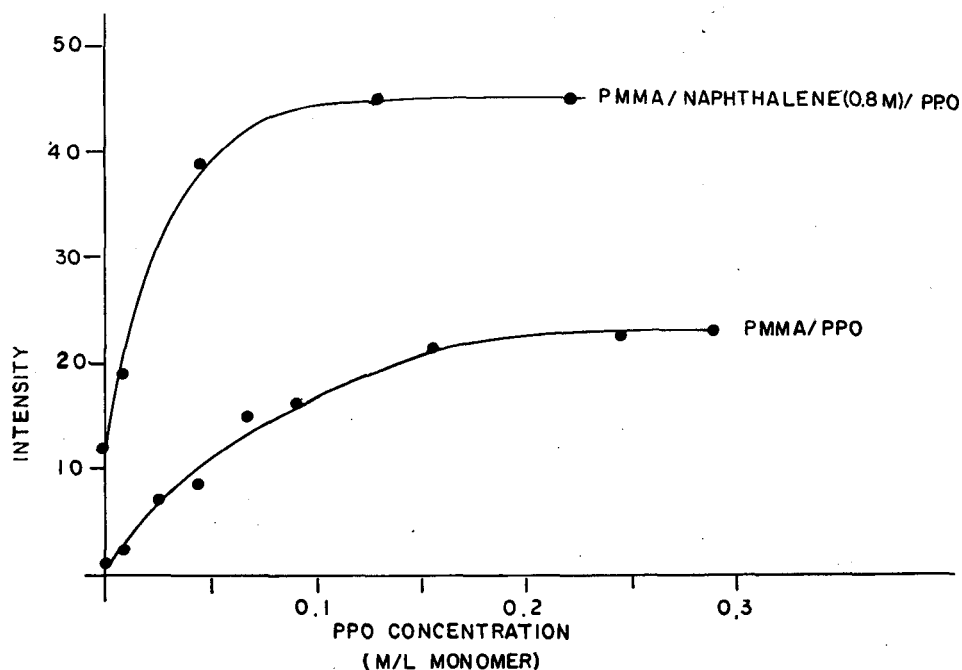


FIG. 5

centrations are required to extract the energy from the bulk material. In many cases it proved possible to increase the efficiency of scintillator solutions in these "poor" solvents by the use of an intermediate "solvent" such as naphthalene(7). PMMA scintillators were prepared in order to see whether similar effects occur in rigid plastics.

Figure 5 presents the γ -ray induced fluorescence of PMMA/PPO and PMMA/0.8M naphthalene/PPO as a function of PPO concentration. The shape of the two curves is typical of all the PMMA scintillators measured. Table IV presents the maximum γ -ray induced fluorescence, and the lowest solute concentration at which it occurs, for several PMMA/solute and PMMA/0.8M naphthalene/solute scintillators. P/R values, as well as maximum intensities and the corresponding concentrations in xylene are given for comparison. The half-value concentrations are given in Table III.

TABLE IV
Fluorescence Intensities in Polymethylmethacrylate and Xylene Scintillators

Solute	Maximum Intensities — γ -Ray Excitation				
	PMMA	concentration(M)	xylene	concentration(M)	P/R
9,10-diphenylanthracene (PPA)	0.21	0.065	0.6	0.015	0.65
+0.8M naphthalene	0.36	0.03			
biphenyl	0.11	0.26	0.15	0.035	0.1
fluoranthene	0.065	0.16	0.15	0.025	0.15
+0.8M naphthalene	0.18	0.12			
naphthalene	0.12	0.6	0.07	0.04	0.1
2,5-diphenyloxazole (PPO)	0.23	0.23	0.9	0.018	1
+0.8M naphthalene	0.45	0.13			
2-phenyl-5(4-biphenyl)-oxadiazole (PBD)	0.16	0.04	1.05	0.017	1.1
+0.8M naphthalene	0.63	0.06			
p-terphenyl	0.12	0.042	1.00	0.022	1

A comparison of PS and PMMA scintillators (Table I and Table IV) shows that in all cases investigated the maximum intensities of PMMA/solute scintillators are significantly smaller and the half value-solute concentrations larger (Table III) than in PS/solute scintillators. The latter indicates that energy transfer in PMMA/solute scintillators is comparatively poor. 0.8M naphthalene as intermediate "solvent" increases both emission and energy transfer, making the concentration where maximum fluorescence is obtained smaller, thus improving both to the order found in PS/naphthalene/solute scintillators. These results are consistent with those obtained from liquids(7).

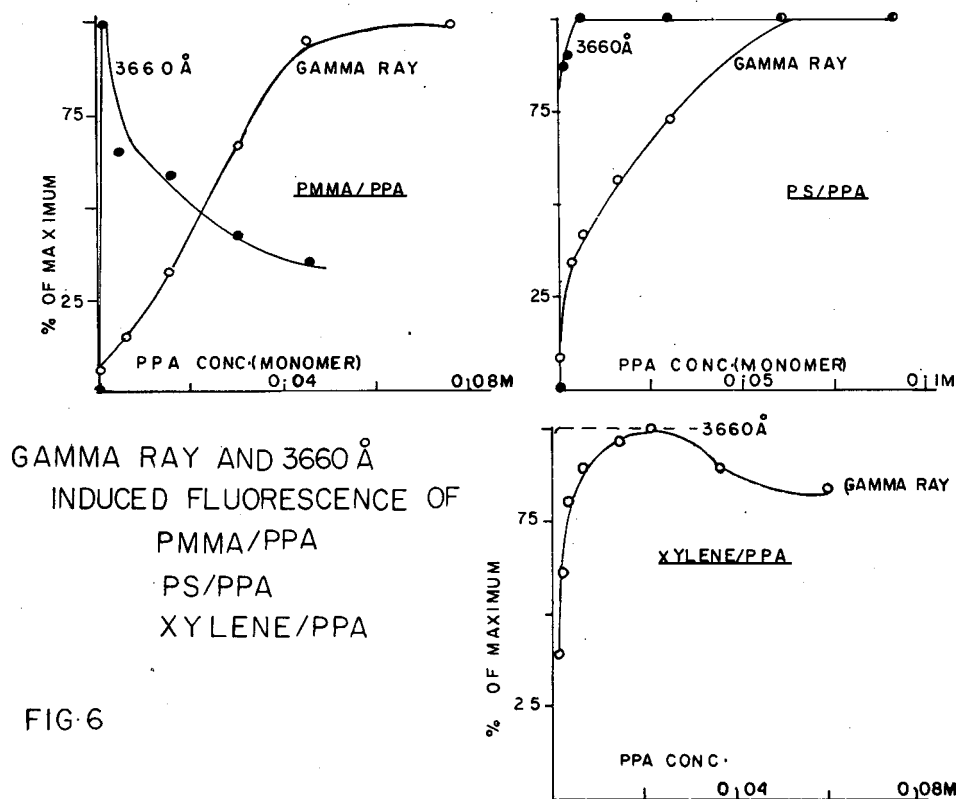
The form of the γ -ray induced fluorescence vs. solute concentration curves in the absence of naphthalene (for example, Figure 5) is, however, different from those obtained in both liquid and PS.

It is noteworthy that in contrast to the results in PS, PMMA/fluoranthene and PMMA/naphthalene/fluoranthene scintillators behave as do the other PMMA scintillators tested: the γ -ray induced fluorescence of PMMA/fluoranthene levels off at 0.16M fluoranthene; that of PMMA/naphthalene (0.8M)/fluoranthene at a concentration of 0.12M fluoranthene. Thus, counter to the case of PS/fluoranthene, the γ -ray in-

duced fluorescence of PMMA/fluoranthene reaches a constant intensity, and naphthalene acts as an intermediate "solvent", enhancing the efficiency of energy transfer to fluoranthene.

It might be expected, by analogy with liquid scintillators, that the fluorescence intensity in a "poor" solvent continue to rise with solute concentration until the same maximum (neglecting concentration quenching) is reached as in an "effective" solvent. From PS results herein reported, it would be expected that the γ -ray induced fluorescence of PMMA/solute continue to rise to the same maximum intensity as PMMA/naphthalene/solute. Neither is, however, found. In all cases investigated, the γ -ray induced fluorescence levels off at relatively low concentrations, giving fluorescence intensities significantly lower than the respective PMMA/naphthalene/solute scintillator.

It appears that naphthalene in PMMA scintillators not only enhances energy transfer but overcomes some kind of solute quenching. This does not seem to be the case in PMMA/naphthalene scintillators since the same maximum intensity is reached as in PS/naphthalene, although PMMA — naphthalene energy transfer is poorer than that from PS; a higher naphthalene concentration is required. The solute quenching should result in a decreased emission at large solute concentration. The absence of a decrease may be explained by the following: If the same equation for dependence of emission on solute concentration were to hold as in liquids, and if Q and R in that equation were large, a decrease of only 10% from the maximum would



occur at concentrations about twice that of the maximum(6). Concentrations of the required size are difficult to obtain in PMMA scintillators.

In order to test the supposition of solute quenching, experiments using light excitation were performed where the light was absorbed only by the solute of PMMA scintillators. Figure 6 presents the result obtained using PMMA/PPA, a typical case. Results of similar measurements performed on PS/PPA and xylene/PPA are given for comparison. In the latter two systems, the rise of emission with concentration at low concentrations is due to incomplete absorption. Once complete absorption occurs, no more change is observed until concentration quenching becomes significant in xylene. The relatively rapid decrease of emission with solute concentration observed under u.v. excitation of the solute in PMMA/PPA has also been found in PMMA/PPO and PMMA/PBD. It is difficult to understand this quenching since γ -ray induced (energy transfer) fluorescence continues to increase up to concentrations tenfold that at which the quenching is observed. This quenching is also found in PMMA/naphthalene/solute but not in MMA monomer.

Although it is not yet possible to account theoretically for this very interesting behavior observed in PMMA, these investigations have already shown that it is possible to prepare efficient PMMA scintillators. A good PMMA scintillator has a light efficiency about one-third that of an anthracene crystal. Highest light output is achieved by the use of at least 0.8M naphthalene as intermediate "solvent". This also has the advantage of avoiding high fluorescent solute concentrations, thereby enabling a more efficient piping of fluorescent light through the plastic scintillator because of a lower absorption of fluorescence.

REFERENCES

- (1) KALLMANN H. and FURST M., "Proceedings of Scintillation Counting Symposium", Evanston, Illinois, *Pergamon Press*, in press.
BROWN, FURST and KALLMANN, *Journal de Chimie Physique*, in press.
- (2) KALLMANN, FURST and BROWN, *IRE Transactions on Nuclear Science* 3, 51 (1956).
- (3) Compare SWANK R. K. and BUCK W. L., *Phys. Rev.* 91, 927 (1953).
- (4) KALLMANN H. and FURST M., *Phys. Rev.* 79, 857 (1950).
- (5) FÖRSTER TH. and KASPER K., *Z. Elektrochem.* 59, 976 (1955).
- (6) FURST M. and KALLMANN H., *Phys. Rev.* 85, 816 (1952).
- (7) FURST M. and KALLMANN H., *J. Chem. Phys.* 23, 607 (1955).
- (8) REYNOLDS G. T., *Nucleonics* 16, 60 (1958).
- (9) FURST M. and KALLMANN H., *Phys. Rev.* 97, 583 (1955).
- (10) Compare BASILE L. J., *J. Chem. Phys.* 27, 801 (1957).
- (11) Courtesy Research Department, Diamond Alkali Company.

THE VARIATION OF PHOSPHOR DECAY TIME WITH SPECIFIC IONISATION AND ITS APPLICATIONS

R. B. OWEN, ATOMIC ENERGY RESEARCH ESTABLISHMENT, HARWELL
(ENGLAND)

Introduction

The possibility of distinguishing between scintillations produced in organic phosphors by particles of differing specific ionisation was indicated by Brooks(1) following a paper by Wright(2) which indicated that there were differences in the shape of the scintillation pulse from anthracene or stilbene under alpha particle and electron excitation. The effect of these differences may be displayed by the arrangement shown in Figure 1 (after Brooks)(3).

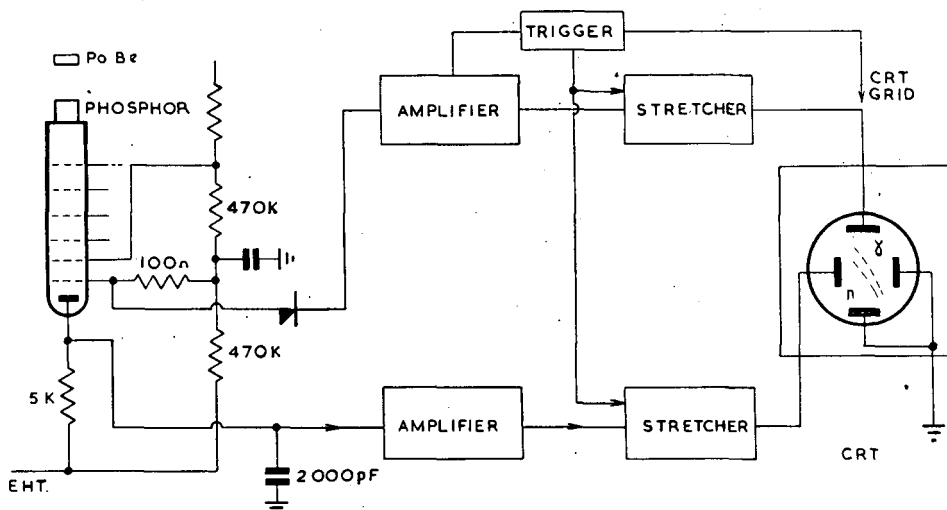


Figure 1

Circuit for displaying the effect differences in the shapes of neutron and gamma-ray pulses in organic phosphors.

Two output pulses are derived on the photomultiplier. One, proportional to the total light output, is obtained from the anode and fed into an amplifier, whilst a second pulse is developed across a 100 ohm dynode load resistor and passed to a second amplifier via a crystal diode. Since the forward resistance of this diode at signal levels of the order of a tenth of a volt falls rapidly with increasing voltage, the charge passed to the amplifier depends largely on the peak height of the pulse. After suitable amplification the total-charge pulse from the anode and the peak-height pulse from the crystal diode are stretched and fed to the X and Y plates of an oscilloscope respectively, whilst a brightening pulse is applied to its grid. Each pulse thus appears as a spot on the cathode-ray tube face and the position of this spot indicates the relationship between pulse height and total charge for the pulse. When some organic phosphors are exposed to a polonium-beryllium source, the spots lie

organic phosphors a polonium-beryllium source produces secondary electrons of up to about 4.2 MeV energy from the C^{12} gamma rays, and recoil protons of up to nearly 12 MeV. Since the luminescent efficiency of the organic phosphors for protons is about a third of that for electrons the largest of the gamma ray and proton pulses have approximately equal pulse heights, and the use of this relatively high energy excitation helps to reduce statistical variation in pulse shape. The signal generated at the collector of the multiplier triggers a fast oscilloscope via a press-button switch, whilst the current pulse developed on the last dynode is delayed by passage down a 100 ohm cable before being displayed on the time base. Signals developed on earlier dynodes operate a particle discrimination system such as that shown in Figure 1. As each pulse was allowed to operate the oscilloscope via the press button, it was photographed, and the nature of the initiating particle, indicated by the position of the spot on the monitoring oscilloscope, was noted. The photographs of the individual pulses after development were then projected on to squared paper and an average obtained for approximately ten or more pulses for each type of exciting radiation. These averages were then normalised to the same peak height and plotted on semi-log paper. It was found that when proper precautions are taken to preserve pulse-height linearity, no differences in the fast components of the fluorescence decay were apparent. This is in agreement with the findings of Kallmann and Brücker(4). The longer-lived components were found to be about twice as intense under proton excitation as under gamma or electron excitation(5). Figures 4, 5, and 6 show the shapes of the pulses obtained for several phosphors.

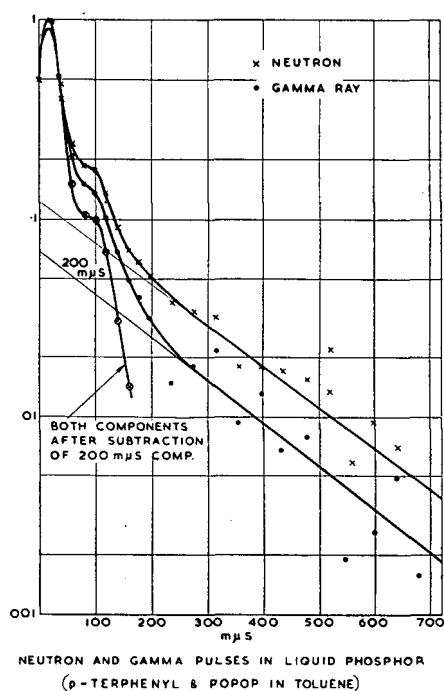


Figure 4

Neutron and gamma pulses in liquid phosphor (p-terphenyl and POPOP in toluene).

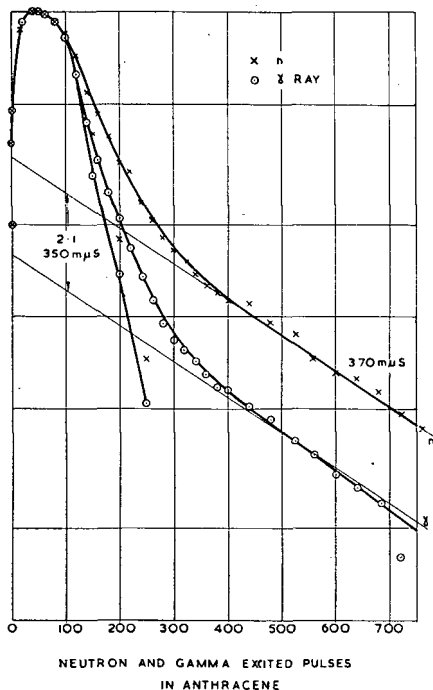


Figure 5

Neutron and gamma excited pulses in anthracene.

Table I indicates the fastest of the components which were of different intensity with respect to the main part of the pulse under neutron and gamma-ray excitation. Other long-lived components exist (6) with decay times of up to several microseconds, and these components were found to be always about twice as intense under proton as under electron excitation. About 10% of the total light output under gamma excitation is emitted in these components, and it seems likely that they are due to ionic recombination.

TABLE I

Phosphor	Fast component	Fastest component showing proton/electron differences	
	Decay time m μ s	Decay time m μ s	Intensity ratio ¹⁾
Stilbene	6.2	370	1.8
Anthracene	33	370	2.1
Quaterphenyl	4.5	350	2.1
²⁾ Liquid Phosphor	2.8	200	1.8
³⁾ Borated Liquid	4.2	200	1.9

¹⁾ Ratio of the amplitude of these components under proton and electron excitation for pulses of equal peak height.

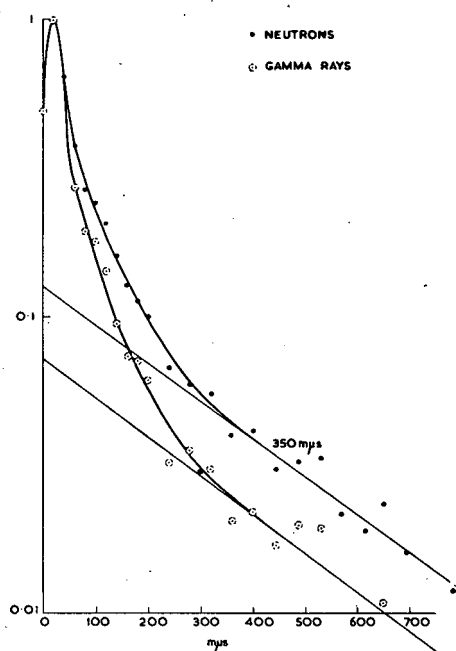
²⁾ p-terphenyl (4g/l)POPOP(0.04g/l) in Toluene.

³⁾ P.B.D. (8g/l)POPOP(0.05g/l) in Naphthalene (22%) Xylene (31%) Trimethyl Borate (47%).

Applications

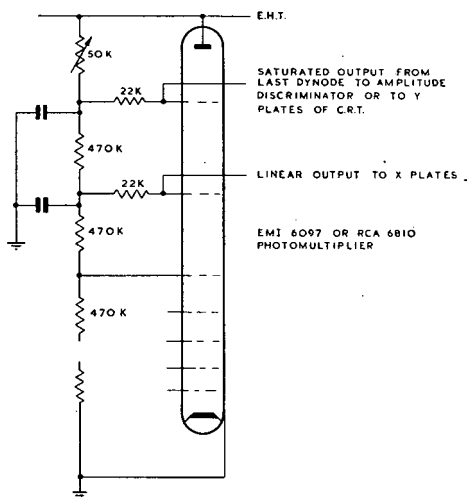
Since the components of the fluorescence decay which are used to discriminate between neutron and gamma-ray excitation are at least 0.20 microseconds in duration, discrimination is possible with the relatively slow multiplier photocells such as E.M.I. 6097, Dumont 6292 (2 inch cathodes) and the E.M.I. 6099, 9530 and Dumont 6294 (5 inch cathodes). To count neutrons only, the outputs from the stretching circuits in Figure 1 can be fed into a difference amplifier (long-tailed pair), so that a positive signal is only generated when the amplitude of the total-charge pulse is greater than that of the peak height pulse. A trigger circuit operating on positive pulses will thus indicate neutrons only. An alternative method is simply to combine the positive peak-height pulses obtained from the dynode in Figure 1 with the negative total-charge pulses obtained at the anode by means of a suitable resistance-capacitance network. One difficulty experienced with this scheme was that of balancing precisely the time constants involved, because of the non-linear resistance characteristics of the diode.

A very effective method of obtaining the neutron pulses only is illustrated in Figure 7. A signal is derived from the last dynode whilst the anode is maintained at a positive potential generally of between 4 and 6 volts above that of the last dynode. Under these conditions during the early high-current portion of the pulse, space charge limits the current which can pass to the collector, and much of the multiplied charge is unable to leave the last dynode, with a result that this electrode is driven negative to an amount dependent on the anode to last dynode voltage. During the lower intensity portion of the slow decay of the pulse, space charge limiting does not occur and a multiplied charge can now pass between the last dynode and the collector, driving the dynode in a positive direction. Whether the net charge on the dynode is positive or negative after each pulse depends on the relative amplitude of the fast



QUATERPHENYL PULSES USING 100mc AMPLIFIER.

Figure 6
Neutron and gamma pulses
in quaterphenyl.



A METHOD OF SEPARATING PULSES OF DIFFERENT DECAY TIMES

Figure 7
Method of separating pulses of different
decay times.

and slow components. As a result, for scintillations in organic phosphors exceeding some minimum size above which space charge limitation can operate, the pulses from the last dynode are positive in the case of neutron excitation and negative in the case of gamma-ray or electron excitation. An amplitude discriminator operating on positive pulses on the last dynode is therefore all that is required to register the particle exciting the longer decay time.

For display purposes the output from this dynode may be stretched and passed to the Y deflector plates of an oscilloscope whilst a stretched total-charge pulse developed from an earlier dynode is passed to the X deflector plates. Figures 8, 9 were obtained in this way (unfortunately neither the amplifier nor the stretching circuit used could operate on negative pulses so that they appear as points on the X axis). Figure 8 shows the type of display obtained from an E.M.I. 6097 photomultiplier with 4.5 volts between anode and D11 using a stilbene phosphor and a polonium-beryllium fast neutron and gamma-ray source. Figure 9 shows a similar display obtained with a RCA 6810 photo-multiplier with 9 volts between anode and D14, using a terphenyl-POPOP-toluene liquid phosphor. Figure 10 shows the fast neutron and gamma-ray pulse-amplitude distributions produced in a liquid phosphor by the Po-Be source. The gamma-ray spectrum was obtained by selecting those pulses from the earlier dynode which were in anti-coincidence with a positive pulse from the last dynode whilst the neutron spectrum was obtained by selecting those in coincidence with the positive pulse.



Figure 8
Separation of neutron and gamma-ray pulses in
stilbene using space charge saturation
in EMI 6097.



Figure 9
Separation of neutron and gamma ray pulses
in p-terphenyl-POPOP-toluene phosphor using
space charge saturation in RCA 6810.

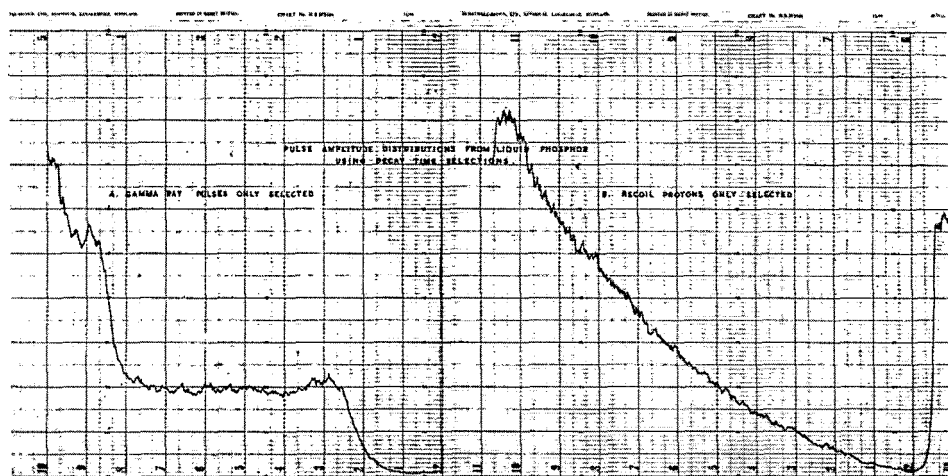


Figure 10
Gamma-ray and fast neutron pulse-amplitude distributions in liquid phosphor.

Neutron capture in borated liquid phosphors results in pulses from the $^{10}\text{B}(\text{n}\alpha)^7\text{Li}$ reaction which are about equal in amplitude to those from a 40 KeV electron(7). Each event produces an average of 30 to 40 photo-electrons. For these pulses and for all low intensity scintillations, the gain of the multiplier has to be increased if space-charge saturation effects are to be utilised. The signal arriving at the dynode then consists of a series of sharp spikes due to the emission of single photo-electrons from the cathode. Each spike itself produces space-charge saturation, so that this method of separation does not operate satisfactorily. Small pulses, provided they do not show excessive statistical variations, are probably best sorted out with the diode-type decay time discriminator.

Inorganic Phosphors

When pulses from inorganic phosphors such as NaI-Tl or CsI-Tl are displayed on the arrangement described in Figure 1, the peak-height pulses for a given total charge are lower under electron excitation than under alpha-particle excitation, i.e., the opposite effect to that observed in organic phosphors. Photographs of current pulses developed across a 100 ohm load resistor have been obtained for the scintillations from NaI-Tl and CsI-Tl under alpha-particle and electron excitation. The result of averaging 10 pulses, excited by the 0.662 MeV Cesium 137 gamma ray and alpha particles from Pu 239 in NaI-Tl, is shown in Figure 11. The decay of the alpha pulses appears to be fairly complex and follows the general lines indicated by Eby and

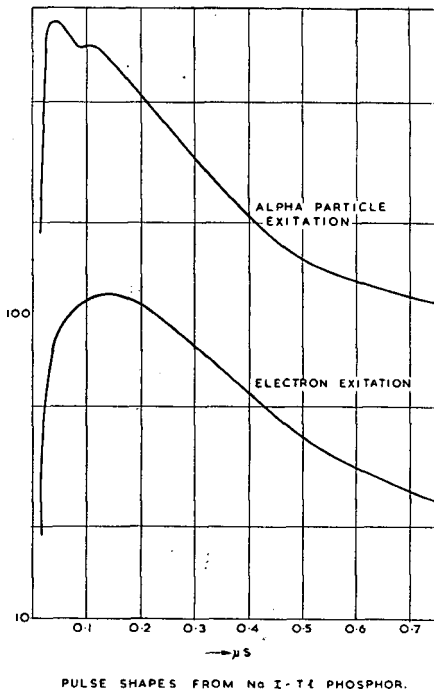


Figure 11
Shape of electron and alpha particle pulses in NaI-Tl.

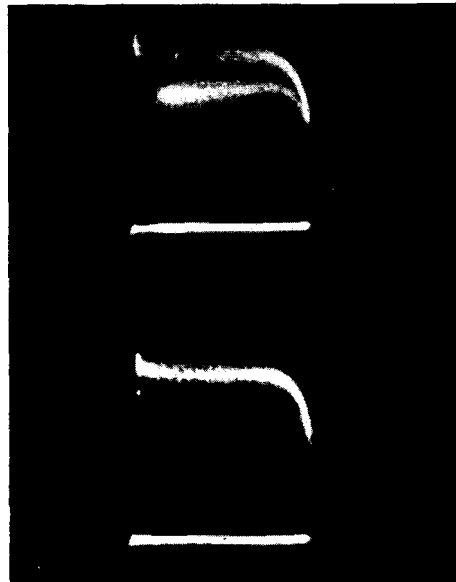


Figure 12
Action of space charge discrimination system on Gamma-rays + alpha particles, and gamma-rays + protons on NaI-Tl.

Jentschke(8). For practical purposes it may be said that the pulse produced by alpha-particle excitation in NaI-Tl rises sharply to a maximum and decays exponentially with a decay rate of about 0.25 microseconds, whilst the pulse excited by electrons rises relatively slowly to a maximum about 0.15 microseconds after the initiation of the pulse and is followed by about the same decay rate as that of the alpha pulse. Though proton pulses have not yet been observed directly, the behaviour of the types of particle discriminating circuits described earlier on the NaI-Tl and CsI-Tl phosphors under alpha and gamma and under recoil-proton and gamma excitation suggests that the proton pulses must be very similar to the alpha particle pulses as demonstrated in Figure 12. Photographs of pulses from CsI-Tl, which shows good amplitude resolution, show that the shape of the light pulse is generally similar in character to that of NaI-Tl, i.e., for electron excitation shows a steady rise up to a maximum 0.2 microseconds after the initiation of the pulse, followed by an exponential fall of 0.5 microseconds decay time. For alpha particles a sharp spike is produced followed by slow rise, and again the same exponential decay. Again the decay time discriminating systems behave almost identically for recoil protons as for alpha particles. These pulse shapes are not in accordance with the shapes determined by Storey(9) et al. who found decays of different time constants for differing excitation.

Since, with inorganic phosphors the major difference in pulse shape occurs in the vicinity of peak pulse height, it would seem that circuits operating on this characteristic offer the best prospects for particle selection, although the space charge saturating method can be made to operate. Unfortunately, when crystals of LiI-Eu and LiISn were tested on the pulse-shape discriminating system, it was not possible to see a difference between gamma rays and the heavily ionising particles produced in the ${}^6\text{Li}(\text{n}\alpha){}^3\text{H}$ reaction.

Phosphor Combinations

For the simultaneous detection of alpha and beta contamination on surfaces for health monitoring, the use of a zinc-sulphide coated plastic phosphor has been suggested(10) together with an amplitude discriminator to distinguish between the alpha particles, which produce their scintillations in a thin layer of zinc sulphide, and the more penetrating beta particles which produce their scintillations in the plastic phosphor backing. The use of the space charge saturating system for distinguishing between these two types of particles has been proved extremely successful. There is a considerable improvement in the degree of discrimination obtainable, and setting of the photo-tube voltage and trigger levels is very much less critical than when using the amplitude discriminating system.

Conclusions

The use of decay-time discriminating systems provides a useful extension to the facilities already offered by the scintillation counter.

Space charge saturation provides a simple method of detecting fast neutrons of energies between at least 0.5—10 MEV. In this range, detection efficiencies are of the order of 10—20% per cm of phosphor whilst gamma rays, which have absorption coefficients about half that of neutrons, can be very largely rejected provided they are not so intense as to produce multiple pulses during the time required to assess the decay rate of the phosphor. This limit probably occurs between 10—100 milirad/hr.

Decay time discrimination methods can be used to separate gamma rays from neutron induced reactions in Boron-loaded liquid phosphors. Such detectors might be useful for time-of-flight spectrometers in the intermediate energy neutron range.

The use of decay-time discrimination with NaI-Tl or CsI-Tl enables a very simple fast neutron spectrometer to be constructed consisting of a polythene radiator, collimator and scintillator. The proportional counters which have been used on some previous types of proton recoil(11) telescope become redundant, simplifying the apparatus to be used, and it is thought that reduction of gamma background is more usefully accomplished by decay time discriminators than by limitation of the phosphor thickness(12).

REFERENCES

- (1) BROOKS F. D., *Prog. Nuc. Phys.* **5**, 284 (1956), Pergamon Press.
- (2) WRIGHT G. P., *Proc. Phys. Soc.* **69B**, 358 (1956).
- (3) BROOKS F. D., *Proc. 1st Northwest Univ. Conference on Liquid Scintillation Counting*, 1957.
- (4) KALLMANN H. and BRÜCKER G. S., *Phys. Rev.* **108**, 1122 (1957).
- (5) OWEN R. B., *Proc. of Scintillation Counter Symposium*, Washington 1958. *Proc. IRE NS* **5**, 3—4 (1958).
- (6) HARRISON, *Nucleonics* **12**, 3, 24 (1954).
- (7) BOLLINGER L. M. and THOMAS G. E., *Rev. Sci. Inst.* **28**, 489 (1957).
- (8) EBY F. S. and JENTSCHKE W. K., *Phys. Rev.* **96**, 911 (1954).
- (9) STOREY R. S., JACK W. and WARD A., *Proc. Phys. Soc.* **72**, No. 463, 1 (1958).
- (10) E.M.I. Hand and Clothing Monitor.
- (11) BAME S. J., HADDAD E., PERRY E. J. and SMITH, *Rev. Sci. Inst.* **28**, 997 (1957).
- (12) BAME S. J. et al, *Rev. Sci. Inst.* **29**, 652 (1958).

MECHANISM OF THE SCINTILLATION PHENOMENON IN ALKALI HALIDE PHOSPHORS*)

W. J. VAN SCIVER - NUCLEAR DIVISION, LEVINTHAL ELECTRONIC PRODUCTS, INC.,
PALO-ALTO, CAL. (U.S.A.)

At the outset I should like to point out that although the speaker and others have concerned themselves with the problem of understanding the mechanism of the scintillations in alkali halide phosphors for nearly a decade, our understanding is still far from complete and perfect. I shall attempt to present a description of a plausible model which is consistent with observed facts, but I am under no illusion that it is the last word. In fact we are, in our laboratory, still very much concerned with this problem.

Since sodium iodide is by far the most commonly used of the alkali halide scintillators, most of our work has concerned this material. It has the practical experimental difficulty of being deliquescent. However with suitable techniques and equipment it is easily handled. Sodium iodide is, because of its density and the relatively high atomic number of iodine (53), especially useful in the detection of X rays and gamma rays. The crystal has the property of converting the energy of an X ray or gamma ray into a pulse of light with the remarkably high efficiency of 13%(1).

Since the X ray and gamma ray are identical, except for their origin, let us restrict ourselves to the single term, gamma ray. The gamma ray interacts with the crystal's nuclei or electrons to produce high energy electrons by photoelectric effect, Compton event, or by pair production. The high energy electrons so produced dissipate their energy and are slowed down and stopped in the crystal. The energy dissipated by high energy electrons to the crystal matrix is somehow conveyed to what we call luminescent centers, which further convert it to light.

The processes of conversion of gamma ray to high energy electron are dealt with elsewhere, and we shall concern ourselves with this no further here. Rather we shall restrict ourselves to the questions of, (a) the nature of the luminescent centers and, (b) the mechanism of energy transfer from the crystal matrix to these luminescent centers.

Luminescent centers

In the case of thallium activated sodium iodide, it seems rather clear that the principal luminescent center is the Tl^+ ion as perturbed by its neighboring Na^+ and I^- ions. This has not been shown directly, but the conclusion is arrived at by the following: in the case of $KCl(Tl)$ F. E. Williams(2) has calculated the principal ultraviolet absorption and emission band on the assumption that specific transitions between calculated energy levels of the Tl^+ center are involved. The calculated absorption and emission bands agree so closely with the experimentally observed bands as to leave little doubt that, in the case of ultraviolet excited fluorescence in $KCl(Tl)$, the luminescent center is formed by the substitutions of a Tl^+ ion for a K^+ ion. However, it is not at all obvious that the luminescent center is the same for scintillation purposes as for fluorescence purposes. It would seem that an obvious test would be to observe the similarity or dissimilarity between the fluorescence and scintillation spectra. If they are identical, then the emitting centers must be identical. It is somewhat curious that this comparison has not been made with $KCl(Tl)$. Such an

*) Supported in part by the United States Atomic Energy Commission, Division of Biology and Medicine.

obvious phosphor should have been tried a long time ago. However, the author has found no evidence in the literature that KCl(Tl) will scintillate.

NaI(Tl) on the other hand, scintillates and fluoresces with high efficiency, so that a comparison of the emission spectra can be made.

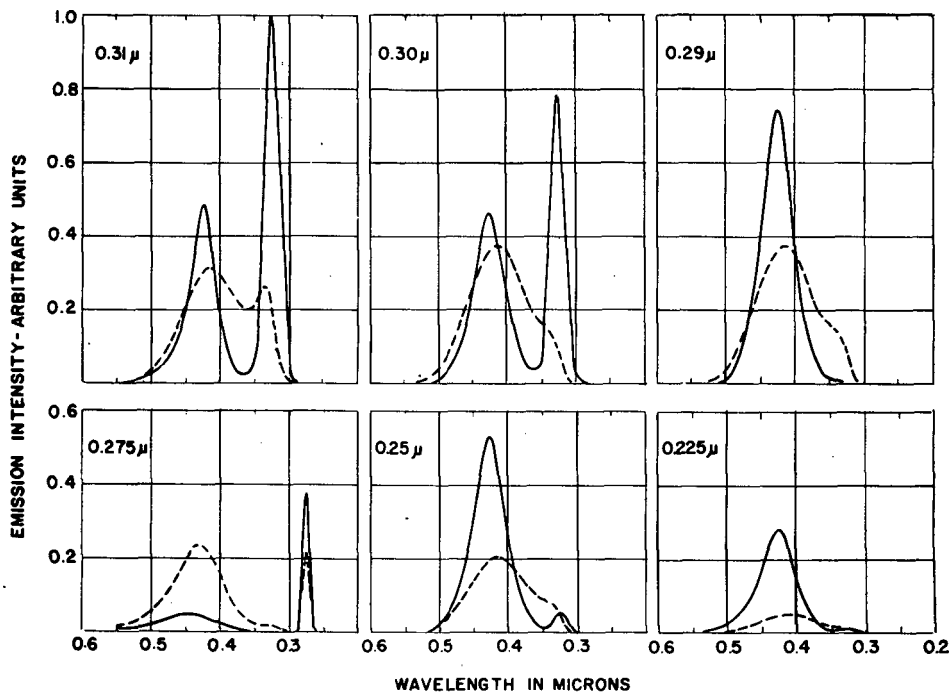


Figure 1

Fluorescence response of sodium iodide activated with approximately 10^{-3} mol percent thallium. Caption in upper left corner of each figure gives wavelength of exciting light. Solid curve gives emission response at room temperature.

Fig. 1 shows various u. v. excited spectra for NaI(Tl) at 20°C (dashed) and -190°C (solid). It is apparent that there are two emission bands, one at $.42\ \mu$ and another less prominent one at $.34\ \mu$. At 20°C , these bands are only partially resolved, whereas at liquid nitrogen temperature they show complete separation. (Note especially the curves for excitation by $.31\ \mu$ ultraviolet light.) Cooling crystals to liquid nitrogen temperature and lower is a powerful means of improving resolution in absorption and emission bands, and thereby separating them for purposes of analysis, however there are sometimes other effects, such as large changes in decay time and changes in the prominence of some bands. Bands have been observed to appear or completely disappear in the course of a change of temperature from 20°C to -190°C .

At 20°C the emission spectra for gamma ray excited luminescence is indistinguishable from that of the ultraviolet excited spectra for the excitation wavelengths of $.29\ \mu$, $.30\ \mu$, or for excitation wavelengths shorter than $.25\ \mu$. We are therefore lead to the conclusion that by analogy with KCl(Tl) the principal luminescent center is due to the TI^{+} ion in substitution for an Na^{+} ion.

Thallium is trivalent and therefore Tl^+ ion has two electrons in its outermost shell. The ground state for Tl^+ is $^1\text{S}_0$. The first excited states are: $^1\text{P}_1^0$, $^3\text{P}_0^0$, $^3\text{P}_1^0$, and $^3\text{P}_2^0$. Transitions between the ground state and the two triplet states of $j=0$ and $j=2$ are forbidden by selection rules, and the transition between the $^1\text{P}_1^0$ state and the ground state should be weak. Again, by analogy with the work of Williams, we assume that the $.42 \mu$ emission results from the $^3\text{P}_1^0 - ^1\text{S}_0$ transition. Fig. 1 shows that the reverse transition results in an absorption band at $.29 \mu$ (actually this is more precisely found at $.293 \mu$). Fig. 2 shows the energy levels for the free Tl^+ ion and Fig. 3 shows

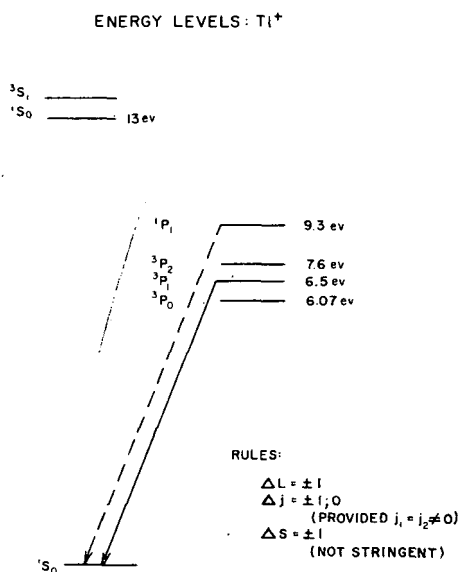


Figure 2

Energy levels of the free thallous ion from Bacher and Goudsmit, *Atomic Energy States* (McGraw Hill, New York, 1932), 481.

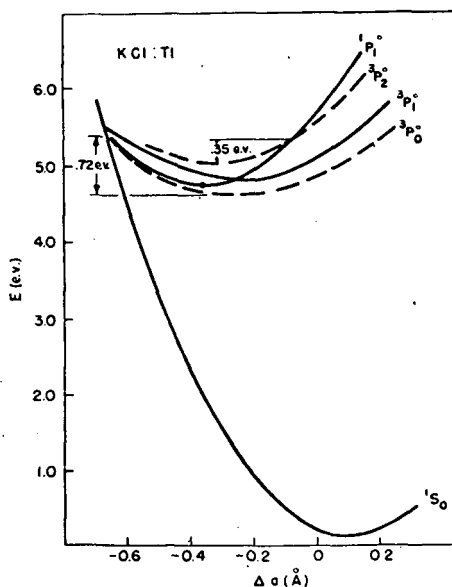


Figure 3

Energy levels of the thallium luminescence center in KCl from an article by Johnson and Williams, *J. Chem. Phys.* **21**, 125 (1953).

Williams' concept of how these levels are perturbed in $\text{KCl}(\text{Tl})(3)$. It would seem natural to assume that the $.34 \mu$ emission should be related to the $^1\text{P}_1^0 - ^1\text{S}_0$ transition. However, when a crystal containing on the order of 10^{-6} Tl, instead of the more common 10^{-3} Tl, is illuminated in the $.31 \mu$ absorption band, which corresponds to the $.34 \mu$ emission band, the fluorescence becomes essentially zero. We are therefore forced to the conclusion that the $.34 \mu$ emission is related to a center that is made of multiple (probably pairs of) Tl^+ ions.

Tl^+ luminescent centers in $\text{NaI}(\text{Tl})$ in the excited states $^1\text{P}_1^0$, $^3\text{P}_0^0$, or $^3\text{P}_2^0$ would be expected to be metastable. Thermoluminescence experiments give evidence that the strong perturbation of the Tl^+ ion by the neighboring I^- ions of NaI causes transitions between the excited states by thermal energy above the temperature of approximately 150°K . When $\text{NaI}(\text{Tl})$ is irradiated at liquid nitrogen temperature with a gamma ray source, the source then removed, and the crystal slowly warmed, a very strong thermoluminescence will occur at about 150°K . This thermoluminescence is in the $.42 \mu$ emission band.

Unactivated NaI, cooled to the vicinity of liquid nitrogen temperature, has been found to scintillate with about twice the efficiency of NaI(Tl) at room temperature. The emission spectrum is centered at $.30\ \mu$. The spectrum efficiency and decay times of unactivated NaI are given in Fig. 4, 5, and 6. By comparisons of scintillation

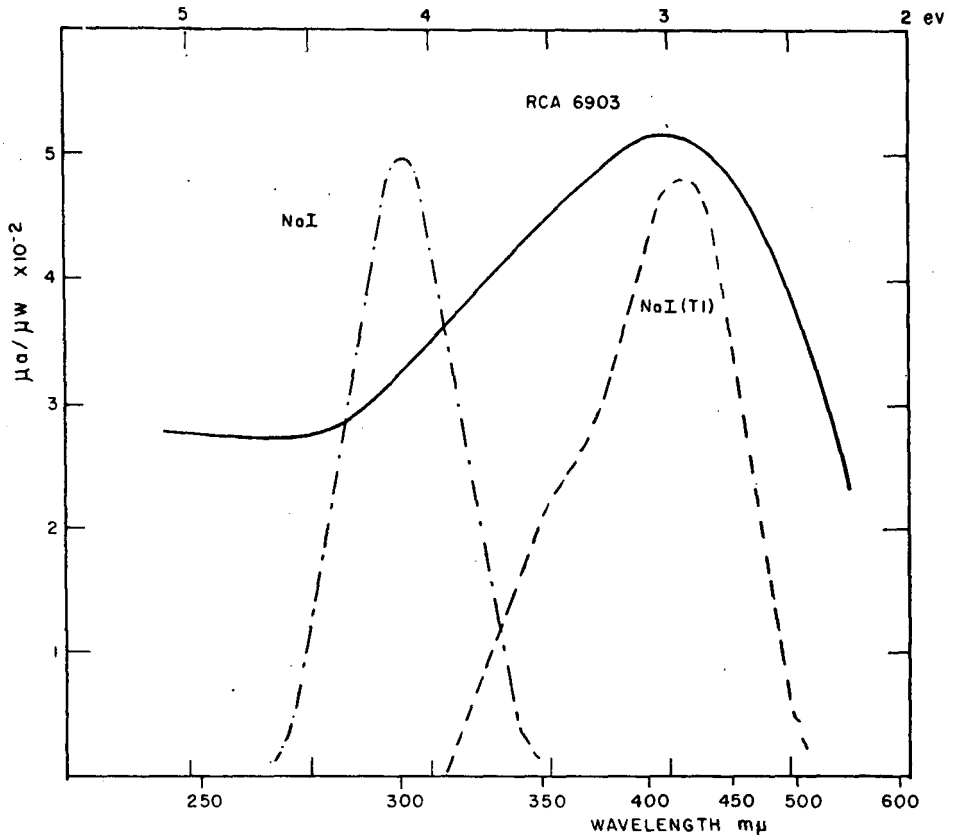


Figure 4

Emission spectrum of scintillations in unactivated NaI, NaI(Tl) and the spectral response of an RCA 6903 photomultiplier tube. The emission spectrum curves of the two phosphors are intended to show shape only, and not magnitude.

emission spectra with fluorescence emission spectra, we have been attempting to determine the nature of the luminescent center which operates in "pure" NaI. A large number of crystal samples have been grown, using various techniques and material from various sources. Provided that the material is pure enough, we always get the same characteristic scintillations. This, of course, leads to the conclusion that the scintillations in unactivated NaI are characteristic of the pure perfect crystal. We are not, however, convinced. Recent experiments in which we examined the excitation spectra for the $.30\ \mu$ fluorescence emission show that this emission band may be excited by ultraviolet light in a band centered at approximately $.234\ \mu$, in addition to its excitation by light in the fundamental absorption band (below $.225\ \mu$). $.234\ \mu$ is just where one would expect to find the β band in NaI. (The β band is as-

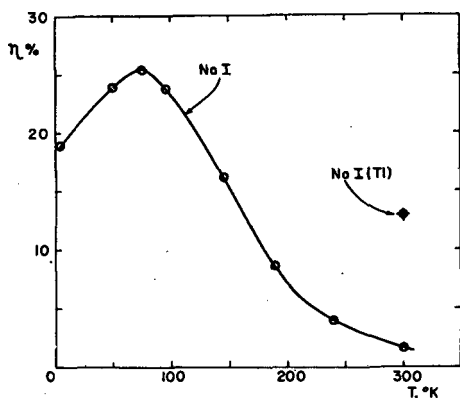


Figure 5

Conversion efficiency, η , for scintillations in pure sodium iodide as a function of temperature. Conversion efficiency of thallium activated sodium iodide at room temperature is given for comparison.

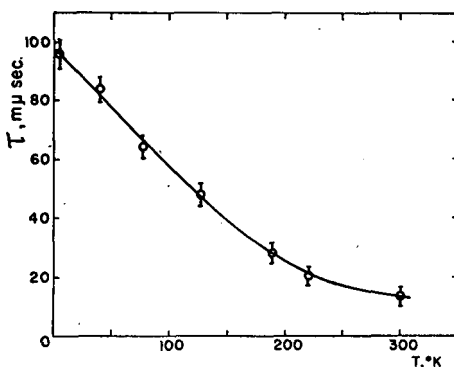


Figure 6

Decay time, τ , of pure sodium iodide as a function of temperature, where τ is defined by: $I = I_0 \exp(-t/\tau)$.

sociated with F-centers in the crystal.) Although at room temperature and below, it is difficult to maintain any substantial number of F-centers in NaI (even if heated in sodium vapor), there should be expected to be a finite number in all crystals.

We are currently attempting to produce crystals with substantially enhanced F-center populations, in order to test the possibility that this defect is responsible for the "fundamental" luminescence and scintillations.

Energy Transfer

Regardless of the nature of the "fundamental" centers, the scintillations and luminescence in unactivated NaI serve as useful phenomena in studying the energy transfer mechanisms. The possible candidates for energy transfer are electrons in the conduction band (and holes in the "filled band"), excitons and ultraviolet photons.

Let us consider each in some detail, but first we must recall that an alkali halide crystal is a typical nonconductor. Since it is ionic, the ions form a periodic potential, and applying the treatment due to Bloch, we arrive at the concept of the band structure with filled bands, forbidden bands and normally empty conduction bands. One possibility then, is that the primary high energy electron, in passing through the crystal, simply gives its energy to electrons in the filled bands, raising them to the conduction band. In so doing, two mobile charge carriers are created: the electron in the conduction and the hole on the "filled band". An electron in the conduction band of a pure and perfect NaI crystal should remain there and continue to move, since there is no part of the crystal that is different from any other part. However, should it encounter a thallium ion, it should be attracted to it and remain in its vicinity. We expect this to be so, because thallium has a greater ionization potential than sodium, which it replaces. A greater ionization potential implies a greater attractive force for the electron. Having captured an electron, the thallium ion becomes a thallium "atom" in the ground state. If, however, the thallium "atom" now captures a hole from the "filled" band, it becomes once more an "ion", but in an excited state, from which it may decay to the ground state with the emission of

a photon. The successive capture of electron and hole to place the thallium center in an excited state can probably occur in the reverse order with an identical result.

The exciton as an energy carrier

The exciton is a name given to a state of excitation in a polar crystal. It has no net charge, and is presumed to be mobile. It may be thought of as an electron and hole, bound together by their dissimilar charges with quantized energy states in a hydrogen-like structure. It would seem apparent that an exciton could also be readily created by the passage of a primary high energy electron through the crystal. If insufficient energy is given to an electron in the filled band for it to reach the freedom of the conduction band, it may still receive enough energy to reach an excited state (analogous to a state of excitation as opposed to ionization for a free atom in a gas). This excited state is the exciton in a polar crystal. It is also conceivable that the exciton may be formed by the joining of an electron and hole, which had been previously unrelated. The question of the possibility of the direct decay of excitons with the emission of photons has received attention for some time. It is, in general, thought that this cannot occur from the free exciton, but that it can only give its energy to an impurity or defect with the subsequent emission of light. We can, for the moment, assume that the exciton's arrival at a thallium center simply corresponds to the simultaneous arrival of an electron and hole.

One might hope to distinguish between the electron (and hole) as energy carrier, and the exciton as energy carrier by looking for photoconduction in the crystal. However, to date, such experiments have been inconclusive. We can only conclude that either, and probably both, contribute.

The photon as the energy carrier

The photon is, at a first glance, a very tempting candidate. This is primarily so because of our discovery that the "pure" crystal scintillates in the $.30 \mu$ band, and as shown above, Tl in NaI produces an absorption band centered at $.293 \mu$, and excitation of this band produces emission at $.42 \mu$. There is adequate width to both the $.303 \mu$ emission band and the $.293 \mu$ absorption band for a fairly complete overlap. The emission band has a full width at half maximum of 300 A.U. and the $.293 \mu$ absorption band has a width of 200 A.U. Thus we might say that the mechanism in NaI(Tl) is simply that the pure crystal scintillates with an emission band at approximately $.3 \mu$. This scintillation light is absorbed and re-emitted at a longer wavelength by the thallium centers. Or, to put it slightly differently, the thallium centers simply act as energy shifters. The difficulty with the above is that the conversion efficiency of pure NaI drops by a factor of twenty in warming the crystal from 77°K to 20°C . At room temperature, the conversion efficiency of "pure" NaI is only slightly greater than 1%, whereas that of NaI(Tl) is approximately 13%. These are true values corrected for photomultiplier absolute sensitivities as a function of wavelength and other detectable losses. The values are for "small" crystals where optical self-absorption is either negligible, or corrected for. Thus, we conclude that although it may be a minor contributor, the photon emission and reabsorption is not the primary energy carrier.

In conclusion, we can feel fairly confident that the principal luminescent center in NaI(Tl), giving rise to the $.42 \mu$ emission, is the Tl^+ ion, as perturbed by the neighboring ions in the crystal. The $.34 \mu$ emission is of a more uncertain origin, but because its strength is not proportional to Tl concentration in the crystal, we are inclined to believe that it results from Tl ions that are close to each other.

The luminescent center in unactivated NaI seems to be related to halide ion vacancies, although more work is needed here to be sure.

As to energy transfer mechanisms, we find that excitons, electrons, and holes are very likely candidates and the emission and absorption of ultraviolet photons is a very minor contributor.

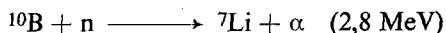
REFERENCES

- (1) VAN SCIVER W. J. and BOGART L., *Bulletin Amer. Phys. Soc. Series 2*, **2**, 142 (1957).
- (2) WILLIAMS F. E., *J. Phys. Chem.* **57**, 780 (1953).
- (3) JOHNSON P. and WILLIAMS F., *J. Chem. Phys.* **21**, 125 (1953).

SCINTILLATEURS AU BORE ENRICHI POUR NEUTRONS LENTS

H. DURAND ET P. HABERT - QUARTZ ET SILICE - PARIS (FRANCE)

Depuis sept ou huit ans, des essais (1), (2), (3), (4), (5), ont montré la possibilité de remplacer les compteurs pour neutrons lents à BF_3 (enrichi ou non) gazeux par un dispositif utilisant la détection par scintillation de la particule α produite dans la réaction



Ces essais ont porté sur l'utilisation de poudre de sulfure de zinc activé à l'argent ZnS(Ag) comme scintillateur, le milieu réactif étant un composé plus ou moins plastique enrobant les grains de ZnS(Ag) .

Ce composé peut être divisé en trois grandes classes, selon les auteurs:

- (1) Un composé organique (1), (2), (3), généralement décrit comme l'ester tri-borique de la glycérine plus ou moins mélangé d'un excès d'acide borique;
- (2) Un verre obtenu par la déshydratation partielle de l'acide borique BO_3H_3 (3);
- (3) De l'anhydride borique B_2O_3 fondu (4), (5).

Ce dernier procédé nécessite une température assez élevée, de l'ordre de 550 à 600°, et est plus malaisé à mettre en œuvre que les précédents. De plus, ce fort échauffement semble modifier les propriétés scintillantes de ZnS(Ag) entraînant une baisse de rendement de 30 % des photocathodes usuelles (5). B_2O_3 fondu est cependant le corps qui contient la plus grande quantité relative de bore.

Le procédé utilisant l'ester triborique est assez commode, les températures restant inférieures à 150°. La teneur en bore peut atteindre 20 %.

Il nous a semblé cependant que le deuxième procédé, utilisant une déshydratation partielle de BO_3H_3 était préférable car, sans que les températures dépassent 200°, on obtient un verre suffisamment peu visqueux pour permettre un mélange homogène avec ZnS(Ag) . Ce verre contient 27,5 % de bore, et ne semble être ni plus ni moins transparent optiquement que le composé à la glycérine.

Si déjà quelques études détaillées ont paru sur ce sujet, la plupart des auteurs se contentent d'étudier les mélanges au bore naturel et d'évoquer ou d'évaluer grossièrement les résultats que l'on peut obtenir en substituant du bore enrichi en ^{10}B au bore naturel. C'est précisément l'étude de quelques propriétés liées à l'enrichissement que nous présentons ici. Il s'est agi de bore enrichi à 92 % de ^{10}B (6) au lieu des 18,8 % du produit naturel.

Nature des scintillateurs étudiés

Le verre au bore a donné très sensiblement une composition correspondant à l'acide pyroborique $\text{B}_4\text{O}_7\text{H}_2$ ($2\text{B}_2\text{O}_3$, H_2O), contrairement à l'opinion de SUN (3) qui indique qu'il s'agit du composé BO_2H . Ce résultat établi par l'analyse chimique est confirmé par la pesée de l'eau perdue par l'acide.

Le verre, préalablement fabriqué, était mélangé avec de la poudre de ZnS(Ag) , de granulométrie inférieure à 40 μ (7) en proportions variables, et pressé à chaud, une feuille d'aluminium mince servant de réflecteur du côté soumis au flux de neutrons. Des pressages sur support Plexiglas strié, selon la technique de SUN (3) ont également été essayés. L'ensemble était monté dans un boîtier étanche d'aluminium, avec une fenêtre en verre du côté de la photocathode.

Des expériences préliminaires ont montré qu'il était difficile d'incorporer un poids de ZnS(Ag) supérieur à celui de l'acide borique utilisé. Quelques mesures nous ont montré que le gain de rendement était peu important si l'on cherchait à augmenter cette quantité, le mélange devenant de plus très difficile à mouler, et très inhomogène. Les résultats décrits ci-dessous ont donc trait à des scintillateurs dont le rapport en poids $\text{ZnS/BO}_3\text{H}_3$ est égal à 1, ce qui donne un rapport $\text{ZnS/B}_4\text{O}_7\text{H}_2$ de l'ordre de 1,5, ou encore un rapport $\text{ZnS/B}=6$.

Dispositif expérimental

Une source de neutrons Ra-Be de 10 mC était utilisée. Les neutrons étaient ralentis par 7 cm de paraffine. Un collimateur au cadmium définissait le faisceau. Dans ces conditions, le flux incident était assez faible: une activation au manganèse a permis d'évaluer approximativement le nombre de neutrons thermalisés à $12 \text{ n/cm}^2/\text{sec}$.

Le photomultiplicateur, de diamètre 44 mm, était un 53 AVP(8). Un amplificateur linéaire et une échelle pourvue d'un discriminateur complétaient l'appareillage. Le réglage du seuil se faisait commodément par variation de la haute tension du photomultiplicateur.

Nous avons vérifié, comme il sera expliqué plus loin, que l'influence des rayons γ était, dans les conditions expérimentales, négligeable pour le taux de comptage des neutrons.

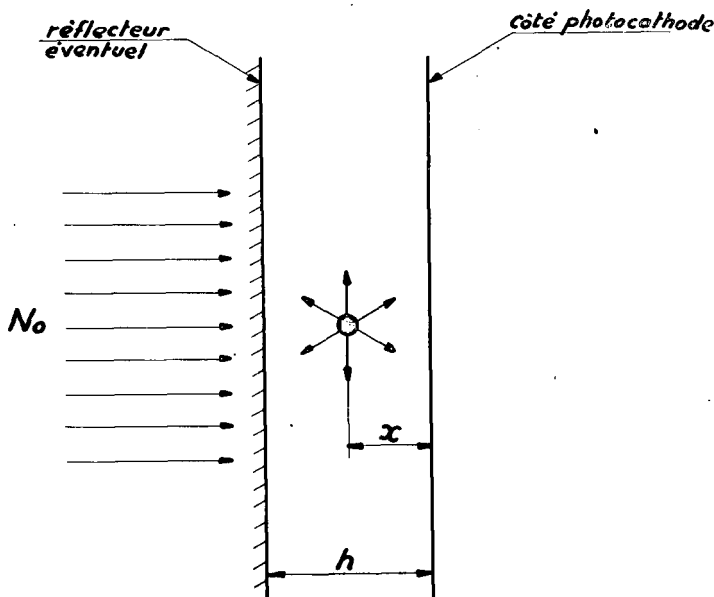


Figure 1
Scintillateur plan.

Etude théorique du rendement absolu en fonction de l'enrichissement et de l'épaisseur

Soit un scintillateur plan, d'épaisseur h , muni ou non d'un réflecteur du côté des neutrons incidents (Fig. 1). La probabilité pour qu'un neutron soit compté dans une tranche $x, x+dx$ est le produit de plusieurs facteurs:

- (1) La probabilité $dP_1 = \sigma e^{-\sigma(h-x)} dx$ pour que le ^{10}B arrête le neutron, où σ est la section de capture macroscopique moyenne du milieu, en cm^{-1} . On suppose que les sections de diffusion ou de capture par d'autres éléments que ^{10}B sont négligeables.
- (2) La probabilité P_2 , supposée en moyenne constante, quelle que soit l'épaisseur x (milieu macroscopiquement homogène) pour que la particule α provoque une scintillation. P_2 est fonction de la quantité de ZnS(Ag) , de sa granulométrie, du libre parcours moyen des α dans le verre (évalué à 25μ , contre 15μ dans le sulfure de zinc).
- (3) La probabilité P_3 pour que sur les m photons émis dans une scintillation, il en arrive une fraction m_0 suffisante pour déclencher le comptage. On peut supposer, dans une première approximation théorique, que m est constant. On verra plus loin que, en fait, il faut tenir compte du fait qu'une particule α monoénergétique peut perdre une fraction seulement de son énergie dans le sulfure, le reste étant inutilement dissipé dans le verre. De plus, même si toute l'énergie est transformée en photons, leur nombre et leur longueur d'onde obéissent à des lois de répartition statistiques.

Quoiqu'il en soit, en supposant m constant, on aura

$$P_3 = 1 \quad \text{si} \quad \frac{m_0}{m} \ll F(x) \ll 1$$

et

$$P_3 = 0 \quad \text{si} \quad 0 \ll F(x) < \frac{m_0}{m}$$

où $F(x)$ est l'atténuation optique du nombre m de photons émis à la profondeur x .

Dans ces conditions, le rendement absolu (nombre N de coups comptés divisé par nombre N_0 de neutrons incidents) sera

$$\rho = \frac{N}{N_0} = (1 - e^{-\sigma h}) P_2 \quad \text{si} \quad h < x_0$$

et

$$\rho = \frac{N}{N_0} = e^{-\sigma h} (e^{\sigma x_0} - 1) P_2 \quad \text{si} \quad h \gg x_0$$

où x_0 est la valeur (qu'il est facile de montrer être unique) donnée par la solution de l'équation

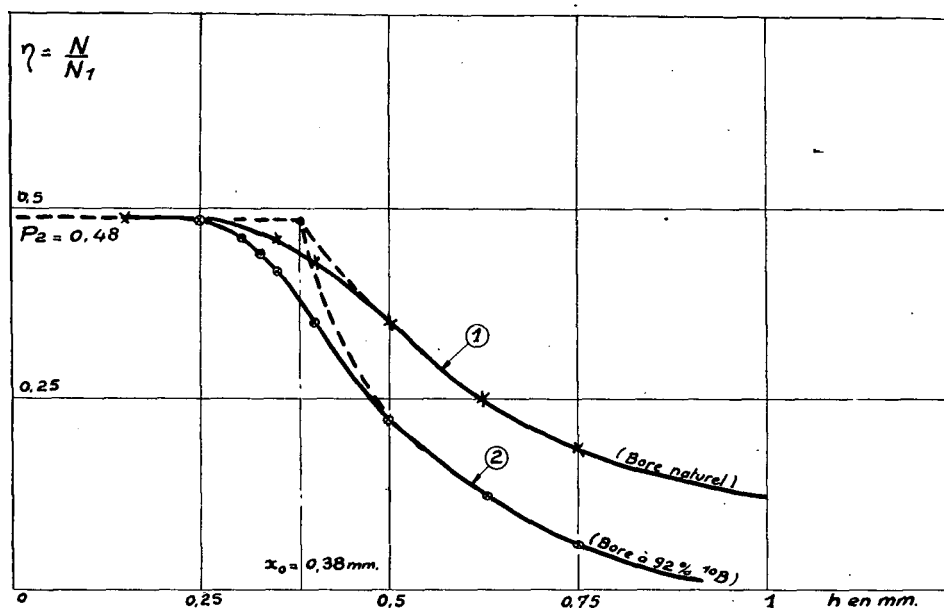
$$F(x_0) = \frac{m_0}{m}$$

Il est commode d'introduire l'efficacité relative η du scintillateur, rapport entre le nombre N de coups comptés et de celui N_1 des neutrons effectivement arrêtés:

$$\eta = P_2 \quad \text{si} \quad h < x_0$$

$$\eta = P_2 \cdot \frac{e^{\sigma x_0} - 1}{e^{\sigma h} - 1} \quad \text{si} \quad h \gg x_0$$

La figure 2 donne l'allure des courbes $\eta = f(h)$ pour deux valeurs de σ correspondant à un mélange au bore naturel et à du bore enrichi à 92%. La valeur x_0 est évidemment la même dans les deux cas, puisqu'elle ne dépend que des propriétés



- ① Bore naturel $P_1 = 17,3 \text{ cm}^{-1}$
 ② Bore à 92 % ^{10}B $P_2 = 55,5 \text{ cm}^{-1}$
 ----- courbes théoriques
 ————— courbes expérimentales
Scintillateur de diamètre 44 mm.

Figure 2
Efficacité relative.

optiques. On remarquera que, pour de fortes épaisseurs, l'efficacité relative est plus faible pour le scintillateur au bore enrichi, les neutrons étant alors principalement arrêtés dans les couches antérieures du scintillateur, donc dans une zone optiquement inaccessible.

La figure 2 donne, pour ces deux cas, le rendement théorique d'arrêt $\rho_0 = 1 - e^{-\sigma_0 h}$ et le rendement théorique de comptage $\rho = \rho_0 \eta$. Cette théorie indique donc que le maximum de rendement se trouve à $h = x_0$, quel que soit l'enrichissement.

Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux confirment dans leur ensemble les hypothèses faites, à l'exception d'une correction importante: du fait qu'une partie seulement de l'énergie de la particule α peut parfois servir à l'excitation de la scintillation, le nombre réel de photons émis est souvent inférieur à la quantité supposée m . Il en résulte que l'efficacité η commence à décroître avant la valeur théorique x_0 de l'épaisseur, comme on le voit sur les courbes expérimentales de la figure 2.

Pour cette même raison, le point anguleux des courbes de rendement (Fig. 3) disparaît. Le maximum est inférieur à la valeur théorique. Son abscisse se déplace

d'ailleurs vers les faibles épaisseurs quand l'enrichissement croît, la correction sur la chute de l'efficacité relative étant alors plus notable. Les courbes de rendement ρ s'écartent davantage des courbes calculées pour les forts enrichissements.

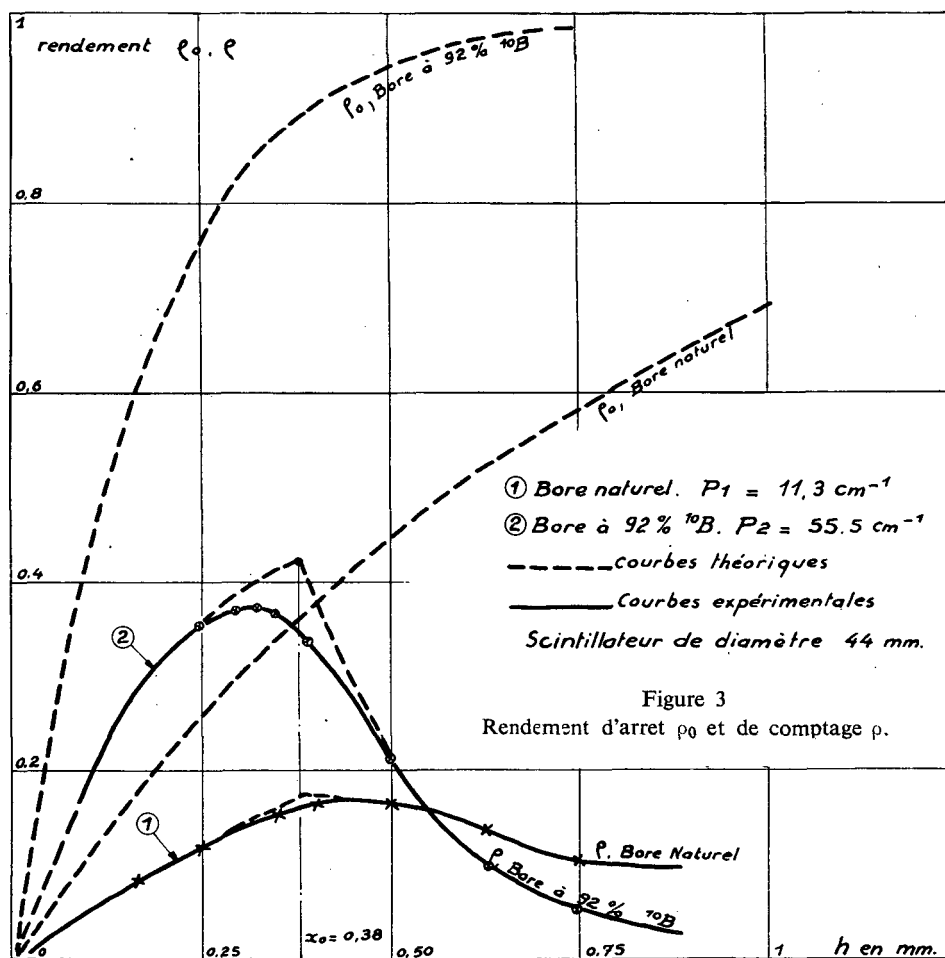


Figure 3
Rendement d'arrêt ρ_0 et de comptage ρ .

Les résultats obtenus sont toutefois encourageants: l'efficacité η , dans les régions intéressantes, varie entre 50 et 40%. Le maximum de rendement réel atteint environ 17% (avec une épaisseur de 0,42 mm) pour le bore naturel. L'utilisation de bore à 92% permet d'atteindre 37,5% sous une épaisseur de 0,32 mm. Un enrichissement plus grand n'aurait plus qu'une influence négligeable.

Palier de comptage et discrimination des γ

Nous avons essayé de déterminer, pour les diverses épaisseurs, si l'on pouvait obtenir un palier assez peu incliné du taux de comptage en fonction de la variation de la haute tension du photomultiplicateur, et si ce palier correspondait à une région peu sensible aux γ . Une source de 1,5 mC de ^{60}Co fut utilisée pour les comptages

de γ . Dans tous les cas, le seuil du discriminateur était réglé pour éviter le comptage de ces γ . Ce seuil est sensiblement constant quand l'épaisseur varie.

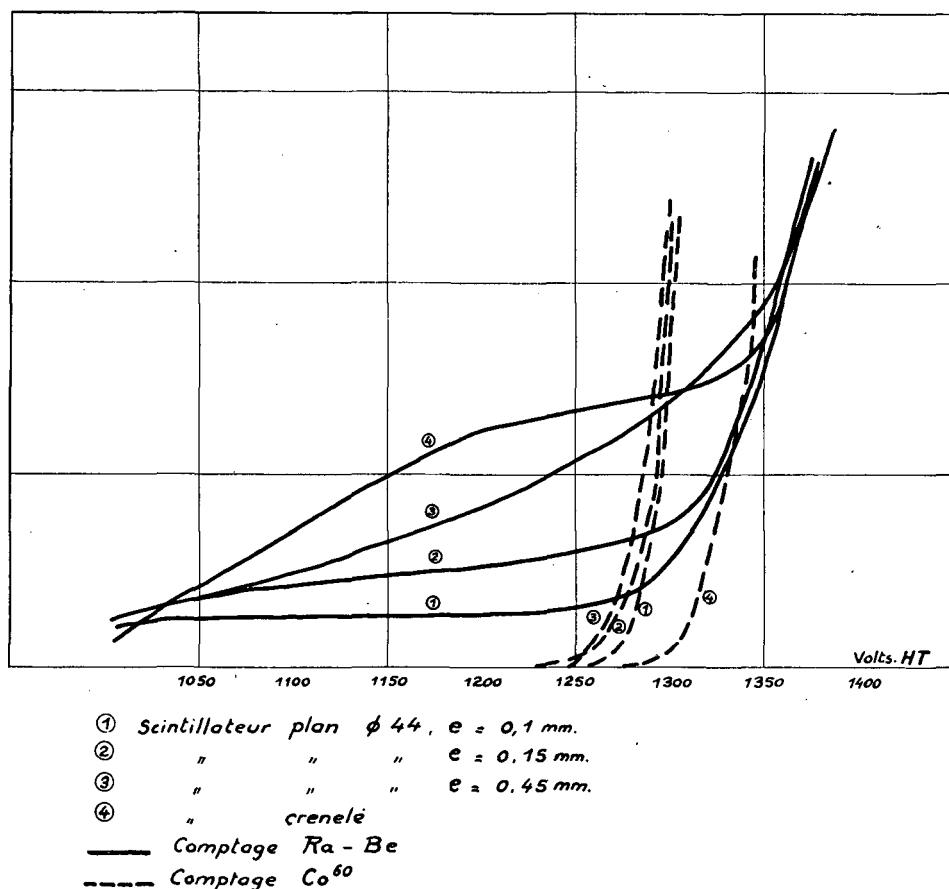


Figure 4
Taux de comptage en fonction de la H.T.

Les résultats, obtenus avec le mélange au bore naturel, sont donnés sur la figure 4. On voit que la discrimination des γ du ⁶⁰Co est toujours possible dans de bonnes conditions. Toutefois, si un certain palier apparaît pour une très faible épaisseur, sa pente croît rapidement quand cette dernière augmente. Ceci est explicable par une superposition de l'étalement dû à l'absorption optique et de celui dû à la variation du nombre m de photons émis.

Afin de diminuer cette absorption, nuisible au double point de vue de diminution de l'efficacité et de l'absence de palier, nous avons fait quelques essais sur les scintillateurs à support strié.

Scintillateurs à support strié

On se rend compte (Fig. 5) que, pratiquement, pour que les photons émis atteignent la photocathode, il faut, en première approximation, que la scintillation soit

émise en un point situé à une distance de l'ordre de grandeur de x_0 de la surface de contact optique. Pour augmenter la masse de scintillateur optiquement utile, on est amené à donner à cette dernière une allure de créneaux ou de dents de scie: la masse active sera alors, dans la grossière approximation faite, comprise entre cette surface et la surface parallèle à la distance x_0 .

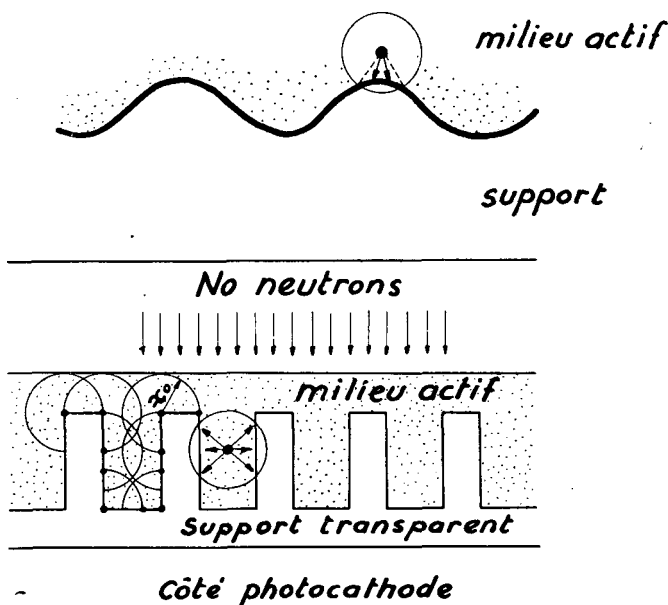


Figure 5
Scintillateur strié ou crénelé.

Le support en Plexiglas portait, dans nos expériences, des créneaux de 0,3 mm d'épaisseur, l'intervalle étant de 0,5 mm, donc un peu inférieur à $2x_0$. Dans ces conditions, avec du bore naturel, non seulement le rendement absolu fut porté à 26% au lieu de 17,5% mais, de plus, un palier beaucoup plus net fut obtenu (Fig. 4).

Dans les mêmes conditions, des scintillateurs au bore enrichi auraient donné un rendement de l'ordre de 45%, bien que l'avantage de supports crénelés semble moins important si l'enrichissement augmente, les masses de scintillateur comprises entre les créneaux intervenant pour une plus faible part dans la détection.

Conclusions

L'étude des scintillateurs au bore enrichi montre l'avantage certain de cette utilisation, les rendements étant, dans les conditions optimales, environ 2 à 2,5 fois supérieurs à ceux des scintillateurs au bore naturel. L'avantage des supports striés, tant au point de vue du rendement que du palier de comptage, est confirmé.

La possibilité d'obtenir des scintillateurs ayant un rendement de l'ordre de 40%, soit un ordre de grandeur 5 à 10 fois plus grand que les compteurs à BF_3 enrichi usuels, est établie.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) SUN K. H., *U.S. Patent* 2,534.932.
- (2) GATTI E. et coll., *Nuovo Cimento* **9**, 1012 (1952).
- (3) SUN K. H., MALMBERG P. R. et PECJAK F. A., *Nucleonics* **14**, 7, 47 (1956).
- (4) URBANEC J., *Conférence Nations-Unies, Genève, XIV*, 267 (1955).
- (5) VORISEK M., *Czechosl. Journ. Phys.* **7**, 757 (1957).
- (6) Fabriqué par la Société Quartz et Silice.
- (7) Fabriquée par U.C.L.A.F., Paris, sous le nom de Cathodix α .
- (8) Fabriqué par la Radiotechnique.

NOUVELLES ETUDES SUR LES PROPRIETES PHYSIQUES DES SCINTILLATEURS ORGANIQUES ET MINERAUX

L. KOCH, Y. KOEHLIN, B. MOUGIN, L. TREGUER - CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES
DE SACLAY (FRANCE)

L'étude expérimentale que nous avons entreprise se poursuit et nos résultats sont encore fragmentaires. Nous les présentons ici suivant le plan donné ci-dessous et nous les comparons avec ceux obtenus par ailleurs.

Influence de la température

- (a) Influence de la température sur le photomultiplicateur.
- (b) Influence de la température sur la quantité de lumière émise par le scintillateur.

Influence du mode d'excitation (à température ambiante) sur :

- (a) La quantité de lumière.
- (b) Le temps de décroissance.

Nous indiquons également les résultats que donne la fluorine naturelle (CaF_2) comme scintillateur.

(a) Influence de la température sur le photomultiplicateur

Des mesures préliminaires ont mis en évidence que le coefficient de température est lié à la couleur de la lumière incidente. Nous avons entrepris de mesurer le coefficient de température en fonction de la longueur d'onde. Pour ce faire, nous avons utilisé des filtres de verres couleur Jobin et Yvon divisant la zone de sensibilité de la photocathode en 6 bandes de 300 Å chacune couvrant ainsi un domaine s'étendant de 4.100 Å à 6.300 Å.

Nous avons constaté que pour un filtre donné le coefficient de température est constant dans la zone examinée $+20^\circ\text{C}$ à -40°C , il est négatif ($-0,5\%$ par degré C) de l'ultra-violet à 5.500 Å et positif au delà de 5.500 Å (Fig. 1 et 2).

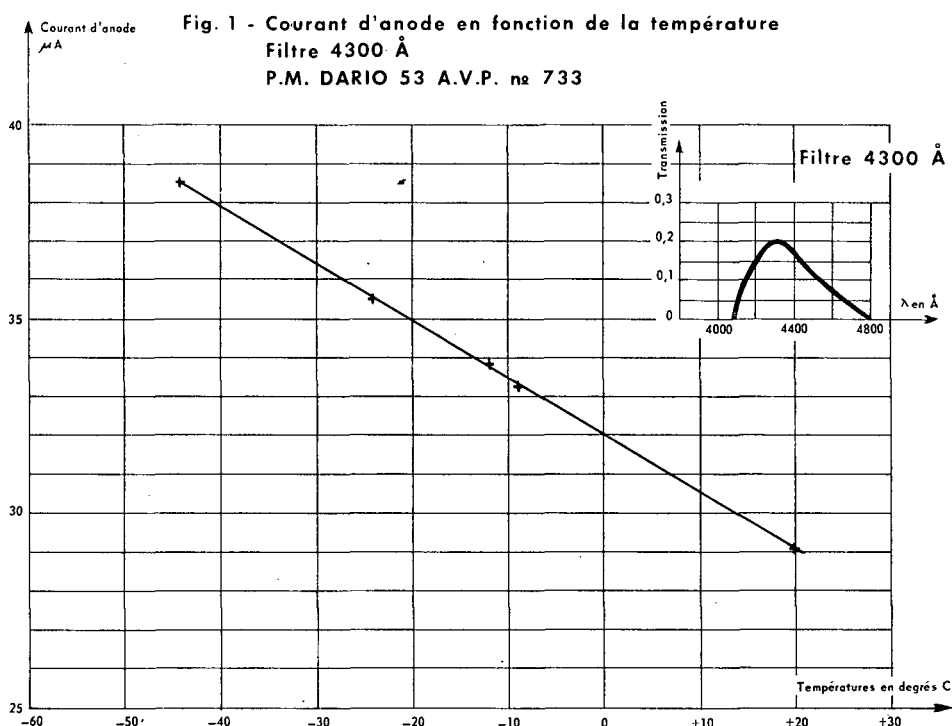
Ainsi en refroidissant un photomultiplicateur, la sensibilité de la photocathode augmente dans le bleu et le vert, diminue dans le jaune et le rouge: il se produit un déplacement de la réponse spectrale vers l'ultra-violet. Meessen(1) a rassemblé les résultats de divers auteurs et arrive à la même conclusion. Signalons que la plupart des auteurs cités par Meessen ont utilisé des scintillateurs comme source de lumière pour la mesure du coefficient de température.

En faisant fonctionner le Photomultiplicateur en cellule photoélectrique nous avons pu établir que le coefficient de température mesuré était imputable à la photocathode. Le gain du photomultiplicateur serait peu sensible à la température. Nous sommes en désaccord avec F. E. Kinard(2) qui signale une influence notable de la température sur les dynodes.

(b) Influence de la température sur la quantité de lumière émise par le scintillateur

Nos résultats correspondent à un domaine de température s'étendant de $+4^\circ\text{C}$ à $+20^\circ\text{C}$.

Les coefficients de température que nous avons trouvés sont les suivants (excitation par particule alpha):



—1,2% par degré C pour le ZnS(Ag) (α n, UCLAF),

—0,5% par degré C pour un plastique fluorescent fabriqué au C.E.A. (styrène, 2,5% de terphényl, 0,03% de Popop, 0,01% de stearate de zinc).

Influence du mode d'excitation

(a) Influence du mode d'excitation sur la quantité de lumière émise

Le rapport des quantités de lumière émise par des particules alpha et bêta de même énergie est 0,13 pour l'anthracène comme pour le plastique.

(b) Influence du mode d'excitation sur le temps de décroissance

On appelle temps de décroissance d'une scintillation le temps au bout duquel 63% de la lumière totale de la scintillation est émise. Nous le désignerons par Θ .

a) Sulfure de zinc activé à l'argent (α n, UCLAF)

Le temps de décroissance n'a été mesuré qu'en excitation alpha.

La loi d'émission est complexe; elle peut être mise sous la forme

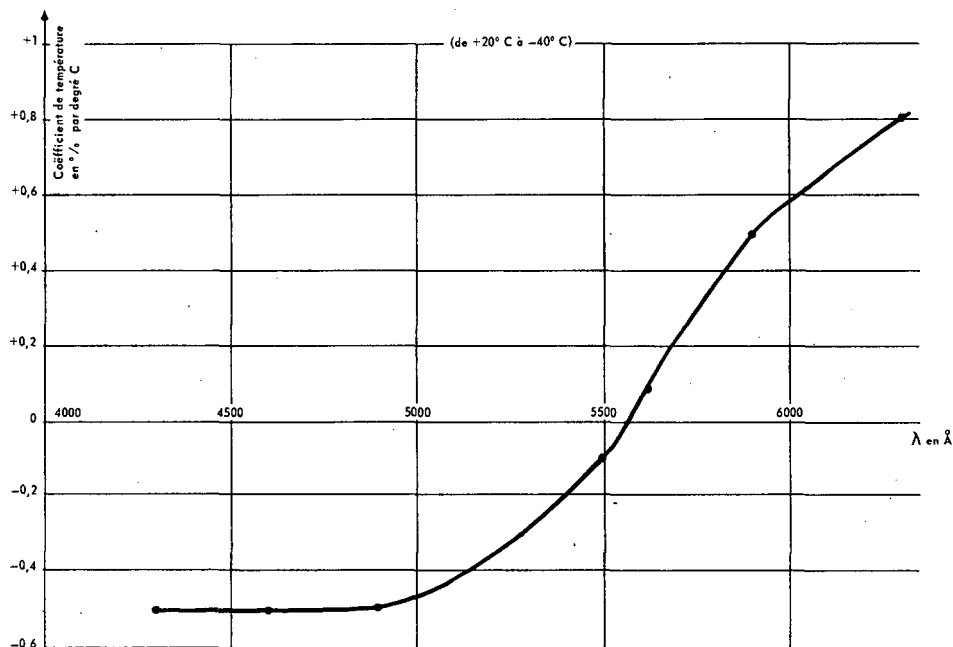
$$I = I_1 e^{-t/\Theta_1} + I_2 e^{-t/\Theta_2} + I_3 e^{-t/\Theta_3}$$

avec

$$\begin{array}{ll} \Theta_1 = 7.10^{-8} \text{ sec.} & I_1 = 85\% \text{ de } I \\ \Theta_2 = 9.10^{-7} \text{ sec.} & I_2 = 13\% \text{ de } I \\ \Theta_3 = 1,3.10^{-5} \text{ sec.} & I_3 = 2\% \text{ de } I \end{array}$$

Les composantes rapide, moyenne et lente contribuent respectivement pour 14,3%; 32,2%, 53,5% de la lumière totale émise. On peut définir un temps de décroissance moyen, il est de 3.10^{-6} sec.

Fig. 2- Coefficient de température en fonction de la longueur d'onde
P.M. DARIO 53 A.V.P. n° 733



On a pu établir que les composantes ne correspondent pas aux mêmes bandes d'émission, ainsi la composante lente ($1, 3 \cdot 10^{-5}$ sec.) existe encore quand on interpose entre le scintillateur et le photomultiplicateur un filtre ne transmettant que les longueurs supérieures à $5.000 \text{ \AA}$ — mais les 2 autres composantes ont disparu.

b) NaI (Tl) et CsI (Tl)

La décroissance suit une loi exponentielle mais le temps de décroissance dépend de la nature de la particule d'excitation :

Excitation alpha $\Theta = 1,8 \cdot 10^{-7}$ sec.

Excitation bêta $\Theta = 2,5 \cdot 10^{-7}$ sec.

Nous n'avons pas trouvé de publications signalant l'existence des temps de décroissance différents selon la nature de la particule. Par contre, Storey, Jack, Ward(3) ont trouvé que le CsI (Tl) a des temps de décroissance dépendant de la densité d'ionisation de la particule incidente.

Les mesures effectuées dans notre laboratoire conduisent aux mêmes conclusions. Nous avons trouvé que le CsI (Tl) excité par les particules alpha du plutonium (5.15 Mev) a un temps de décroissance de $5 \cdot 10^{-7}$ sec., tandis qu'en excitation bêta (Sr^{90}) ce temps est de $8,7 \cdot 10^{-7}$ sec.

Une méthode simple permet de mettre en évidence les deux temps de décroissance.

Si on admet une décroissance exponentielle de l'impulsion lumineuse, l'impulsion de tension à l'anode du photomultiplicateur présente un maximum atteint au bout d'un temps t fonction de Θ et RC et égal à Θ si $RC = \Theta$ (RC constante de temps de la charge d'anode). Si des particules de nature différente donnent des temps de décroissance Θ_1 et Θ_2 et si RC est voisin de Θ_1 et Θ_2 , les temps de maximum seront

t_1 et t_2 — les impulsions d'anode dérivées s'annuleront au bout des temps t_1 et t_2 selon la nature de la particule qui leur aura donné naissance. Ainsi pour le NaI (TI) si on réalise $RC = 1,8 \cdot 10^{-7}$ sec. nous aurons:

- Particules alpha $t_1 = 1,8 \cdot 10^{-7}$ sec.,
- Particules bêta $t_2 = 2,1 \cdot 10^{-7}$ sec.

Il est donc possible d'identifier des particules de nature différente excitant un même scintillateur de NaI (TI), et ceci même si les particules produisent des impulsions de même amplitude.

c) $Ca F_2$

Nous avons étudié les caractéristiques de la fluorine¹⁾ en tant que scintillateur car il présente l'avantage d'émettre directement dans l'U.V., il permettrait ainsi l'utilisation de photomultiplicateur à photocathodes métalliques insensibles à la lumière visible et pouvant fonctionner à haute température, d'où une très grande simplification de la détection de particules à faible parcours.

Nous avons trouvé avec un photomultiplicateur DARIO type 51 U.V.P. à fenêtre de quartz, que l'amplitude lumineuse de la scintillation est 30% de celle obtenue avec du ZnS (Ag) pour des alpha de 5,3 Mev et qu'elle est de 10% de celle obtenue avec NaI (TI) pour le pic compton des gamma de 1 Mev.

La résolution en énergie pour les particules alpha est de 14% (pour Pu239) avec un cristal de 2 mm d'épaisseur.

La durée de luminescence est $2 \cdot 10^{-6}$ sec. à 20° C.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) MEESSEN, *Le Journal de physique et le Radium* **19**, 437 (1958).
- (2) KINARD FRANK E., *Nucleonics* **15**, No. 4, 92 (1957).
- (3) STOREY R. S., JACK W. and WARD A., *Proceedings of the Physical Society* **72**, Part 1, No. 463, 1 (1958).

¹⁾ Fabrication de la Société SOREM, Palais des Pyrénées, PAU.

ETUDE ET REALISATION D'UN PHOTOMULTIPLICATEUR CONÇU DANS LE DOMAINE DE LA NANOSECONDE

G. PIETRI - LABORATOIRE D'ELECTRONIQUE ET DE PHYSIQUE APPLIQUÉES, PARIS
(FRANCE)

L'emploi de détecteurs à scintillations, en physique nucléaire, conduit à exiger des photomultiplicateurs (P.M.), entre autres propriétés, une double contribution à la rapidité de l'ensemble.

- Front de montée de l'impulsion anodique de l'ordre de la nanoseconde;
- Aptitude à délivrer cette impulsion à un niveau élevé, de façon à ce que l'on puisse s'affranchir d'une amplification électronique conventionnelle, entre le P.M. et les circuits qui lui font suite.

Le photomultiplicateur LEP, type 204, a été spécialement conçu pour satisfaire à ces divers points de vue.

1. Il est capable, dans des conditions d'alimentation convenables, de délivrer des courants instantanés avoisinant l'ampère et de conserver une relation linéaire entre éclairement incident et courant de sortie, au-delà de 300 mA, comme l'illustre la Fig. 1.

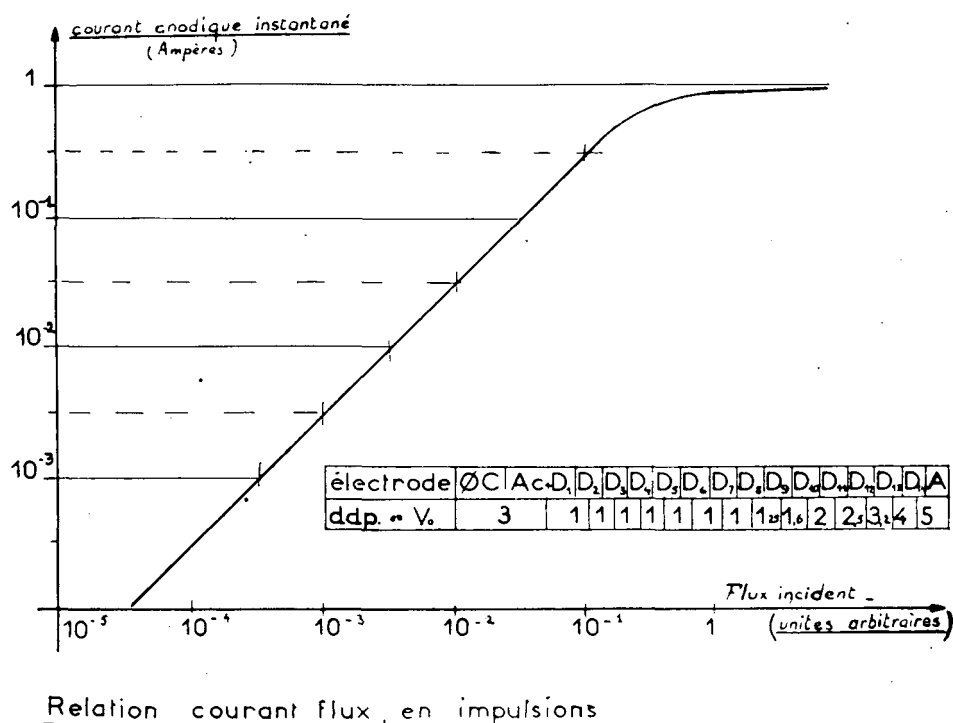


Figure 1

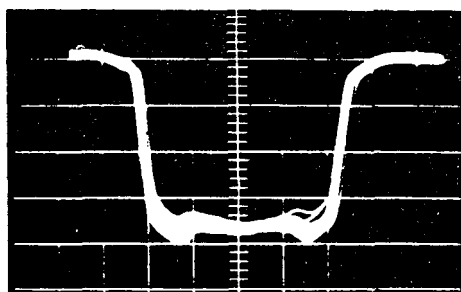
2. Pour disposer effectivement de pointes de courant aussi élevées, à partir des scintillations, toujours très pauvres en photons, le rendement de cathode, l'efficacité de collection et le pouvoir multiplicateur sont particulièrement soignés.

(1) Le tube a été conçu pour assurer un gain utilisable de 10^8 au moins. En fait, on arrive couramment à des valeurs comprises entre 10^8 et 10^9 . Par gain utilisable, il faut entendre qu'à ce régime le tube ne présente encore aucune tendance à l'instabilité. Pour cela, la protection contre les ions ou la lumière parasite en retour de l'anode vers la cathode, a été spécialement soignée. De ce fait, ces tubes sont, en général, exempts de «postimpulsions».

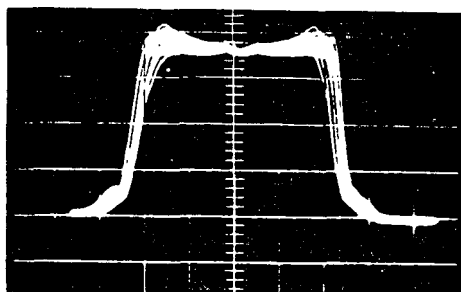
Un compromis entre haut gain et raideur de front de montée des impulsions (point qui sera traité ultérieurement), nous a fait adopter 14 dynodes pouvant fonctionner avec une d.d.p. entre étages allant jusqu'à 400 volts (comme on l'a vu à propos de la haute linéarité).

(2) La sensibilité de la photocathode est, en moyenne, de $60 \mu\text{A}/\text{lu}$ en blanc 2.870°K , soit 15 à 20 % de rendement quantique vers $4.000 \text{ \AA}$. Elle est du type SbCs_3 , non oxydée. Son procédé de fabrication a été spécialement mis au point pour réduire la dispersion statistique en production et assurer l'homogénéité de la couche, comme le montre la Fig. 2a.

(3) Enfin, l'efficacité de collection (c'est-à-dire l'utilisation à 100 % des photo-électrons par le multiplicateur, quelle que soit la région de la cathode qui les a émis), résulte du choix d'une optique électronique d'entrée convenable. Sa qualité ressort de la confrontation des Figs. 2a et b.



a) Cathode



b) Anode

Figure 2

3. La détermination de cette optique d'entrée n'est pas gouvernée uniquement par des considérations de bonne collection, c'est-à-dire en définitive de bonne focalisation dans l'espace. Elle doit aussi satisfaire à ce que l'on pourrait appeler «focalisation dans le temps». Autrement dit, on demande aux diverses trajectoires entre cathode et première dynode d'être «isochrones». S'il en était strictement ainsi, une impulsion lumineuse à front raide appliquée simultanément sur toute l'aire de la photocathode, provoquerait sur D_1 une impulsion électrique à front raide également. En fait, deux causes viennent imposer une valeur finie au temps d'établissement de l'impulsion électrique à l'entrée du multiplicateur :

- Les trajectoires principales (celles correspondant à des électrons supposés sans vitesse initiale) ne sont pas strictement de longueurs égales, ni parcourues en des temps égaux;
- En réalité, l'existence d'une vitesse initiale d'éjection, variant de façon aléatoire, d'un électron au suivant, en module et direction, accroît le défaut d'isochronisme.

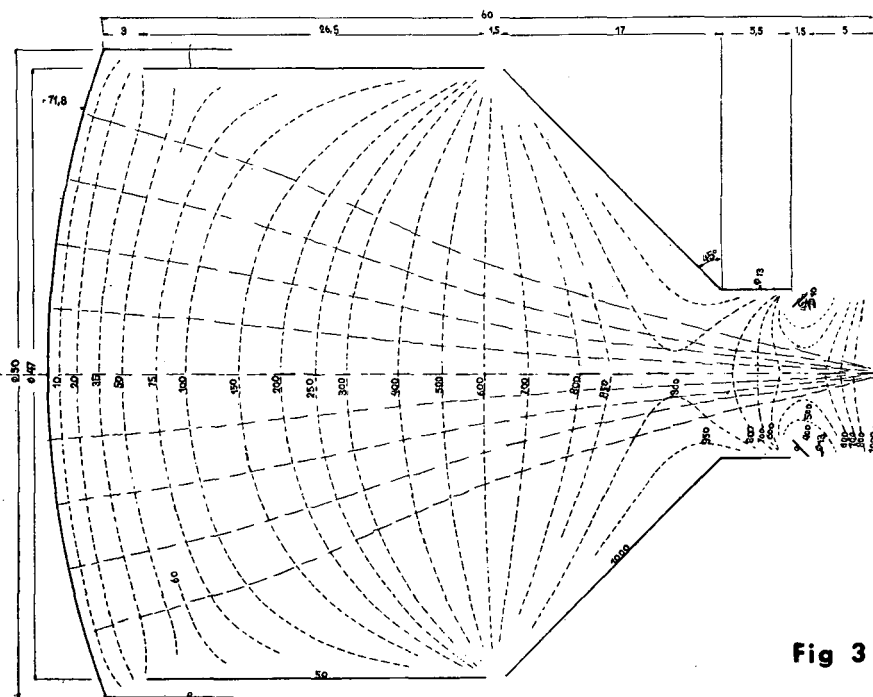


Fig 3

La géométrie et les potentiels des électrodes de l'optique d'entrée du 204 (Fig. 3) ont été choisis pour satisfaire simultanément au mieux :

- A une excellente focalisation dans l'espace,
- A l'isochronisme des rayons principaux,
- A une minimisation des effets perturbateurs des vitesses initiales.

(1) L'effet des vitesses initiales est inversement proportionnel au champ électrique à la surface de la cathode. On s'est donc efforcé de rendre ce champ intense d'une part, uniforme d'autre part, si bien que l'élargissement aléatoire dû à cette cause reste petit et constant, quelle que soit la zone d'émission. Il en résulte une cathode courbe et une optique prévue pour fonctionner normalement avec 300 volts d'accélération au moins.

(2) Il se trouve que la courbure de cathode favorise également la focalisation et l'isochronisme des trajectoires principales, comme il ressort de la comparaison des Figs. 3 et 4.

La Fig. 5 indique les retards calculés entre temps de parcours de la trajectoire centrale et de diverses trajectoires hors de l'axe de révolution. On voit que l'écart maximum n'excède pas 0,5 nsec.. Ce chiffre est également l'ordre de

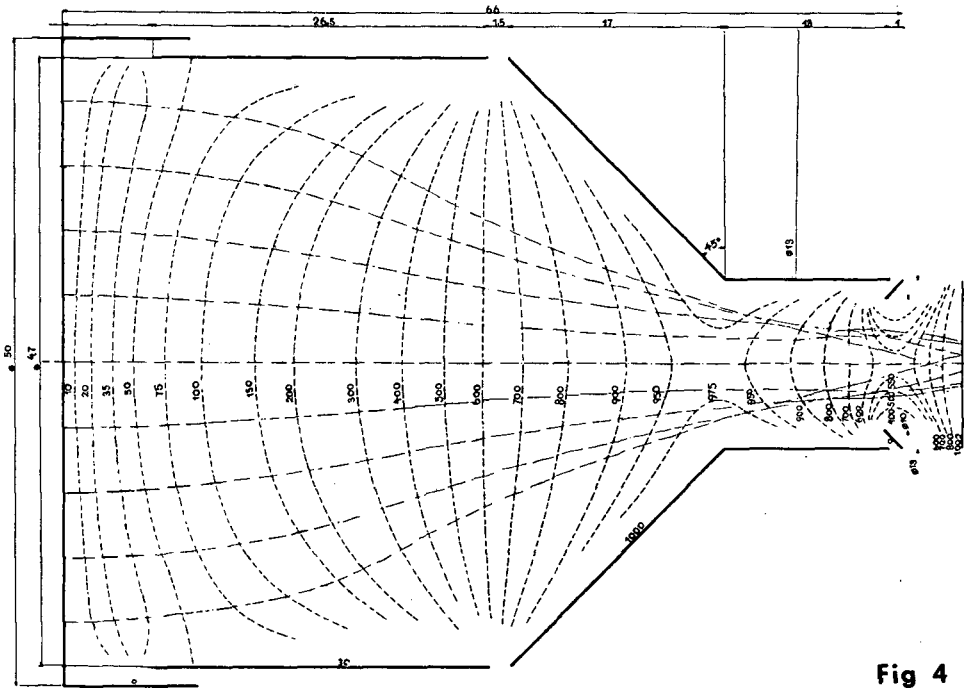


Fig 4

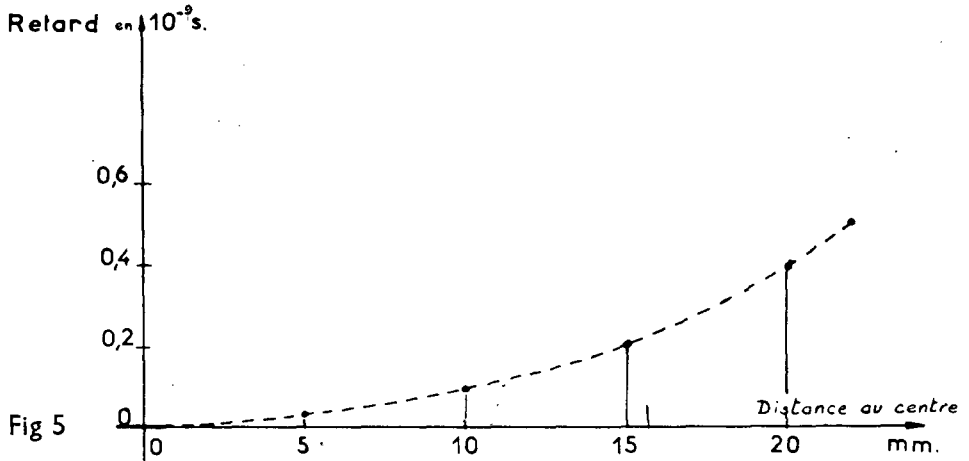


Fig 5

Retard des trajectoires marginales par rapport à la trajectoire axiale pour une accélération de 300 volts

grandeur de l'élargissement maximum apporté par l'effet des vitesses initiales, quel que soit le point d'émission considéré.

(3) La géométrie adoptée pour les électrodes de l'optique d'entrée, confère de plus au tube, la propriété que nous avons qualifiée «l'iris électronique».

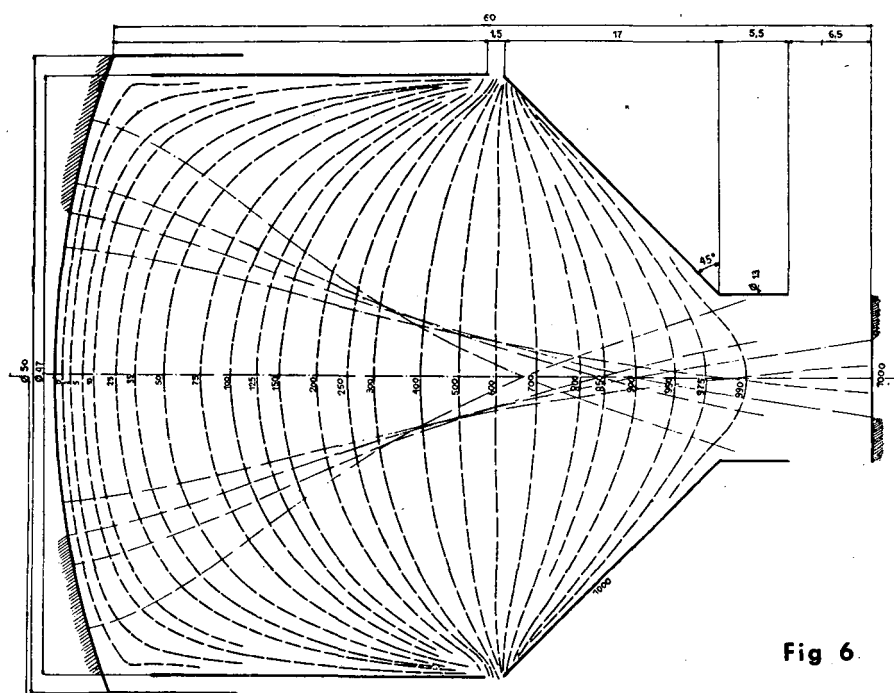


Fig 6

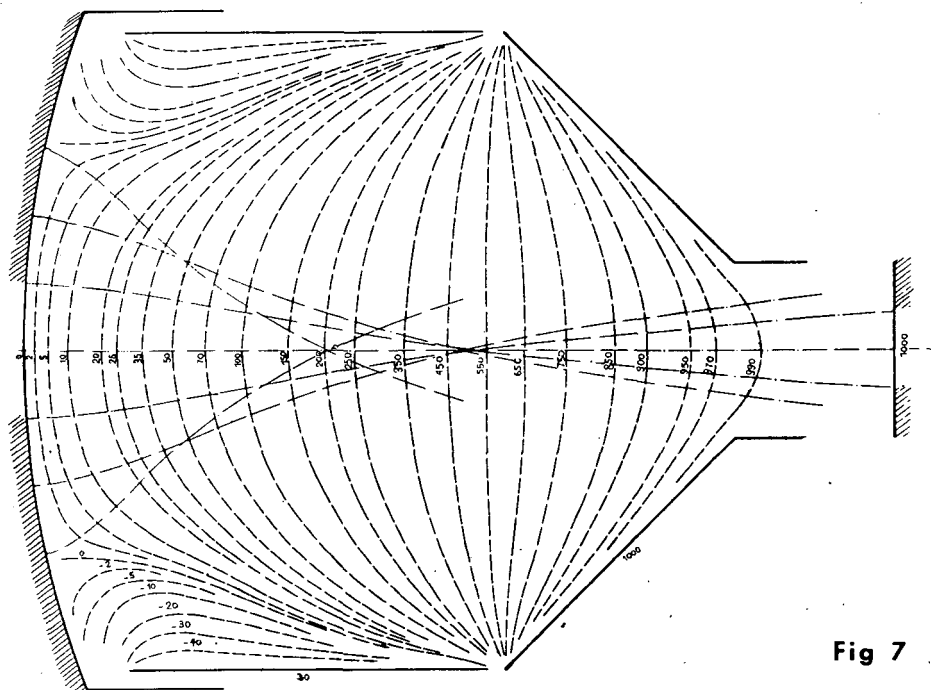


Fig 7

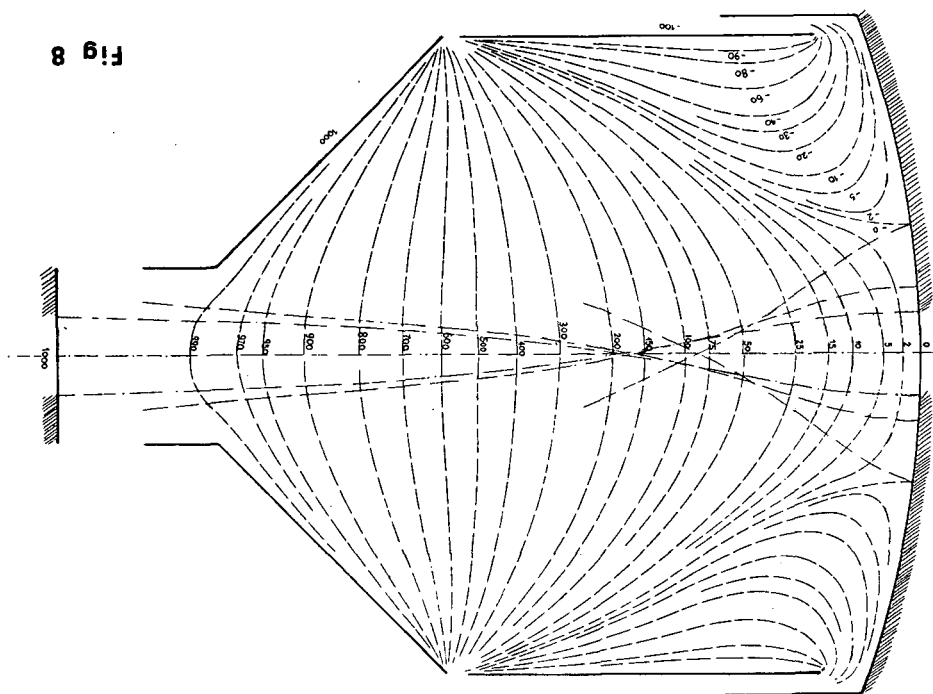


Fig 8

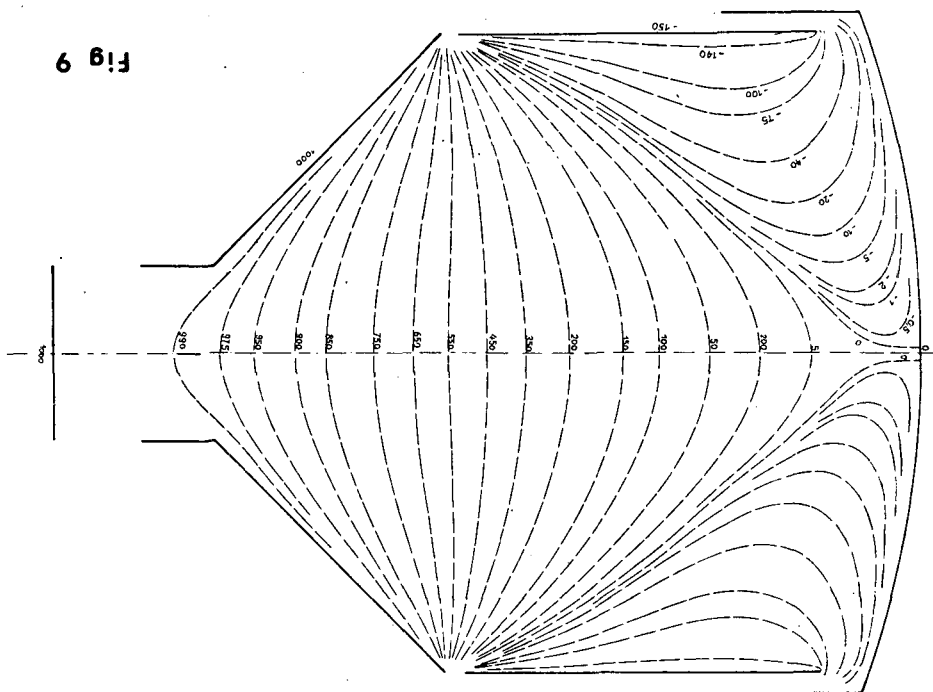


Fig 9

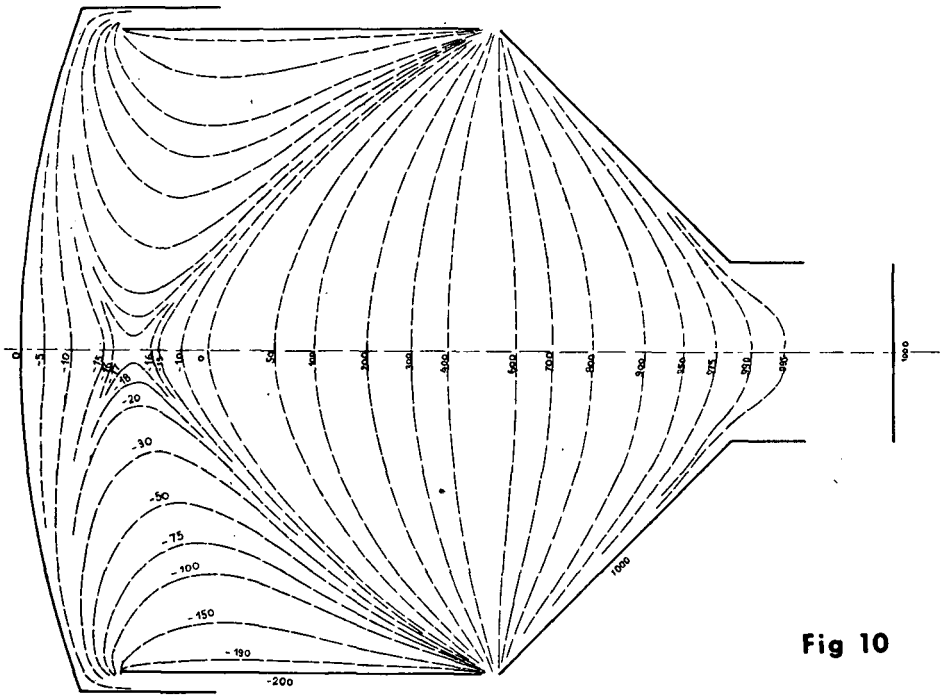


Fig 10

Action de Contrôle par F_1 : 1° Du Signal en présence d'éclairement.
 2° Du Courant d'obscurité.

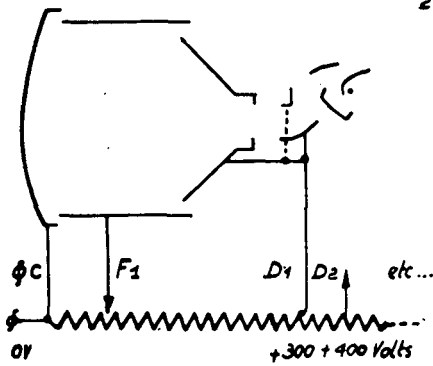
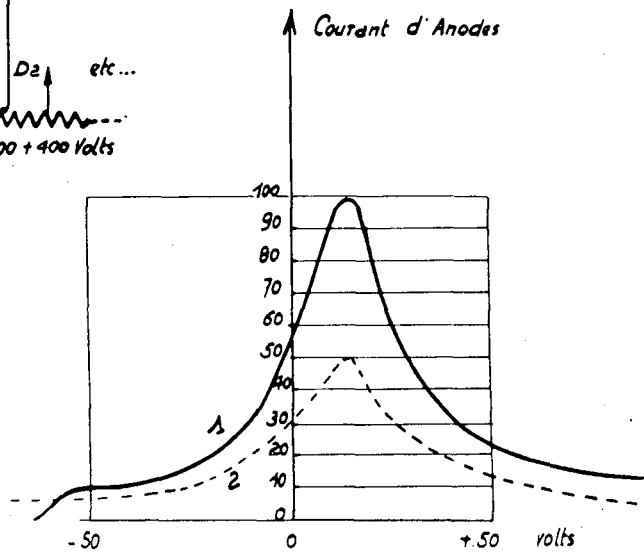


Fig.11



Les Figs. 6 à 10 en illustrent le mécanisme. Au fur et à mesure que le potentiel de l'électrode de focalisation s'éloigne, en négatif, de sa valeur optimum, la surface utile de photocathode se réduit à un cercle, toujours centré sur l'axe optique, mais de surface décroissante, jusqu'au blocage complet.

La Fig. 11 montre comment varie le signal utile et le courant d'obscurité anodique en fonction de cette polarisation de l'électrode de focalisation.

4. Les causes de non-isochronisme rencontrées entre la photocathode et la première dynode se retrouvent sur les divers intervalles du multiplicateur, avec la même conséquence finale: le front de montée de l'impulsion anodique s'établit en un temps fini. Les mêmes remèdes ont été appliqués: étude d'une géométrie qui conduise à des trajets isochrones et qui produise pour une d.d.p. donnée un champ électrique maximum à la surface des dynodes. La géométrie des dynodes apparaît Fig. 12 ainsi que la nappe des trajectoires électroniques. On remarque l'usage d'une électrode filiforme destinée, entre autres, à accroître le champ extracteur.

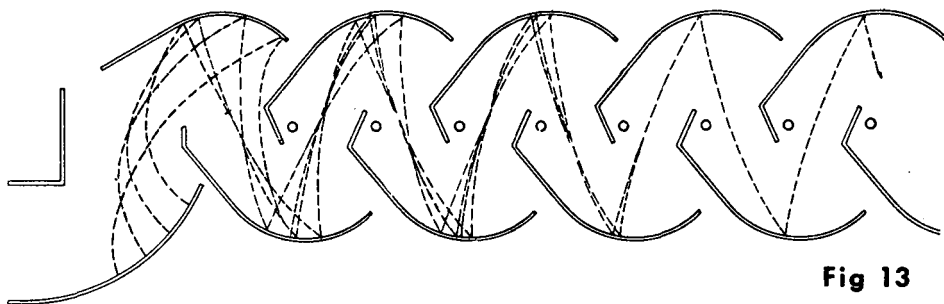


Fig 13

La propriété focalisante de cette structure est illustrée Fig. 13. De cette focalisation résulte une double limitation des écarts d'isochronisme des trajectoires principales:

- Par compensation statistique d'une étape à la suivante;
- Par groupement au voisinage d'une trajectoire moyenne, avec de très faibles fluctuations autour de celle-ci.

Finalement, la valeur quadratique moyenne des écarts de durées de transit sur les 13 intervalles du multiplicateur est chiffrée à 2 nsec. (à 120 V par étage). Un dernier terme d'élargissement du temps d'établissement de l'impulsion anodique est le courant de déplacement qui précède l'impact d'un électron sur l'anode, dès l'instant où celui-ci a quitté la dernière dynode. La géométrie de l'étage final est telle que ce temps, calculé, est inférieur à $2 \cdot 10^{-10}$ sec., ce qui est, pour ce tube, négligeable devant les causes précédemment analysées.

5. D'après l'analyse qui vient d'être présentée, le P.M. 204 doit pouvoir délivrer, pour un photoélectron émis de la cathode, une impulsion anodique de l'ordre de 20 mA, s'établissant en 2 nsec. environ, et, pour un éclair intéressant simultanément toute la photocathode, des impulsions de fraction d'ampère montant en 3 nsec. Ce qui doit permettre, en mesure de coïncidences, des précisions de l'ordre de 10^{-10} sec.

MESURE DE LA RAPIDITE DE REPONSE DU PHOTOMULTIPLICATEUR L. E. P. TYPE 204

Y. KOECHLIN - SERVICE D'ELECTRONIQUE PHYSIQUE, CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES
DE SACLAY (FRANCE)

Nous nous sommes attachés à mesurer les écarts d'isochronisme du photomulti-
plicateur L.E.P. type 204 et à définir la contribution apportée dans ces écarts par
l'optique d'entrée d'une part, et le multiplicateur d'autre part.

Dispositif d'analyse

On voit ainsi que dans tous les cas la mesure revient à analyser les impulsions
anodiques du photomultiplieur, éclairé dans des conditions particulières à chaque
groupe de mesures.

Le moyen d'analyse consiste en une observation photographique de l'écran d'un
oscilloscope cathodique ultra-rapide à plaques hélicoïdales.

Les caractéristiques de cet oscilloscope, avancées par son constructeur¹⁾ sont les
suivants:

- Bande passante: 2.000 MHz
- Sensibilité: 7,9 volts par cm
- Balayage: $2,5 \cdot 10^{-9}$ s. par cm
- Largeur de la trace: $4 \cdot 10^{-2}$ mm.

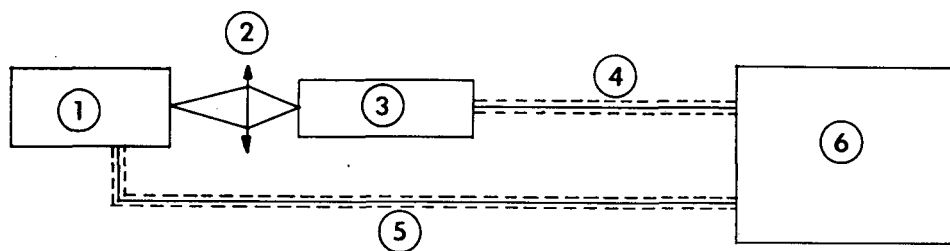


Fig. 1 - Bloc diagramme du dispositif de mesure

- | | |
|--------------------------|------------------------------------|
| 1. Générateur de lumière | 4. Ligne coaxiale de mesure |
| 2. Optique | 5. Ligne coaxiale de déclenchement |
| 3. Photomultiplicateur | 6. Oscilloscope E.G.G. |

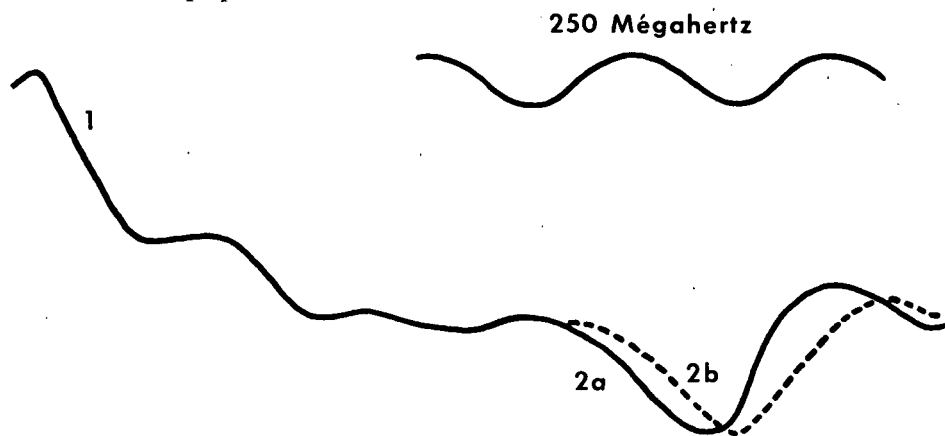
La figure 1 montre le bloc diagramme du mode opératoire. Le générateur d'im-
pulsions lumineuses déclenche l'oscilloscope. L'impulsion anodique correspondante
du photomultiplicateur est envoyée sur les plaques hélicoïdales de l'oscilloscope,
à l'aide d'un câble coaxial adapté sur son impédance caractéristique et dont la lon-
gueur est ajustée pour compenser le retard dû au système de déclenchement de
l'oscilloscope.

¹⁾ Edgerton, Germeshausen et Grier, Inc., Las Vegas, Nevada.

La forme de l'impulsion qui se trace sur l'écran est alors enregistrée photographiquement à l'aide d'une optique appropriée²⁾ sur du film à très grande sensibilité et à développement instantané³⁾.

L'utilisation d'un générateur d'impulsions de tension à montée ultra-courte⁴⁾ nous a permis d'étalonner l'allongement du front de montée de ces impulsions par les câbles coaxiaux utilisés pour toutes les liaisons entre les photomultiplicateurs et les plaques de l'oscilloscope. Le front de montée est allongé de 1,5 μ s (de 10 à 90 % de l'amplitude totale). L'affaiblissement dû aux câbles coaxiaux est de 10%.

Mesures sur l'optique d'entrée



**Fig 2 : Ecart d'isochronisme dans l'optique du PM 204
générateur à bille oscillante
(Dispositif de la figure 3)**

1 : Impulsion électrique du générateur à bille.

2a : Impulsion lumineuse au centre de la photocathode.

2b : Impulsion lumineuse au bord de la photocathode.

La figure 2 montre à titre d'exemple un enregistrement photographique sur lequel on peut faire une mesure de l'écart d'isochronisme du photomultiplicateur 204 n° 450. Cet enregistrement est obtenu à l'aide du générateur de lumière à bille oscillante (figure 3).

L'oscilloscope est déclenché par l'impulsion de décharge du générateur. Cette impulsion est envoyée, de même que celle du photomultiplicateur sur les plaques de l'oscilloscope. La figure 3 donne le schéma des circuits électroniques employés dans cette mesure.

Sur la figure 2, la trace positive de gauche représente l'impulsion de décharge du générateur et les 2 traces négatives de droite représentent les impulsions anodiques du P.M. lorsque l'image de l'étincelle est focalisée au centre de la photocathode (trace

²⁾ Edgerton Camera.

³⁾ Polaroid film 46 L, 1000 A.S.A.

⁴⁾ Générateur du type EPIC monté avec un relais à Hg CLARE type HGP 1006.

2a) et au bord extrême de cette dernière (trace 2b). On distingue au dessus l'enregistrement du 250 MHz. Une période représente donc 4 millimicrosecondes. Le décalage entre les traces 2a et 2b représente 0,7 μ s.

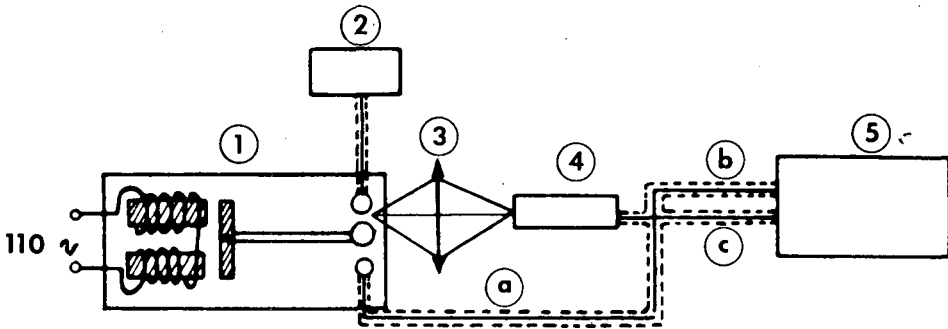


Fig. 3 : Dispositif de mesure de l'écart d'isochronisme dans l'optique du P.M 204 au moyen du générateur à bille oscillante

1. Générateur à bille oscillante
2. Alimentation H.T. du générateur
3. Optique
4. Photomultiplicateur
5. Oscilloscope E.G.G.

Câbles coaxiaux

a) Signal électrique du générateur à bille	6 mètres de câble 100 Ω
b) Signal lumineux et signal électrique	10 mètres de câble 100 Ω
c) Déclenchement de l'oscilloscope	2 mètres de câble 50 Ω

La figure 4 montre un enregistrement photographique obtenu à l'aide d'un générateur flying spot⁵⁾. Ici on distingue 5 traces décalées les unes par rapport aux autres et représentant les fronts de montée des impulsions anodiques du 204 L 94, lorsque sa photocathode est éclairée par le spot du générateur au centre (point C de la figure 5) et à 2 cm du centre sur 4 points cardinaux (points G, D, B, H de la figure 5).

L'oscilloscope est déclenché par l'impulsion de déblocage du wehnelt du flying spot. Le déclenchement est stable au dixième de μ s.

L'instant d'arrivée des photoélectrons sur la première dynode est repéré par la naissance de l'impulsion anodique correspondante.

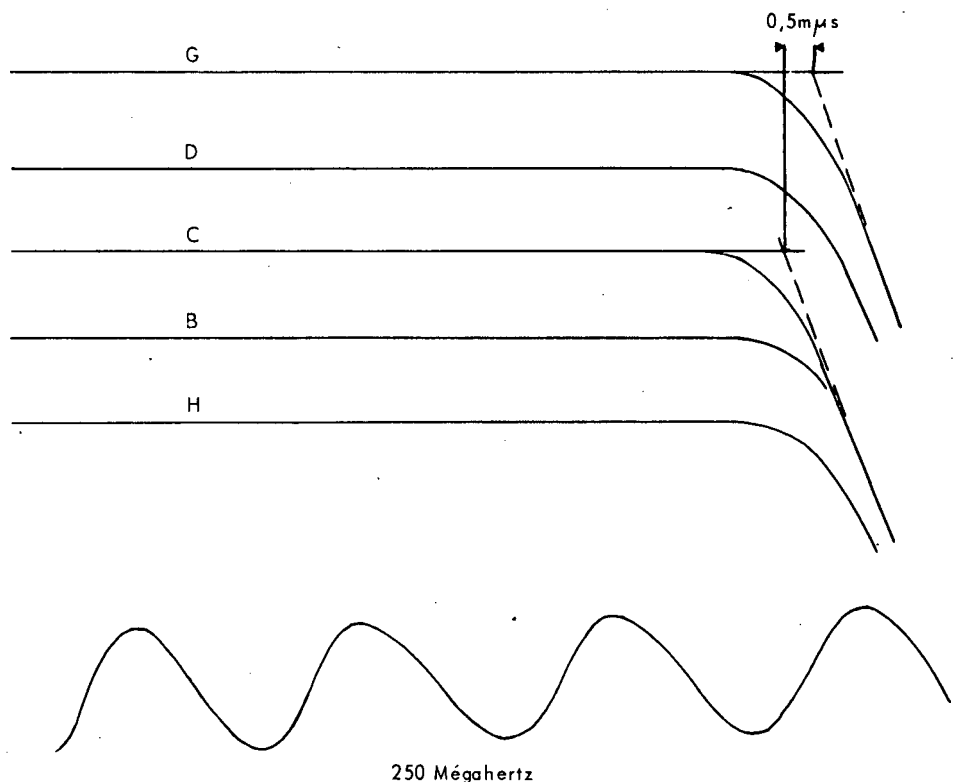
Les différences de pente des fronts de montée des impulsions ainsi que la largeur des traces d'enregistrement apportent une imprécision de l'ordre de 0,2 μ s dans la mesure.

La figure 5 montre la représentation graphique de nos mesures. On voit que les retards montrent une symétrie axiale et qu'ils n'excèdent pas 0,5 μ s.

⁵⁾ Contrat C.E.A. no. 1687.

Fig. 4 Ecart d'isochronisme dans l'optique d'entrée du 204 "Générateur Flying Spot"

La trace C correspond à l'impulsion lumineuse au centre optique de la photocathode. Les autres traces à quatre points situés à 2 cm. du centre de la photocathode.



Multiplicateur

Nous avons enregistré les impulsions anodiques du P.M. lorsqu'il est éclairé très faiblement par les impulsions du générateur flying spot. Ainsi on peut déclencher l'oscilloscope par le générateur, et régler aisément la quantité de lumière pour obtenir moins d'un photoélectron par balayage. On est sûr ainsi de n'avoir à faire qu'à des photoélectrons uniques.

La figure 6 montre un tel enregistrement. On a enregistré sur la même photographie les impulsions anodiques pour un éclairage un peu plus intense. Ce sont les grandes impulsions dont on ne voit que le début du front de montée. Elles ne partent pas toutes du même point, car le signal de déclenchement de l'oscilloscope n'était pas assez puissant dans ce cas. Nous avons enregistré par ailleurs les impulsions

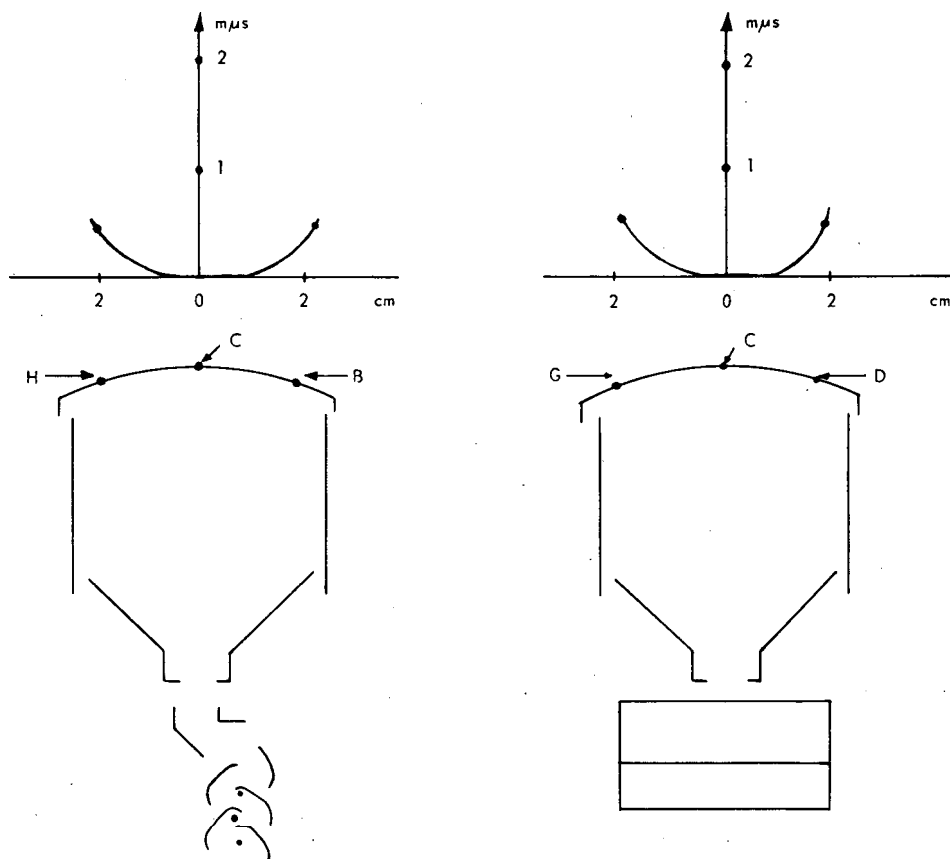


Fig 5. Représentation graphique des écarts d'isochronisme de l'optique d'entrée du 204

Le graphique de droite représente une exploration, suivant un diamètre perpendiculaire à l'axe des génératrices des dynodes, le graphique de gauche une exploration suivant l'axe des génératrices des dynodes.

anodiques correspondant au bruit de fond thermoionique du photomultiplicateur.

C'est de ces divers enregistrements que nous avons tiré la mesure des écarts d'isochronisme du multiplicateur du 204. Nous avons pris comme définition de ces écarts la largeur à mi-hauteur des impulsions anodiques provenant d'un photoélectron unique. Alors que dans les mesures précédentes, l'allongement des fronts de montée dû aux câbles n'intervient pas, il faut ici en tenir compte. Cet allongement de 1,5 millimicroseconde s'ajoute quadratiquement au front de montée propre des impulsions du photomultiplicateur pour donner le front de montée photographié dans nos mesures. Ce front est sur la figure 10 de 2,5 mμs. La moyenne des mesures corrigées du front de montée des câbles, sur trois photomultiplicateurs 204, donne 2 millimicrosecondes pour des tensions d'alimentation de 3.000 volts globales.

Ensemble du photomultiplicateur

Dans cette mesure nous avons enregistré les impulsions anodiques du P.M. lorsqu'il voit le rayonnement Cerenkov provoqué dans un bloc de plexiglas par un méson μ du rayonnement cosmique.

Le bloc de plexiglas avait 5 cm de longueur. La durée du parcours du méson était donc de l'ordre de 0,15 nps et le rayonnement Cerenkov n'étant émis que pendant le passage de la particule, on peut admettre que l'impulsion lumineuse éclairant l'ensemble de la photocathode durait 0,15 nps.

L'oscilloscope était déclenché par l'impulsion anodique d'un autre photomultiplicateur associé à un scintillateur plastique et placé verticalement au dessus du bloc de plexiglas.

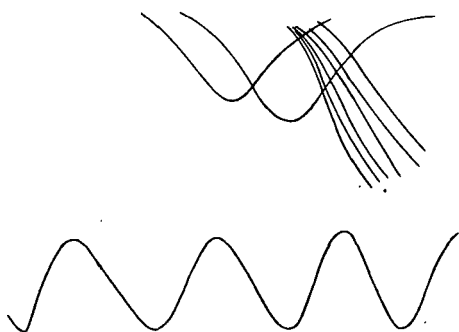


Fig. 6: Impulsions anodiques correspondant à des photoelectrons uniques

Sens du balayage de gauche à droite.
Les sinusoïdes proviennent du 250 MHz.
Les impulsions de grande amplitude dont on ne voit que le début correspondent à un flux lumineux déclenchant plus d'un photoélectron par 0,1 nps.

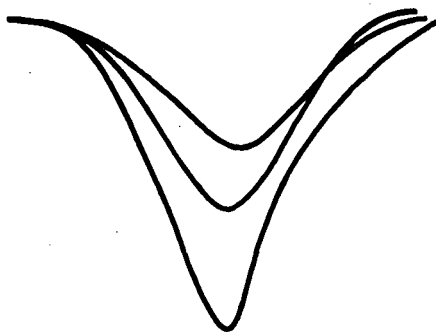


Fig. 7 Ecarts d'isochronisme dans l'ensemble du 204

Impulsions lumineuses
créées par effet Čerenkov

La figure 7 montre les impulsions anodiques du P.M. 204 correspondant au passage de mésons μ dans le bloc de plexiglass.

La largeur à mi-hauteur de ces impulsions est aussi de 2 millimicrosecondes une fois corrigée du temps de montée des câbles. L'écart d'isochronisme dû à l'optique d'entrée n'intervient pas d'une façon mesurable car il s'ajoute quadratiquement aux autres écarts.

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES CARACTERISTIQUES DES PHOTOMULTIPLICATEURS

R. CHERY ET A. PERRIN - INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE, LYON (FRANCE)

Il est bien connu que le fonctionnement d'un photomultiplicateur implique l'intervention d'un certain nombre de processus d'essence statistique parmi lesquels nous rappellerons ceux qui nous intéressent ici, à savoir:

- L'effet photoélectrique de la cathode dont le rendement varie souvent en fonction de la région considérée;
- L'émission secondaire des dynodes et le facteur de collection des électrons secondaires de dynode à dynode;
- Le temps de transit des électrons de la photocathode à l'anode en fonction de la trajectoire suivie.

La composition de tous ces facteurs conduit à une dispersion importante des caractéristiques des différents photomultiplicateurs d'un même type.

Il nous a semblé intéressant d'étudier sur un photomultiplicateur relativement récent d'origine française, le 53 AVP fabriqué par la Radiotechnique, certains des aspects par lesquels se traduit précisément la nature statistique de la formation de l'impulsion de courant d'un photomultiplicateur.

Spectre de photoélectron unique

Tout d'abord si l'on considère la hauteur variable des impulsions que l'on obtient quand on fait pénétrer les électrons un à un dans le multiplicateur, l'essence statistique du gain d'un photomultiplicateur apparaît évidente. De telles expériences ont été réalisées par Morton, Allen et d'autres sur des photomultiplicateurs R.C.A. et EMI, etc.

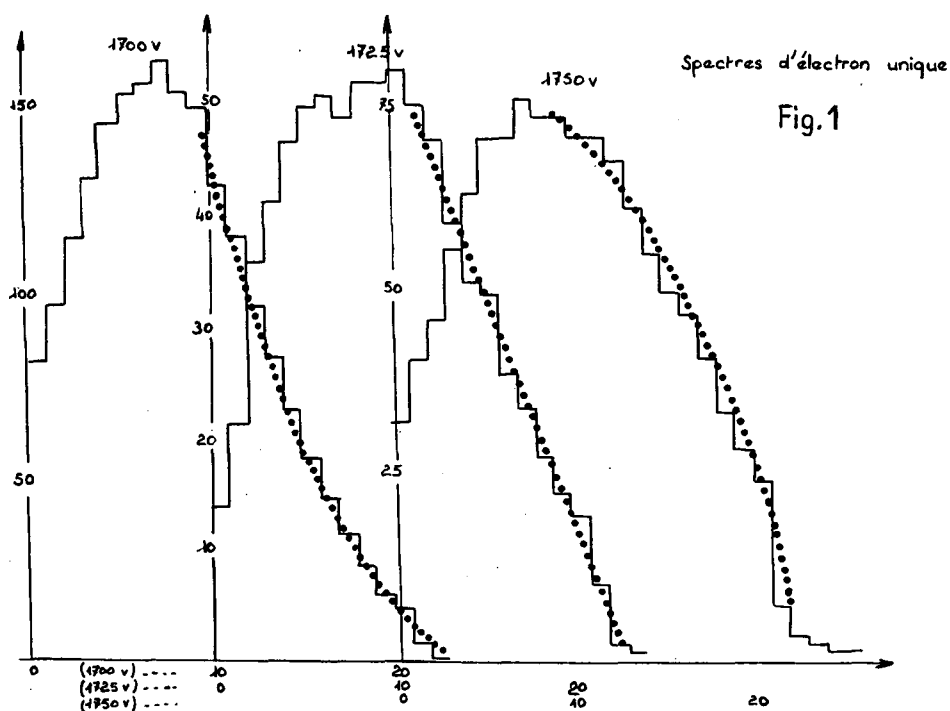
On éclaire la photocathode avec une source de lumière suffisamment faible pour que les photons émis soient résolus dans le temps. Le photomultiplicateur est refroidi pour diminuer l'importance du bruit de fond. L'électronique qui le suit est classique. On considère, soit le spectre de réponse du photomultiplicateur, c'est-à-dire le nombre d'impulsions $n(v)$ par unité de temps de hauteur comprise entre v et $v+dv$ en fonction de v , soit la distribution intégrale $N(v)$, nombre des impulsions de hauteur supérieure à v en fonction de v .

Nous n'insisterons pas ici sur la méthode utilisée par Morton, qui permet d'obtenir facilement, à partir de la distribution intégrale, la valeur moyenne du gain du photomultiplicateur et sa variance.

Nous résumerons sur un exemple typique les résultats obtenus. Nous avons enregistré avec un photomultiplicateur alimenté, avec la répartition de tension préconisée par le constructeur, les trois spectres d'électron unique de la Figure 1, pour les trois tensions globales d'alimentation 1.700 v., 1.725 v., 1.750 v. Il nous a paru intéressant de rapprocher ces spectres, car on aperçoit une évolution de la courbure de la partie droite qui indique une augmentation du nombre relatif des grandes impulsions avec la tension interdynode.

Remarquons tout de suite que la forme du spectre d'un électron n'est donc pas unique. Il ne paraît pas possible de la représenter par une formule simple comme celle d'Engström

$$Ah^2 e^{-h/a}, \quad A \text{ et } a \text{ étant des constantes.}$$



Cette modification de courbure se produit pour tous les photomultiplicateurs testés à une tension qui se situe aux environs de 1725—1750 v. Deux explications nous paraissent possibles: ou bien ce changement de courbure peut être dû à un accroissement de la focalisation interdynode avec la tension, ou bien c'est le résultat d'une diminution de la variance de gain d'étage avec la tension.

Par la méthode de Morton, nous avons calculé la variance de gain du tube. Nous trouvons:

$$\begin{aligned} V_G &= 0,34 \text{ pour } 1700 \text{ v.} \\ &0,28 \text{ pour } 1725 \text{ v.} \\ &0,25 \text{ pour } 1750 \text{ v.} \end{aligned}$$

En calculant, par ailleurs, le coefficient d'émission secondaire d par dynode, nous pouvons obtenir la variance de gain d'étage V_d par la formule

$$V_G = \frac{V_d}{d - 1}$$

Nous trouvons dans ce cas typique:

$$\begin{aligned} V_d &= 1,29 \text{ pour } 1700 \text{ v.} \\ &1,08 \text{ pour } 1725 \text{ v.} \\ &1 \text{ pour } 1750 \text{ v.} \end{aligned}$$

Ce résultat tendrait donc à justifier la seconde hypothèse.

Notons encore que ces formes de courbes se conservent quand on fait varier la constante de temps de collection de 10^{-7} s. à 5 mps.

Par ailleurs, quand cette constante de temps varie de $0,8 \mu\text{s}$ à $5 \mu\text{s}$, nous avons obtenu avec quelques photomultiplicateurs des augmentations de gain allant jusqu'à 10%. Cela indique la présence, pour ces photomultiplicateurs, d'impulsions satellites.

Les valeurs des variances de gain d'étagé, données ci-dessus, pourraient faire penser que dans le cas des dynodes Ag.Mg, la variance V_d du coefficient d'émission secondaire est proche de la variance normale. En fait il s'agit là d'un cas particulier et les variances sont différentes suivant les photomultiplicateurs, tout en tombant toujours dans l'intervalle 1 à 1,6, correspondant à des variances de gain total inférieures à 0,5.

Rappelons que Morton trouve pour un 5819 la valeur 1,54. Cette variance de gain d'étagé est une caractéristique importante car, au point de vue statistique, elle peut caractériser la qualité du multiplicateur.

Contrôle d'homogénéité de cathode

Parmi les autres processus qui interviennent dans l'estimation de la qualité d'un photomultiplicateur, nous distinguerons le rendement de la photocathode et ses variations en fonction de la position du point d'impact du photon.

Il convient, à ce propos, de remarquer que les estimations d'homogénéité de cathode font intervenir la manière dont on la mesure. Les variations risquent d'être d'autant plus importantes que la surface de la photocathode testée est plus petite. C'est la raison pour laquelle le dispositif que nous avons réalisé permet d'éclairer la photocathode d'une surface de l'ordre du mm^2 seulement.

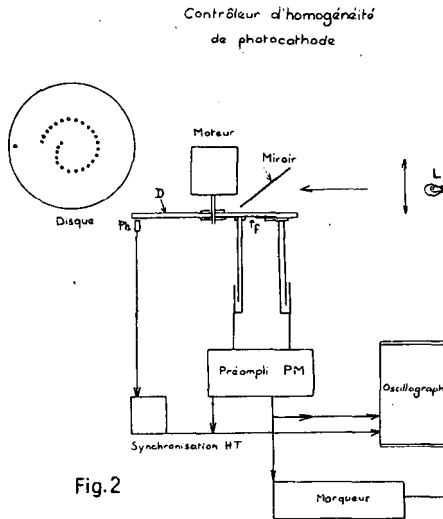


Fig. 2

Un disque D (Fig. 2) est entraîné à 3.000 tours/minute par un petit moteur électrique. Il est percé de trous de 1 mm. de diamètre, régulièrement espacés et disposés en spirale. Ce disque se déplace devant une fente f disposée suivant un rayon de la photocathode. Celle-ci est placée derrière la fente. L'ensemble est éclairé par un faisceau de lumière parallèle obtenu à partir d'une lampe L et réfléchi par un miroir à 45° . On obtient ainsi des impulsions lumineuses d'une durée de 10^{-4} secondes environ d'intensité constante. L'impulsion recueillie à l'anode est envoyée sur un

oscillographe fonctionnant en déclenché et synchronisé par une photodiode Ph. commandée par une ouverture adéquate placée sur le disque. On obtient ainsi sur l'oscillographe des impulsions de hauteur proportionnelle à la sensibilité de cathode sur le rayon analysé. Tous les points de la photocathode sont testés.

Un dispositif électronique simple permet de pulser le spot de l'oscillographe au sommet des impulsions seulement. On peut ainsi, en faisant tourner le photomultiplicateur autour de son axe, enregistrer sur une même photo tous les sommets des impulsions. La dispersion des points permet de caractériser facilement l'homogénéité de cathode.

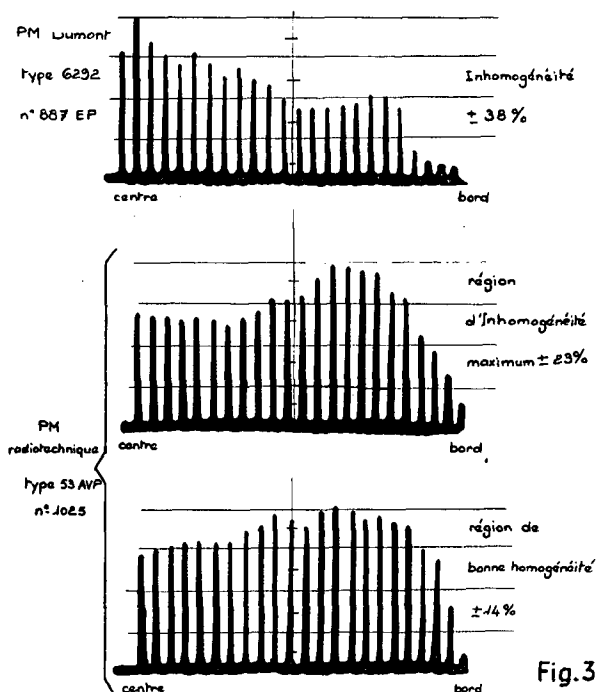


Fig.3

Les résultats obtenus (Fig. 3) concordent avec ceux obtenus avec des dispositifs utilisant un spot lumineux plus étendu. On mesure des inhomogénéités de 10 à 25% suivant les régions. Ces valeurs sont légèrement plus élevées que celles couramment admises, mais cela paraît normal si l'on tient compte de la finesse d'analyse.

Nous devons remarquer que nous mesurons ainsi l'homogénéité de cathode vue de l'anode, c'est-à-dire que la variation de l'efficacité de l'optique d'entrée avec la position de naissance du photoélectron intervient.

En particulier, nous rappellerons la sensibilité considérable de l'optique d'entrée à des champs magnétiques, comparable au champ terrestre. Cela se traduit par une inhomogénéité apparente de photocathode vue de l'anode, pouvant aller jusqu'à des rapports de 1 à 8 d'une zone à l'autre. Il apparaît donc absolument nécessaire de blinder toute installation spectrométrique, sinon la variance de l'efficacité de transfert photon-électron risque d'augmenter de plus d'un ordre de grandeur.

Mesure de variation de temps de transit

Il est également intéressant de connaître les variations de temps de transit des électrons de la cathode à l'anode, en vue d'apprécier la rapidité du photomultiplicateur, en particulier pour des expériences de coïncidences.

Nous avons utilisé pour cette mesure l'oscilloscope Tektronix 517 A, dont le câble de retard de 65 nps, incorporé à l'amplificateur vertical, avait été précédemment déconnecté.

Pour éliminer la nécessité de définir un instant origine par un signal auxiliaire, le photomultiplicateur est excité par la lumière même de l'écran fluorescent du tube cathodique. L'oscilloscope fonctionne en relaxé. La trace lumineuse est vue par le photomultiplicateur au travers d'une fente très fine de 2/10 de mm perpendiculaire au balayage et sur laquelle on forme l'image de l'écran par un objectif photographique

Mesure de variations de temps de transit

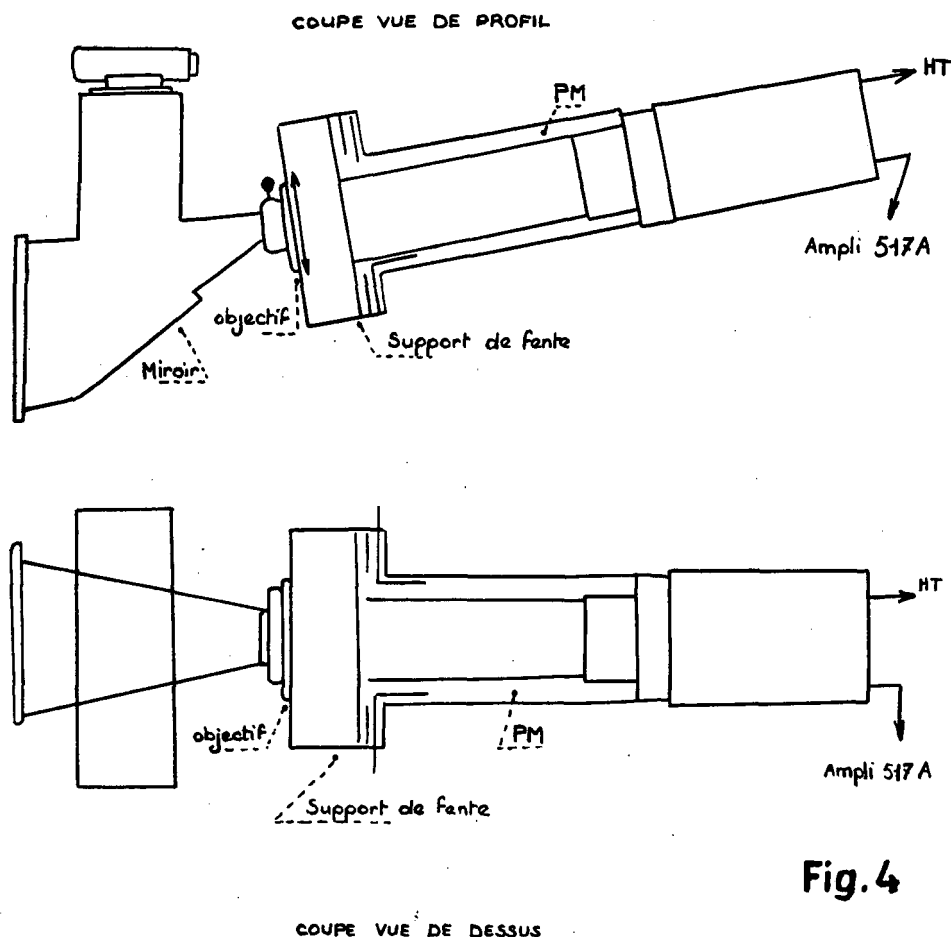


Fig.4

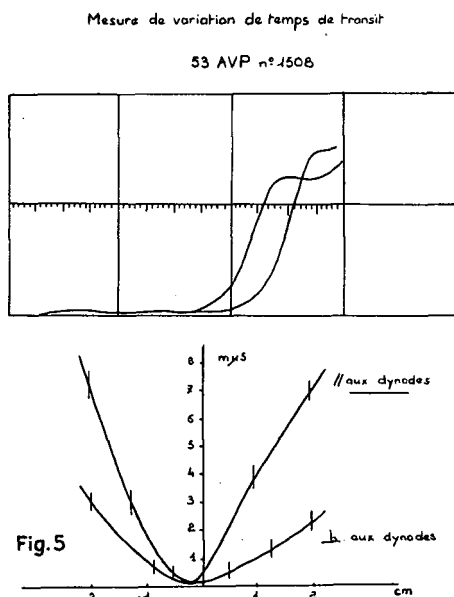
(Fig. 4). On obtient ainsi derrière la fente des impulsions lumineuses d'une durée de 3 μs environ, correspondant au passage du spot électronique du tube en début de trace.

Cette impulsion lumineuse est amplifiée par le photomultiplicateur étudié et le signal anodique envoyé à l'amplificateur vertical de l'oscillographe.

On photographie l'écran sur lequel apparaît donc l'impulsion du photomultiplicateur, à une distance du début de trace dépendant du temps de transit dans le photomultiplicateur et dans l'amplificateur vertical de l'oscillographe. La photographie simultanée d'un quadrillage permet de comparer des clichés différents.

On opère ainsi pour différentes positions de l'impulsion de lumière sur la photocathode.

La mesure s'opère par amplification optique. Avec une vitesse de balayage de 20 μs il est possible de mesurer les variations de temps de transit en fonction du point de naissance des photoélectrons, avec une précision de la μs .



La Figure 5 montre les résultats obtenus suivant une direction perpendiculaire à l'axe des dynodes et suivant une direction parallèle.

On retrouve ainsi les variations de temps de transit de l'ordre de 3—4 μs en moyenne.

En résumé, les propriétés statistiques de ce photomultiplicateur paraissent comparables à celles des tubes équivalents d'origine étrangère. Si une amélioration de l'homogénéité de cathode paraît toujours souhaitable, la dispersion des variances relatives de gain du photomultiplicateur, allant de 0,28 à 0,50, indique une dispersion dans la qualité des dynodes qu'il serait sans doute intéressant d'essayer de relier à l'histoire de la fabrication du multiplicateur.

DISCUSSION

Dr. Morton (U.S.A.)

Question par Dr. Tove (Suède):

A quelle résolution peut-on prétendre avec les nouvelles photocathodes ?

Réponse:

Cette nouvelle sorte de photocathode est un composé tri-alkalin. Nous la désignons par le terme S-20. Elle équipe le photomultiplicateur C7237. Sa sensibilité moyenne est de 150 micro-amp. par Lumen, sa réponse spectrale s'étend jusqu'à 7000 Å. Sa sensibilité dans le bleu est de 20% meilleure que les couches conventionnelles.

Question par Mr. Hoogenboom (Hollande):

Quelle est l'homogénéité de photocathode du 5 pouces ?

Réponse:

En tenant compte de l'efficacité de collection de la première dynode, l'homogénéité de réponse du 5 pouces est de l'ordre de 10%. L'utilisation d'un guide de lumière doit rendre cette inhomogénéité négligeable en regard de la résolution en amplitude que l'on attend d'un compteur à scintillation. Pour les tubes de diamètre inférieur à 4 1/2 pouces, l'homogénéité est meilleure que 10%.

Question par Dr. Massetti (Italie):

Où peut-on trouver des précisions sur l'emploi du Benzaldehyde dans le Toluène comme extincteur de fluorescence pour les radiateurs Cerenkov ? Il semble d'après nos expériences qu'il n'agisse que comme absorbant optique.

Réponse:

Le Dr. Wiegand peut peut-être répondre à cette question.

Question par Dr. Quercia (Italie) et Dr. Labeyrie (France):

Pouvez-vous nous dire l'avancement de la technique aux U.S.A. en ce qui concerne les chambres à scintillation et les amplificateurs de lumière ?

Réponse:

Je donnerai, après la session, les renseignements que je possède à ceux que cela intéresse.

Réponse du Dr. Wiegand à Dr. Massetti:

Je pense que pour un radiateur Cerenkov il faut éviter le toluène et tout composé benzénique. Le Dr. Kallmann pourrait peut-être nous donner des indications sur un extincteur de fluorescence. Incidemment, nous avons utilisé un radiateur Cerenkov contenant des composés benzéniques et nous lui avons incorporé un extincteur de fluorescence: le bromure d'éthyle.

Dr. Kallmann (U.S.A.)

Question par Dr. Labeyrie (France):

Quelle sorte de chartreuse fluorescente; la jaune ou la verte ?

Réponse:

Hélas, la chartreuse fluorescente ne se boit pas.

Question par Dr. Durand (France):

Le naphthalène déplace-t-il la bande de fluorescence du scintillateur ?

Réponse:

Non, ou très peu.

Dr. Owen (G. B.)

Question par Dr. van Sciver (U.S.A.):

- 1) Y a-t-il une phosphorescence des plastiques à la température de l'azote liquide?
- 2) Quel est le rapport des amplitudes de scintillations rapides et lentes dans les scintillateurs organiques que vous avez utilisés?

Réponse:

- 1) Nous prévoyons une expérience en vue de la contrôler.
- 2) 20% dans le cas d'une excitation par neutron, et 10% dans le cas de l'excitation par gamma.

Dr. van Sciver (U.S.A.)

Question par Dr. Sharpe (G.B.):

Pouvez-vous nous renseigner sur les différences de temps de décroissance relatifs aux différentes bandes d'émission spectrales du scintillateur?

Réponse:

Le NaI pur présente dans la bande des 3000 Å un temps de décroissance de 10 milli-micro-secondes à température ambiante, 50 à celle de l'azote liquide, et 100 à celle de l'hélium liquide. Il existe aussi un temps de décroissance lent de l'ordre de la microseconde, mais qui représente une partie très faible de la scintillation. Le NaI(Tl) excité par des particules lourdes présente deux temps de décroissance de $2,5 \cdot 10^{-7}$ s. à 4000 Å et de 10^{-8} s. à 3000 Å.

Dr. Durand (France)

Question par Dr. Julien (France):

- 1) Quel domaine d'énergie désignez-vous par neutron rapide?
- 2) Quelle précision aviez-vous sur le flux de neutrons incidents?

Réponse:

- 1) Nous avons utilisé des neutrons d'une source de Ra-Be et ayant traversé 7 cm de paraffine.
- 2) La précision sur la mesure du flux incident était de 5 à 6%.

D. Chery (France)

Question par Dr. Sharley (Suisse):

Temps de montée des impulsions de lumière du flying spot?

Réponse:

Le passage du spot de l'oscilloscope passe devant une fente de 2/10ème de mm avec une vitesse de balayage de $20 \cdot 10^{-9}$ s. par cm, ce qui correspond à un temps de montée de l'impulsion lumineuse correspondante de $3 \cdot 10^{-9}$ s. environ.

SESSION II

DETECTEURS DE RADIATION
A IONISATION ET SPECTROMETRES
A RAYONS GAMMA

RADIATION DETECTORS
USING IONISING METHODS,
AND GAMMA-RAY SPECTROMETERS

THE IONIZATION DETECTORS

U. FACCHINI - CENTRO INFORMAZIONI STUDI ESPERIENZE, MILANO (ITALIA)

1. In the decade 1938—1948 most of the ionization devices reached their present stage of development: I refer to self-quenching and halogen Geiger-Müller counters, gridded electron chambers, proportional counters for heavy particles, neutrons and electrons.

In recent years we have seen their enormous diffusion in all branches of science and industry dealing with radiations, as well as their technological improvement and their commercial expansion.

However the development of new techniques in ionization detectors has not been so wide as then: this fact is at least, in part, due to the rise of scintillation methods after 1948, which in so many respects substitute for the gas detectors.

New interests are now developing in ionization tools, especially for problems where they can compete with scintillation techniques or where the scintillation techniques are of no practical use.

In fact, in many cases ionization devices furnish simpler methods for particle detection, and in a number of cases they are the only devices.

It seems to me particularly interesting to devote some time to some methods which have been developed recently.

2. I refer, firstly, to the electron ionization chambers. I remember that the electron collection was first studied by Ortner and Stetter(1) around 1932, but only after the gridded chamber was introduced by O. R. Frisch(2); these instruments became a powerful method for studying the energy spectra of heavy particles.

The effect of the grid is to screen the collecting electrode from the ion motion, and from the electron motion before the electrons reach the grid. In such a way the collected pulses are proportional to the total ionization, i.e., to the energy of the particles, and are independent of the initial ionization.

In fact, such chambers offer a good energy resolution ($\sim 2\%$) in the case, for instance, of usual α particles, and resolution times of the order of 10^{-6} seconds; the emitting area (or volume) is as large as 20—100 square cm or more, and the solid angle useful for counting may be made 2π .

All these conditions have not been obtained so far with other methods, and consequently such chambers are more and more used in the measurements of heavy particles spectra, and when the ranges of the particles are not so long as to require very large pressures.

The improvement of the energy resolution has been particularly studied in these years.

The best results obtained, using a parallel plate gridded chamber and the emitting source deposited in a form of a thin layer on the emitting electrode, are reported by Engelkemeir and Magnusson(3).

These authors used a strongly collimating mesh on the emitting layer in order to accept only particles emitted parallel to the electric field and to avoid particles emitted at large angles which produce pulses of slightly different sizes due to the incomplete screening effect of the grid. The resolution is $\sim 0.5\%$.

Moreover, the nickel mesh absorbs the radiations emitted by excited states in coincidence with α emission. Particularly good resolution has been obtained recently by Havlicek(4) without using such a collimator: the width of the Polonium α line was about 1% .

Havlicek uses particular care in the purification of the gas and in the preparation of the emitting layer.

It is interesting to note how Havlicek uses this chamber for isotopic analysis of slightly enriched uranium for measuring very accurately the shape of the U^{238} and U^{234} lines.

3. A very important step in improving the resolution was obtained by H. W. Fulbright and N. O. Lassen(5) and by D. A. Bromley(6) in the case of protons or other heavy particles injected in the chamber parallel to the electrodes. This kind of measurement is very useful when the various particles produced in nuclear reactions are to be studied.

The chamber of Lassen and Fulbright is shown in Fig. 1.

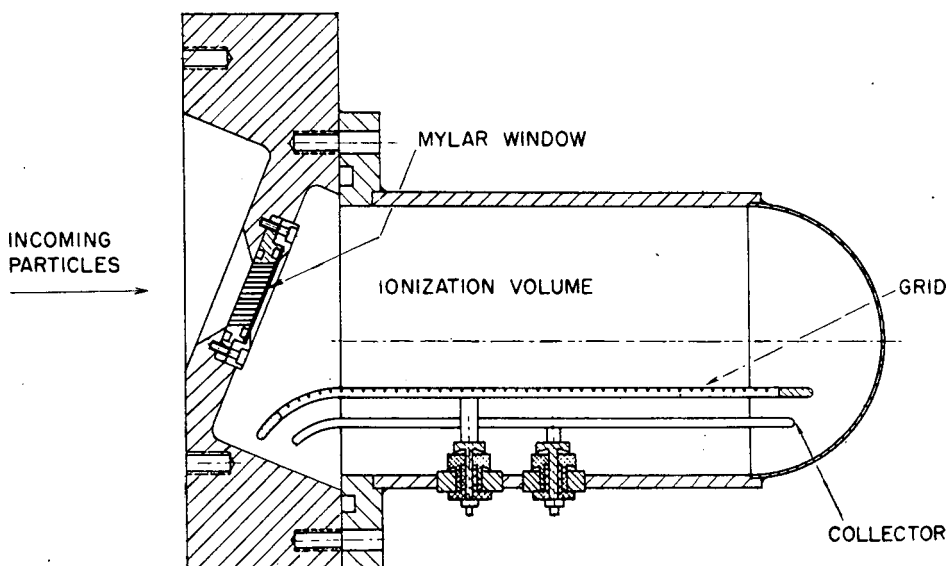


Figure 1
Ionization chamber of Lassen and Fulbright (5).

The earthed chamber wall is a 3 brass tube, the grid is flat, the collector plate is a flat rod; collector and grid are kept at +3000 and +1500 volts respectively.

The particles enter the chamber from the side mylar window. The gas filling is argon, plus 10% methane, continuously purified by calcium in a side tube with 1/4" copper tube connections.

The energy resolution is of the order of 0.8% for 15—30 Mev α particles.

The chamber developed by Bromley is quite similar (Fig. 2). It is operated with 99.9% pure Argon and 3% of CH_4 or CO_2 spectroscopically pure.

The resolution is found to depend critically on the purity of the mixture. If no further purification is used the width for Pu α particles line is found of the order of 2%.

After purification of argon by means of a liquid air trap, the resolution is reduced to about 1% (Fig. 3—4).

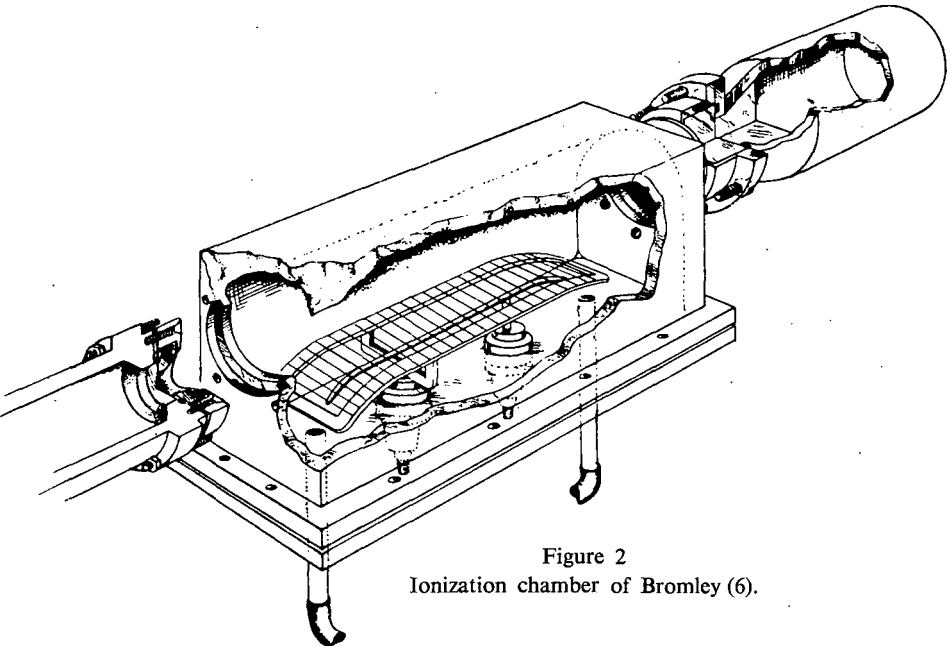


Figure 2
Ionization chamber of Bromley (6).

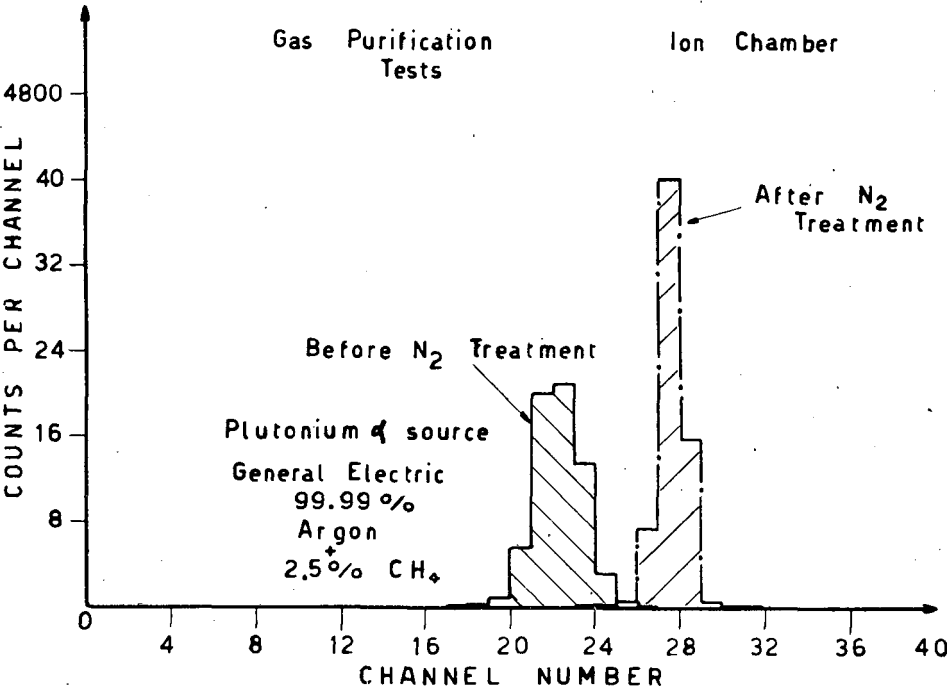


Figure 3
Pu α line with purified and non-purified gas, from Bromley (6).

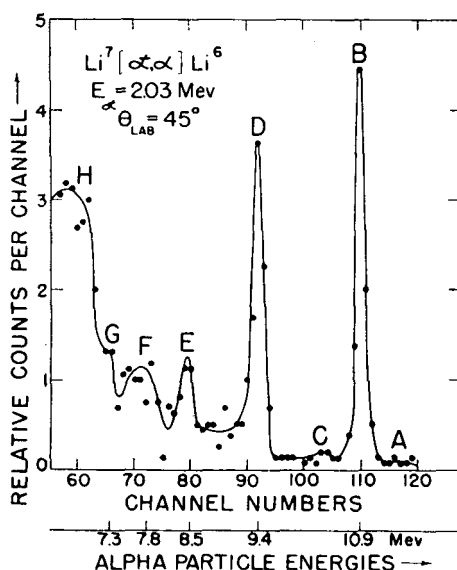


Figure 4

α lines from Li (He^3, α) reaction, from Bromley (6).

In this respect we have to remember that Calcium, if used for purification by continuous circulation, has to be heated up to 800°C (7), but an alloy of Ca 90% and Mg 10% is particularly useful at $350\text{--}400^\circ\text{C}$ (8).

It is interesting to note in these last results, that the energy resolution of the electron collection chambers is quite near to the best obtained with the ion collection chambers by G. Valladas (9), being of the order of 0.6% for the usual α particles.

Finally, to close the discussion on the energy resolution, we should like to report that a chamber particularly studied for high pressures (5 atm), in order to obtain proton spectra up to 10 Mev, is being realized by R. Chaminade and coworkers (10), the main idea to reduce the line widths (in spite of the fact that proton tracks due to multiple scattering cannot be well collimated) is the introduction of a new grid at an intermediate potential.

4. No progress has recently been made in the collection time of electrons, the faster mixture still being Argon- CO_2 and Argon- CH_4 employed by Rossi and Staub (11).

The possibilities of fast and simple measurements of spectra, by emitting samples by means of electron chambers, have been greatly increased with the introduction of A- N_2 mixtures (12).

In fact, since the first employment of the electron collection the necessity of a good purification of the filling gas was apparent, in order to avoid electron capture by some impurities, particularly oxygen: in fact, the presence in pure argon of traces of oxygen of only a few 10^{-5} units destroy the counting action.

A good vacuum and continuous gas purification being required, the time taken to prepare the chamber is, under such conditions, rather long.

It has been observed in our laboratory that the collection of electrons was practically unaffected by small O_2 contaminations (up to 0.5%) when a mixture of A- N_2 with 2–4% of nitrogen was used.

The explanation of such behaviour lies in the fact that the capture cross section of O_2 for electrons has a deep minimum around 1 eV energy of electrons(13), and that in A- N_2 mixtures for a wide range of applied potential, the electrons reach a mean energy of such magnitude (Figs. 5—6). More accurate calculations about this effect have been made by P. F. Little(14).

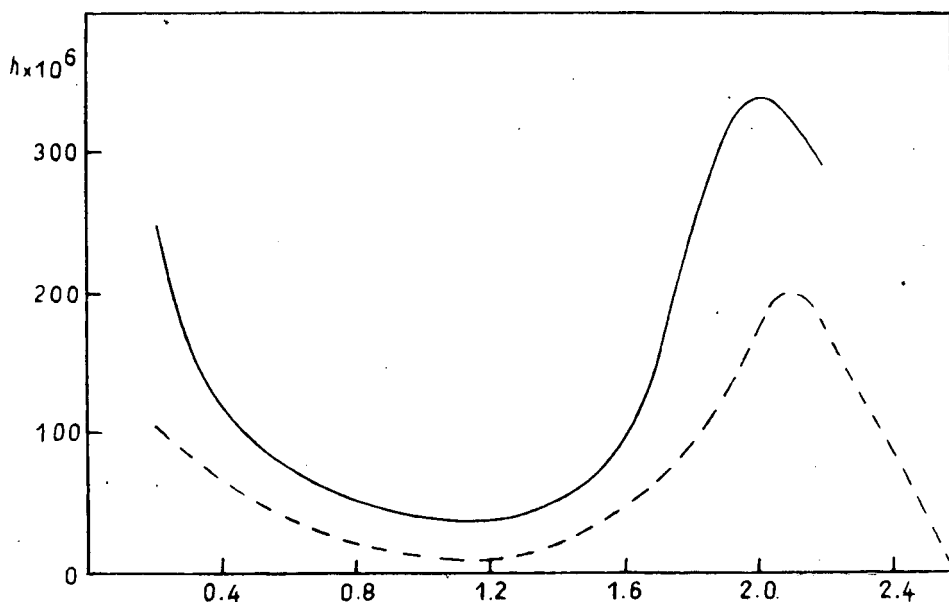


Figure 5

Oxygen capture cross section for electrons, from Massey and Burhop (13).

Abscissa: electron energy, in eV

Ordinate: attachment probability

— Maxwell distribution

- - - Monochromatic electrons.

The employment of A- N_2 mixtures obviates the use of high vacuum assembly and of continuous purification. A preliminary vacuum is made with a rotative pump for one or two minutes after the α emitting sample has been put in the chamber, and the chamber closed. Rapid filling with prepared A- N_2 mixture achieves counting action in a few minutes.

This technique is very useful when short life α emitters are to be studied, if many fast measurements on various samples occur, and in cases when the emitting samples are porous, or humid, or generally difficult to be degassed (Fig. 7).

Of course, no very good resolution is to be expected, but 2—3% is obtained quite easily.

5. Wide application of these chambers has been made, particularly in our country, for the study of α radioactivity of air and of α radioactivity of rocks, minerals and other substances.

In the case of air, the procedure is as follows(15): the air under study is sucked through an electrostatic filter; the radioactivity is deposited with the atmospheric

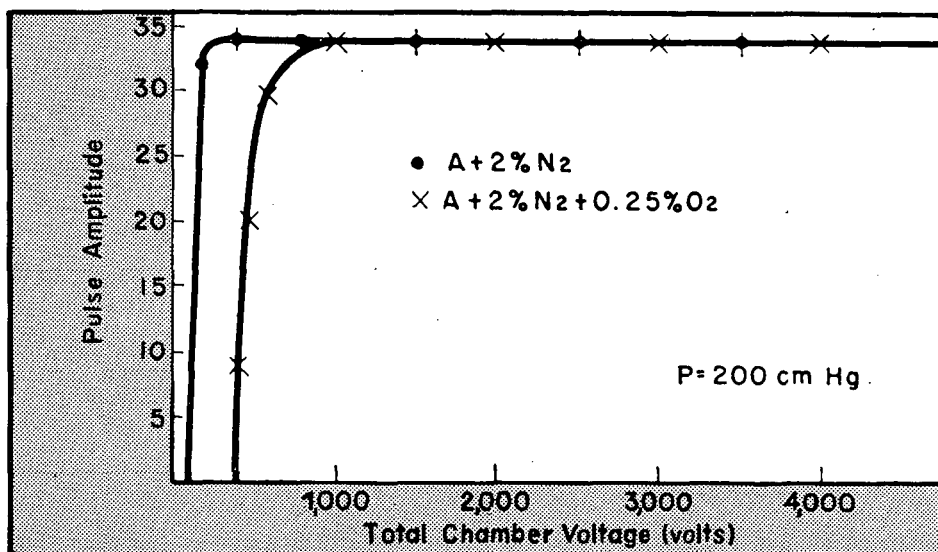


Figure 6

Oxygen contamination in A-N₂ mixtures, from CISE (18). Pulse amplitude characteristic of A-N₂ mixture is little affected by addition of 0,25% O₂.



Figure 7

Ionization chamber from CISE (18).

dust on an aluminium disc, the disc is put in the chamber and the α spectrum analyzed. It is possible to distinguish in a few minutes the various α emitters such as Radon decay products, uranium etc. (Fig. 8). An absolute calibration of the

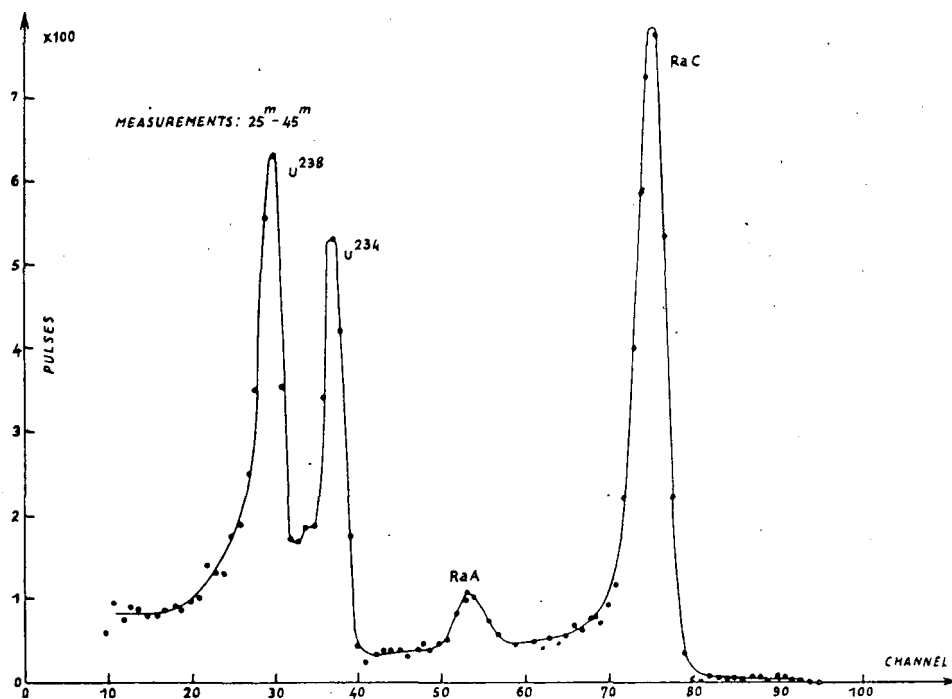


Figure 8

α spectrum from air contaminated with uranium, from CISE (15).

method has been obtained recently(16), using two identical electrostatic filters, in series, and measuring the ratio of the intensities of the various α lines as given by the two filters. The ratio directly gives the efficiency of the collection corresponding to the given line: it is interesting to note how this efficiency depends on the size of the dust particles (and on the filter characteristics, such as the air velocity, etc.) and may be different for the different α active components.

6. The study of α radioactivity has, for a long time been a very important method of investigation in many geological problems. Till now radioactivities were measured by means of photographic plates, and in this case the α particles emitted are counted, but the spectrum is not analyzed.

The study of α spectrum with the electron chamber has given a new, simple and precise way to analyze rocks, and other samples. The sensitivity of this method can be put down to 10^{-5} — 10^{-6} parts of uranium contained in the sample(17), (18). The sample, in form of a thin layer, is placed on a disc and introduced into the chamber. This simple method is made possible due to the non-necessity of high vacuum and purity. The study of α lines permits the discrimination of the uranium family components from the thorium family components and the study of the various equilibrium relations.

The importance of this method is evident in problems connected with uranium mines and prospection. However it has to be emphasized that such α spectra technique will be a good method for studying geological problems in a general way.

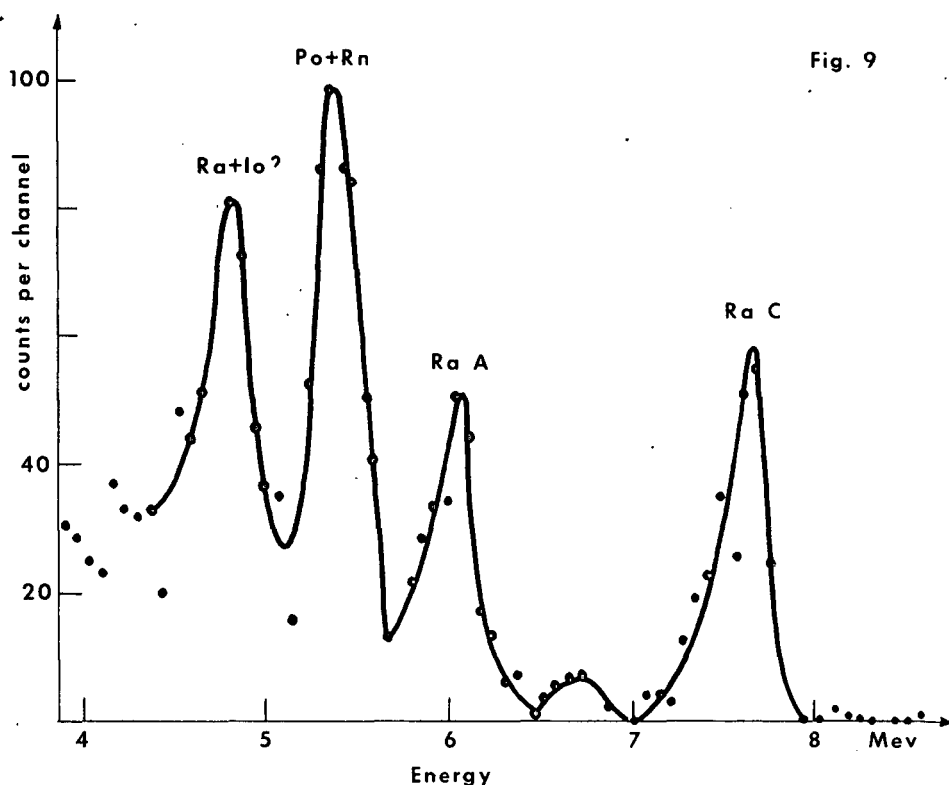


Figure 9
 α spectrum from Vesuvius lava, from CISE (18).

We only recall the study of ocean sediments, and that of the age of volcanic lava and of fossils (Fig. 9). In fact it has been shown that fossils may contain a great quantity of uranium, up to 10^{-4} , absorbed from the soil.

7. The last point to be discussed on the ionization chambers is of general interest. In fact, the chambers are generally used to obtain the energy spectra of a given sort of particle emitted in a practically established condition.

At least, in principle, the chambers can be used to detect other properties of the particles: the starting region of the particles (for instance, if they originate on the electrodes or in the gas), the angle of emission, the length of the tracks and eventually the mass of the particles.

In fact, all this information is contained in the ionization track and the different quantities can be extracted by convenient electronics device methods. It is evident how such a chamber would be of considerable interest in the study of nuclear reactions at low and medium energy.

Some results were obtained in this way even in the early years of use of the chambers(19), (20), but only recently in some laboratories is the problem being more deeply considered(21).

8. The other subject I wish to illustrate is that of the so-called counter spectrometers.

In recent years the use of gas and scintillation counters in a single assembly has permitted increase in the development of the measurements of spectra of various particles emitted in nuclear reactions.

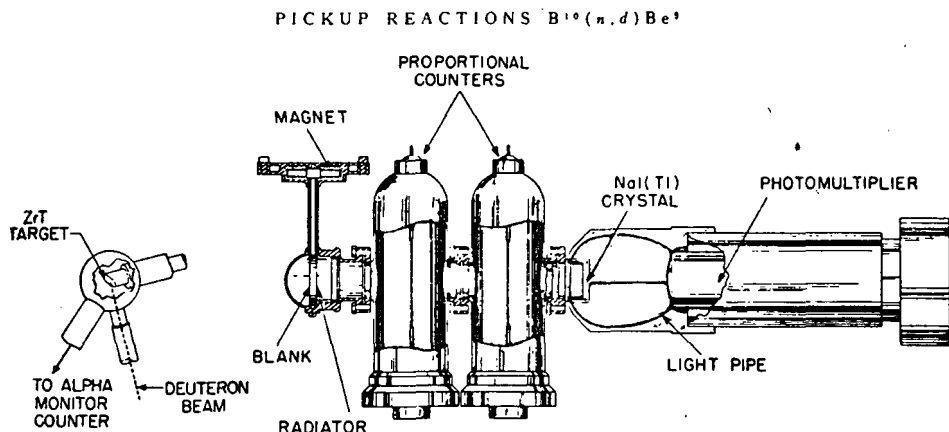


Figure 10
Proton spectrometer, from Ribe and Seagrave (22).

Generally, the particles to be measured spend most of their energy in a scintillator crystal or plastic after having crossed one or more counters (Fig. 10). The scintillation counter produces a pulse giving the value of the energy E ; the counters are used for selection purposes in order to discriminate the particles under study from the background by detecting their passage in the interested region(22), (23), (24).

The counters are also used in order to know the value of $\Delta E/\Delta x$; this value permits selection of particles having different masses. In fact, in such measurements the quantity ΔE spent by the particles in the gas is very small, and only proportional counters are able to detect and measure it.

Discrimination against the mass can be obtained simply by considering that at a given energy the various particles such as α particles, deuterons or protons have a different value of $\Delta E/\Delta x$.

There are two difficulties: one is represented by the so called Landau(25) effect. In fact, the spread ΔE in ionization produced in a given path length Δx is quite large due to the fluctuation in the energy of the electrons produced. Instead of having a Gaussian curve of relatively small width, the amplitude distribution is a skew, bell-shaped curve with a broad full width (50% or so) and a pronounced high energy tail (Fig. 11). It should be noted that the energy resolution of the proportional counter does not practically affect the shape of this curve. The width of the line due to a given ionization in the counter is quite small, as can be seen from the accurate study done by A. Bisi and L. Zappa(26). The large width can

produce an overlap between the $\Delta E/\Delta x$ pulses corresponding to particles having different mass and reduce the precision of the selection.

Different methods are used in order to reduce this width: G. Igo and R. M. Eisberg(27) use a set of three equal proportional counters which are all crossed by the particles under study. The three pulses give practically three measurements of $\Delta E/\Delta x$. If the smallest of the three pulses is taken, its fluctuations are much smaller than the fluctuations of each of the three pulses.

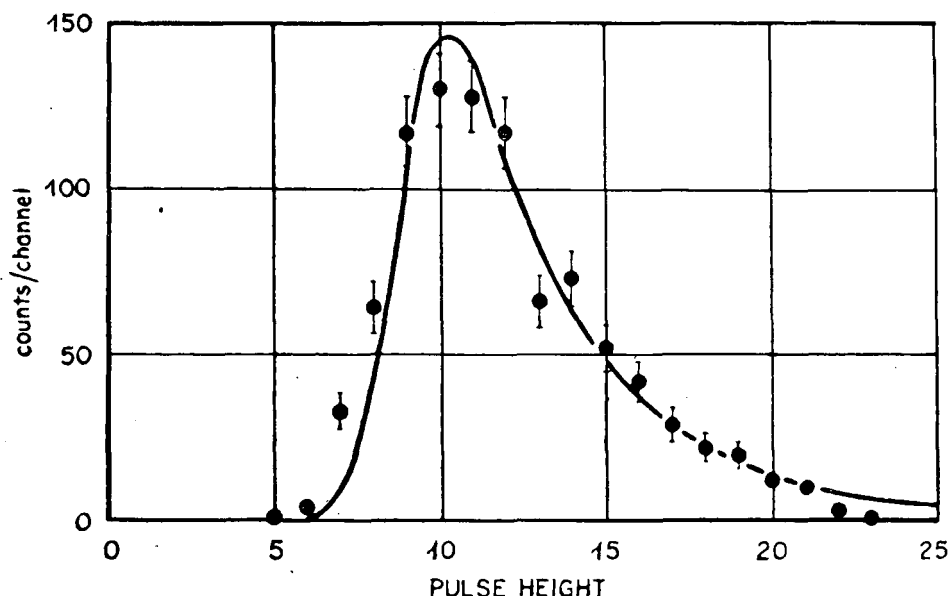


Figure 11

Ionization spread in a counter. Energy loss spectrum for 13.7 Mev protons, from Johnson and Trail (23). The solid curve is predicted by Landau.

R. Chaminade(10) uses a different method: two proportional counters are crossed by the particles and the pulses are accepted only when their difference is smaller than a given value.

Further difficulty arises when particles of various mass, in a wide energy interval, are studied: in such cases it may happen that the values of $\Delta E/\Delta x$ overlap. $\Delta E/\Delta x$ is a decreasing function of the energy and, for instance, the $\Delta E/\Delta x$ values of energetic α particles may be smaller than $\Delta E/\Delta x$ values of low energy protons or deuterons.

Different methods are used, the main idea being the use of simultaneous knowledge of $\Delta E/\Delta x$ and of E . If $\Delta E/\Delta x$ and E pulses may be sent, for instance, on the screen of a cathode ray tube, values corresponding to different mass fit the different $\Delta E/\Delta x$ versus E curves(26). Better results are obtained by R. Stokes, J. Northrop and Keith Boyer(28) plotting the product of $\Delta E \cdot E$ versus E or even better the quantity $(E + 3 + 1/2 \Delta E) \cdot \Delta E$ versus E (Fig. 12). It is possible to use an electronic device giving the selected mass particles automatically(29).

The energy resolution of such spectrometers depends on the crystal, and particularly on the light collection system and on the dimension of the crystal. Resolutions

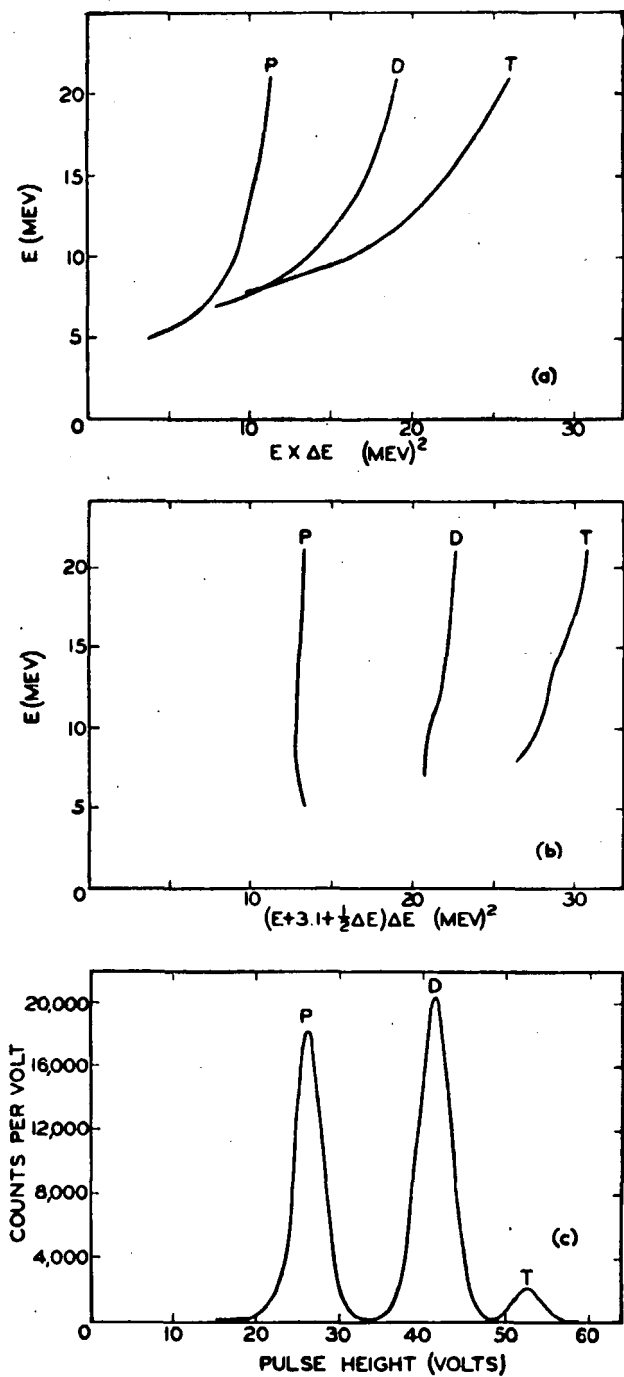


Figure 12
Mass differentiation curves from Stokes and co-workers (28).

of 4–6% for 10 Mev protons are usually given with crystals of 30–40 mm in diameter (Fig. 13), and with smaller ones even resolutions of 1.5% are obtained(10). The time resolution is of the order of 10^{-7} – 10^{-6} seconds.

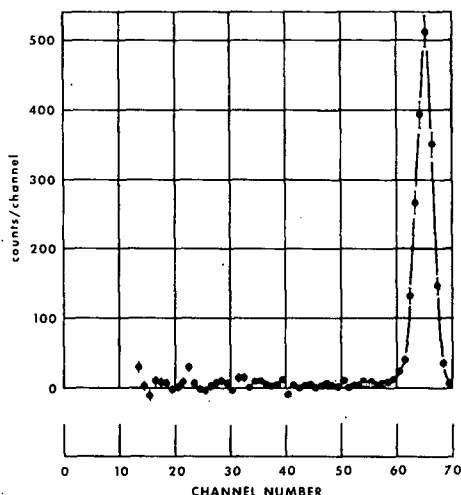


Figure 13

13.7 Mev proton recoil spectrum from Johnson and Trail (23).

9. An interesting point connected with these particle spectrometers is that of background problems often associated with the nuclear reactions under study. In many cases, especially when neutrons are used, the whole spectrometer is subject to bombardment and it is important to distinguish the particles produced in a given target from the ones produced on the wall of the instrument itself, or in the filling gas, or in the crystal, etc. In our laboratory we have developed an instrument particularly useful for detecting n, p reactions when the cross section of the n, p reaction is particularly low(30). Fig. 14 shows the latest model of our apparatus(31). In order to reduce the background the internal walls are covered with graphite layers, the filling gas is CO_2 at 7 cmHg. Carbon has a very small cross section for 14 Mev neutrons. The emitting targets can be rotated inside the counter and the background is easily determined.

The upper proportional counter is in anticoincidence so as to reduce the background from the upper graphite. The second counter is short in order to better define the target region; the mass selection is made taking the $\Delta E/\Delta x$ pulses from the third longer counter. With this instrument it is possible to obtain a spectrum of protons emitted from 2 Mev up to the higher energies involved, the background being quite small even when compared with the n, p reaction with cross sections of the order of few millibarns (Figs. 15-16). By substituting the bombarded target with a hydrogenated one, such a spectrometer can be used to measure neutron spectra. The instrument furnishes a good resolution but small efficiency (Fig. 17)(32).

10. It is not possible here to discuss further the many instruments developed during these years in the field of ionization detectors, but I want to recall the recent techniques of neon tubes used in a hodoscope system (Fig. 18)(33). Recent reports

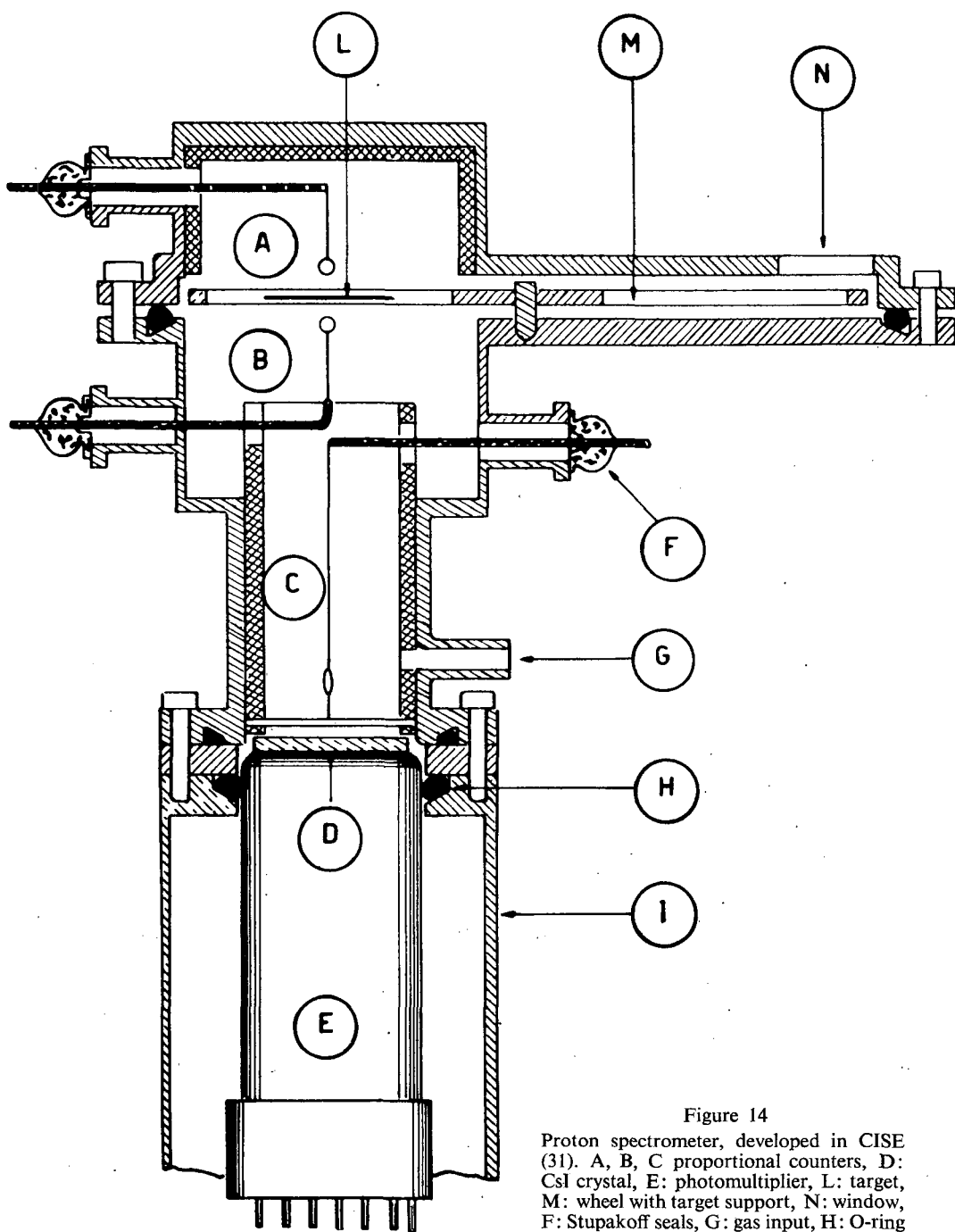


Figure 14

Proton spectrometer, developed in CISE (31). A, B, C proportional counters, D: CsI crystal, E: photomultiplier, L: target, M: wheel with target support, N: window, F: Stupakoff seals, G: gas input, H: O-ring seals, I: container of the photomultiplier.

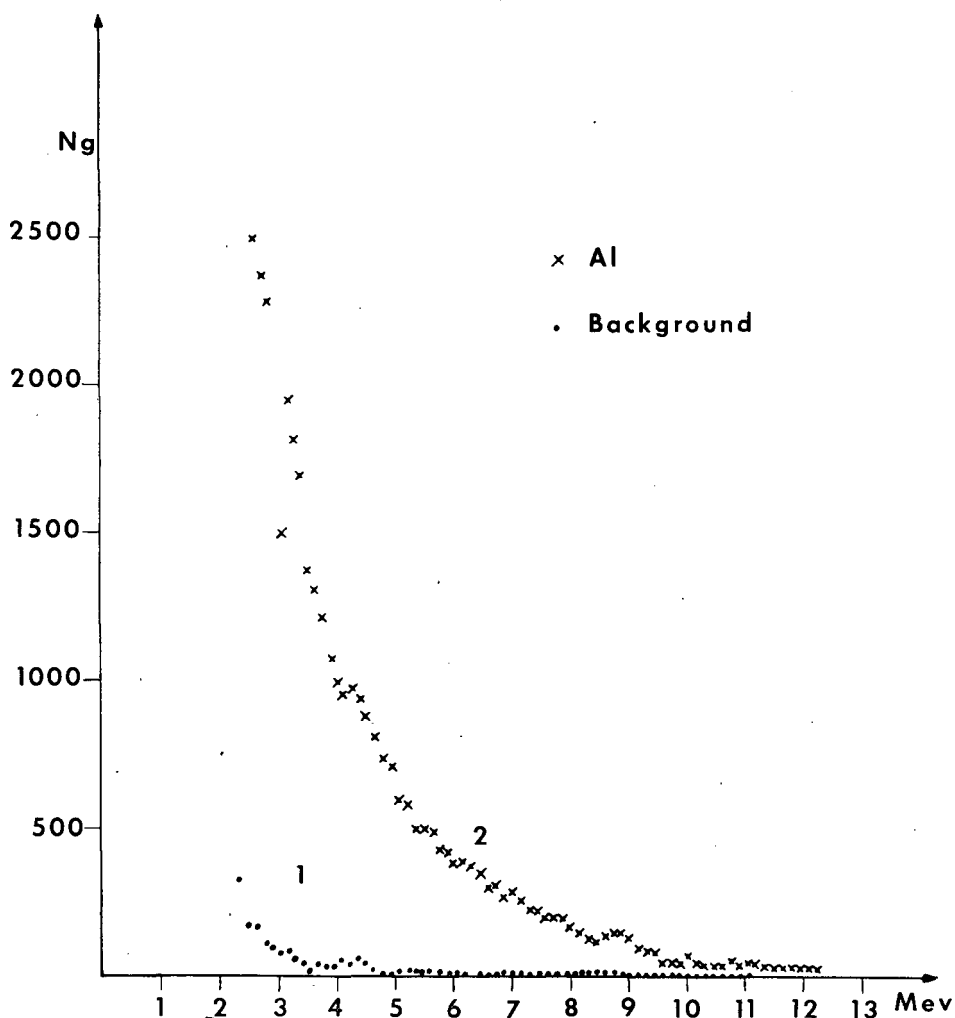


Figure 15

n, p spectrum in arbitrary scale for Al with 14 Mev neutrons and background, from CISE (31).

indicate that the efficiency of such lamps to particles can be made near unity; the neon tubes are filled with commercial gas at 3 atmosphere pressure. In previous papers the reported yields were of 0,7. In fact, these tubes furnish a light pulse, but in view of the complicated discharge mechanisms taking place they are still known as ionization counters.

11. The last questions I wish to discuss concern basic processes taking place in ionization detectors and mechanisms leading to the counting action.

Generally, counter behaviours are studied in view of the counting property, resolution times, efficiency, stability, background, energy resolution etc. However, a better understanding of the counting action requires deeper knowledge of the basic processes and mechanisms taking place in the counters. The basic processes

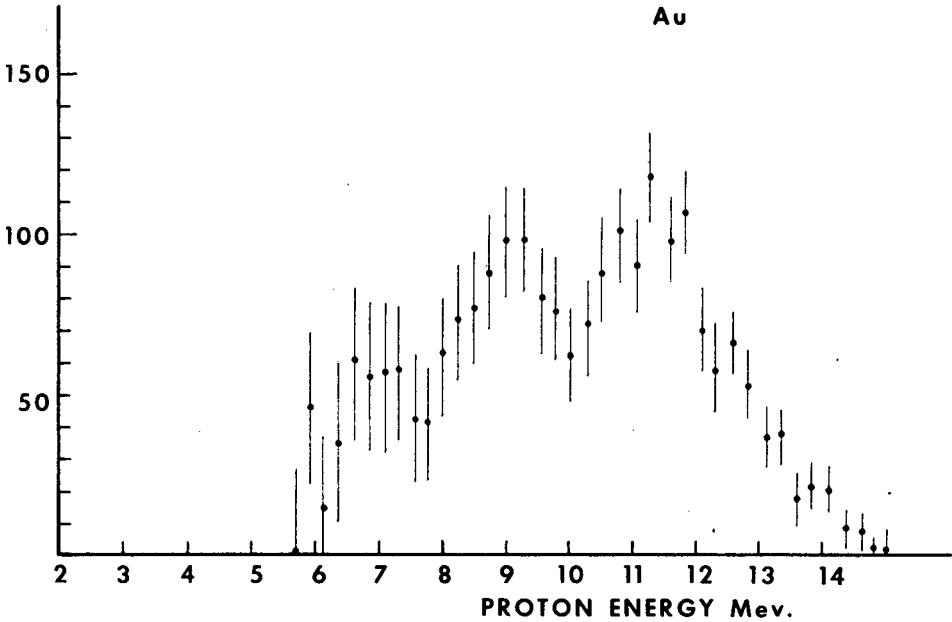


Figure 16
n, p spectrum in arbitrary scale for Au from CISE (30).

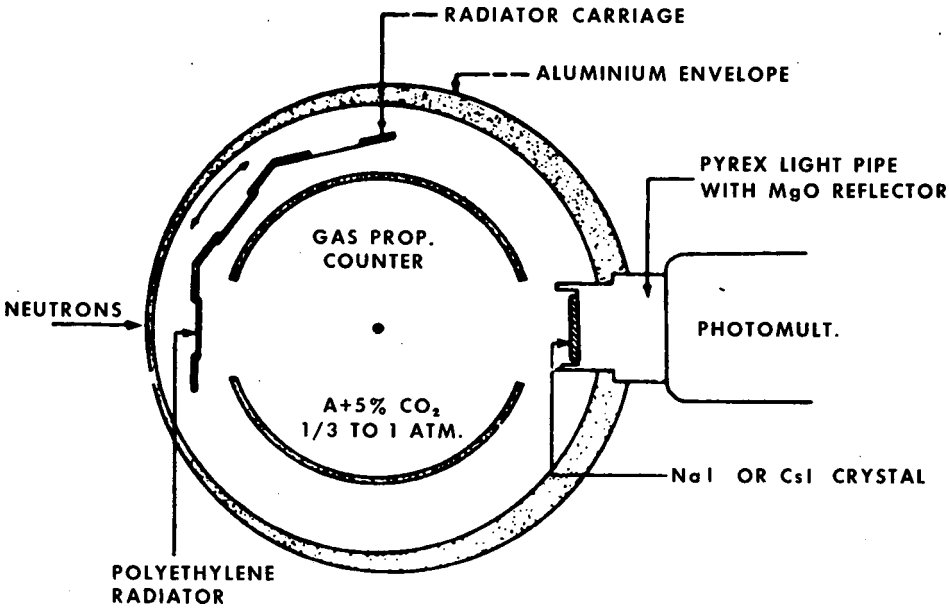


Figure 17
Neutron spectrometer of J. R. Risser and co-workers (32).

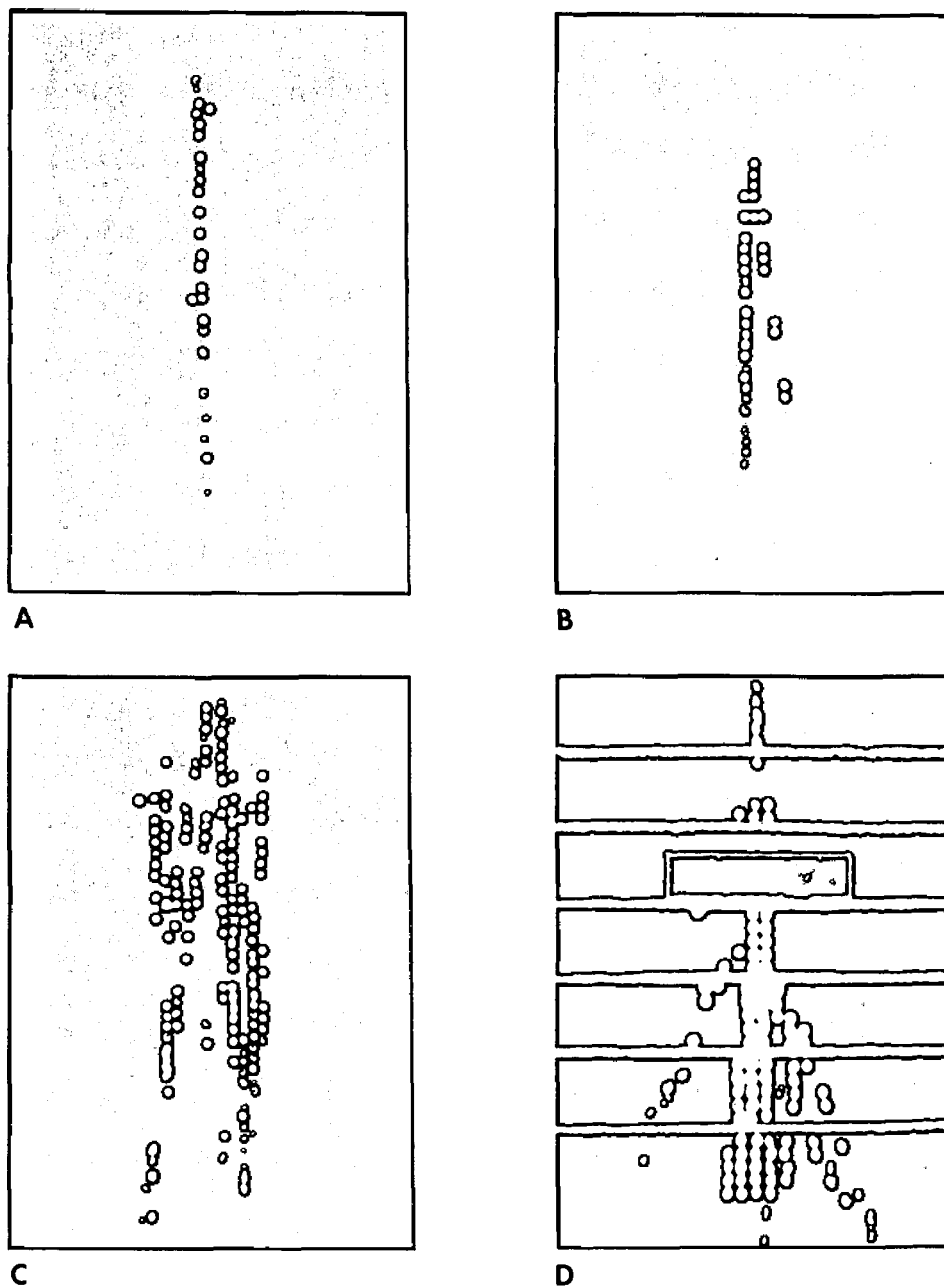


Figure 18

Cosmic ray showers seen in hodoscope chamber, from Conversi and co-workers (33).

A) example of a single particle (presumably a μ -meson) crossing the hodoscope chamber; B) example of a shower produced by a neutral particle in one of the Al plates; C) example of an air shower; D) example of a shower produced by an electron and developing in the Pb and Al plates, marked in this photo (the Pb block is placed between the 2nd and 3rd Al plates from the top).

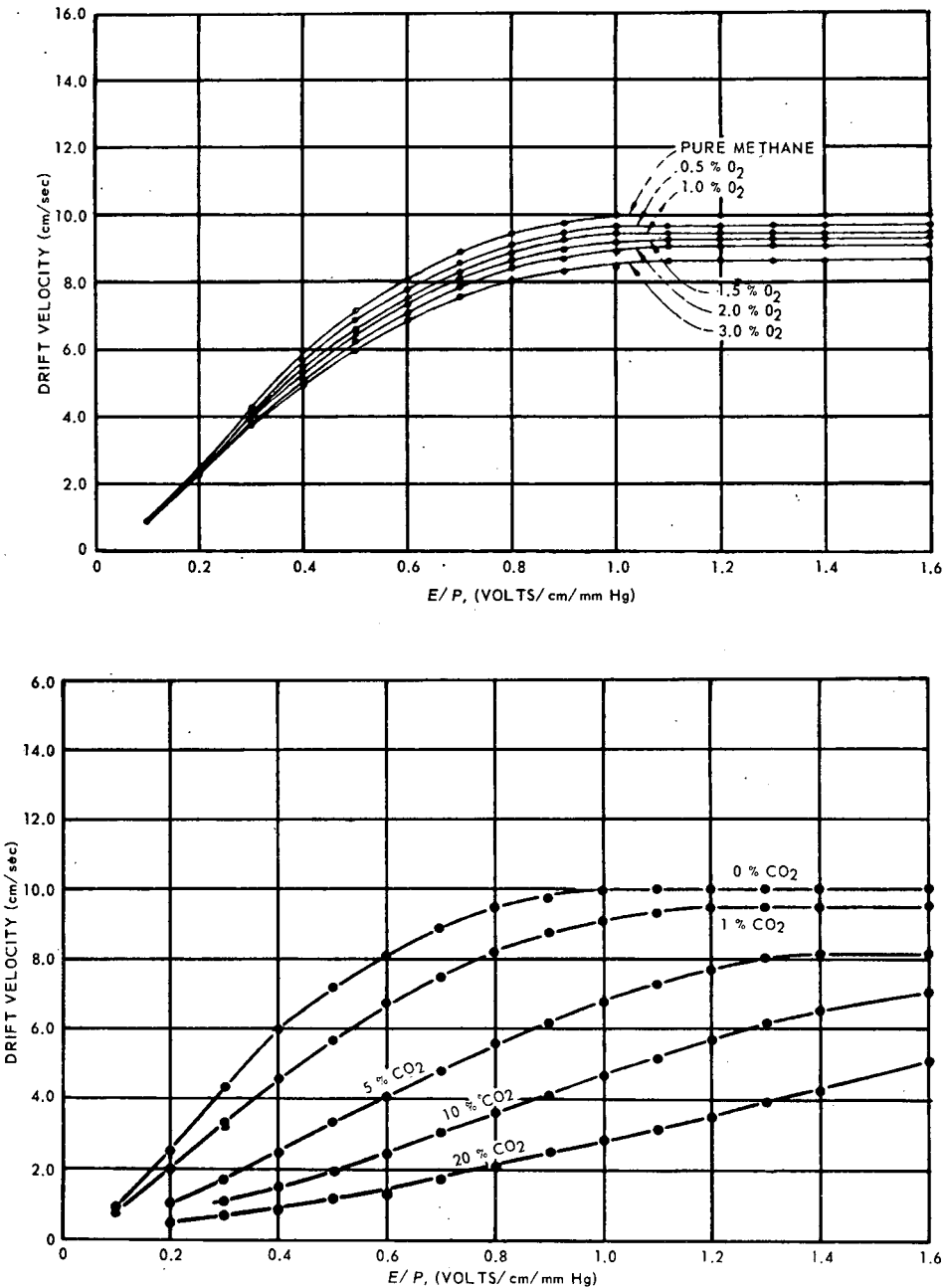


Figure 19
Drift velocities of electrons in various argon mixtures (results of Bortner and co-workers) (41).

are generally related to collisions between atoms and electrons, ions and atoms, emission of photons, production of electrons at the counter wall, ion or photon impact behaviour of metastable atoms etc. The leading mechanism consists of the formation and movement of electron avalanches and of ion sheets. All these arguments form the object of that branch of physics called "Gaseous Electronics".

It has to be said that a lot remains to be done to extend our knowledge of the behaviour of ionization detectors, and, particularly, to form a better connection between the Gaseous Electronics conceptions and the study of Counters.

In fact, Gaseous Electronics in recent years is having quite extended and successful development, mostly due to the employment of new methods based on electronics, on the use of photomultipliers, and so on.

A large number of papers is being produced at many American and European laboratories, for example, at the Institute of Prof. L. B. Loeb, at Berkeley and at the University of South California, at the Westinghouse and Bell Laboratories, Oxford, Birmingham, Swansea, and at many places in Germany, Sweden, Leningrad and Moscow(34), (35). In particular, new knowledge has been obtained on the basic effects. We now have new results and ideas on the photoelectric effect on metals and gases, on electron extraction due to ions, on the collisions between atoms in metastable and ground states. The more interesting facts are the innumerable new processes recently discovered: for instance, the A^+ ions initially created by electron impact change to A_2^+ ions by triple collisions with A atoms(36), metastable molecules of argon(37), helium and mercury(38) have been observed, etc.

The counting mechanisms of ionized gases at the pressures involved in counters and chambers must be reconsidered in the light of this new chemistry which produces complicated molecular complexes and behaviour. This is particularly true in Geiger-Müller counters or in parallel plate fast counters: many features of their mechanisms are still not understood. For instance, the end of the plateau of G.M. counters is not yet comprehended and seems to be connected with some complex metastable molecule(39), (40).

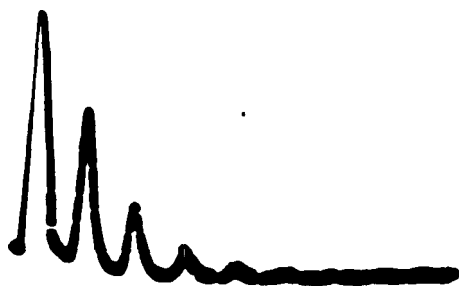


Figure 20

Pulses produced by different successive avalanches in argon proportional counters, from CISE (42).

12. On the other hand, it is quite interesting to note how nuclear counter methodology constitutes a new tool for Gaseous Electronics. Indeed, the events taking place in nuclei like, for instance, the α particle emission, are very useful to produce a number of electrons and ions well defined in time and space; the development of nuclear techniques, particularly of nuclear electronics has taught us how to manipulate and measure small quantities of electrons and ions.

It is remarkable how, in recent years, some basic processes of Gaseous Electronics have been elucidated by employing ionization chamber or counter techniques.

We note, for instance, that the measurements of drift velocities of electrons or ions in gases have been currently made with ionization chambers, or similar techniques(11), (8), (41) (Fig. 19); by means of proportional counters it has been possible to study the photons produced in Townsend avalanches and their behaviour in gas and on metal surfaces(40). It has also been possible to measure separately and directly second Townsend coefficients due to ions and photons(43) (Fig. 20).

It may be concluded that a more general point of view and closer connection between nuclear detection problems and Gaseous Electronics will open new possibilities in both fields.

REFERENCES

- (1) ORTNER G. and STETTER G., *Physik. Zeits.* **35**, 563 (1934).
- (2) FRISCH O. R., unpublished report BR. 49.
- (3) CORSON D. R. and WILSON R. R., *Rev. Sci. Instr.* **19**, 210 (1948).
- (4) BUNEMANN O., CRANSHAW I. E. and HARVEY J. A., *Can. Journ. Res.* **27**, A 191 (1949).
- (5) ENGELKEMEIR D. W. and MAGNUSSON L. B., *Rev. Sci. Instr.* **26**, 295 (1955).
- (6) HAVLICEK F. I. (under publication).
- (7) LASSEN N. O. and FULBRIGHT H. W. (under publication).
- (8) BROMLEY D. A. (under publication).
- (9) KIRSHNER J. M. and TOFFOLO D. S., *J. Appl. Phys.* **23**, 594 (1952).
- (10) COLLI LAURA and FACCHINI U., *Rev. Sci. Instr.* **23**, 39 (1952).
- (11) VALLADAS G., *Rapport CEA* 483 (1955).
- (12) CHAMINADE R. (private communication).
- (13) ROSSI B. B. and STAUB H. H., *Ionization Chambers and Counters*. McGraw-Hill, New York 1949.
- (14) FACCHINI U. and MALVICINI A., *Nucleonics* **13**, 36 (1955).
- (15) MASSEY H. S. and BURHOP E. H. S., *Electronic and Ionic Impact Phenomena*. Clarendon Press, Oxford 1952.
- (16) LITTLE P. F., *J. Electronics* **2**, 101 (1956).
- (17) FACCHINI U. and MALVICINI A., *Il Nuovo Cimento* **2**, 340 (1955).
- (18) DUGNANI LONATI R. (private communication).
- (19) FACCHINI U., FORTE M., MALVICINI A. and ROSSINI T., *Nucleonics* **14**, 126 (1956).
- (20) DUGNANI LONATI R., FACCHINI U., IORIO I., HOUTERMANS F. G. and TONGIORGI E., *Il Nuovo Cimento* **7**, 133 (1958).
- (21) SHERR R. and PETERSON R., *Rev. Sci. Instr.* **18**, 567 (1947).
- (22) BERTOLINI G. and BETTONI M., *Nuovo Cimento* **1**, 644 (1955).
- (23) BOCHAGOV A., VOROBIEV A. A. and KOMAR A. P., *J. of Techn. Phys.* **2**, 1458 (1957).
- (24) OGAWA J., to be published.
- (25) GATTI E. (private communication).
- (26) NEZSMELYI A. (private communication).
- (27) RIBE F. L. and SEAGRAVE J. D., *Phys. Rev.* **94**, 934 (1954).
- (28) JOHNSON C. H. and TRAIL C. C., *Rev. Sci. Instr.* **27**, 468 (1956).
- (29) COLLI LAURA and FACCHINI U., *Nuovo Cimento* **4**, 671 (1956).
- (30) LANDAU L., *J. Phys. (USSR)* **8**, 201 (1944).
- (31) BISI A. and ZAPPA L., *Nuovo Cimento* **2**, 988 (1955).
- (32) IGO G. and EISBERG R. M., *Rev. Sci. Instr.* **25**, 450 (1954).
- (33) STOKES R. M., NORTHROP J. A. and BOYER KEITH, *Rev. Sci. Instr.* **29**, 61 (1958).
- (34) BRISCOE W. L., *Rev. Sci. Instr.* **29**, 401 (1958).
- (35) COLLI L., FACCHINI U., IORIO I., MARCAZZAN G., SONA A. M. and PIGNANELLI M., *Nuovo Cimento* **7**, 400 (1958).

- (31) MARCAZZAN G., SONA A. M. and PIGNANELLI M., under publication.
- (32) See for instance: RISSER J. R., PRICE J. E. and CLASS C. M., *Phys. Rev.* **105**, 1288 (1957).
- (33) BARSANTI G., CONVERSI M., FOCARDIS., MURTAS G. P., RUBBIA C. and TONELLIS.,
Can. Symposium 1956.
- (34) LOEB L. B., Basic Processes of Gaseous Electronics, Berkeley 1955.
- (35) Proceedings of the III. International Conference on Ionization Phenomena in Gases.
- (36) HORNBECK J. A. and MOLNAR J. P., *Phys. Rev.* **80**, 297 (1950); **83**, 374 (1951); **84**, 615,
621 (1951).
- (37) COLLI LAURA, *Phys. Rev.* **95**, 892 (1954).
- (38) NAKAYA T., *Journ. Phys. Soc. Japan* **11**, 1204 (1956).
- (39) WISER H. L. and KRUMBEIN A. D., *Phys. Rev.* **98**, 303 (1955).
- (40) OSTROWSKI K. W. and TUREK L., *Acta Physica Polonica* **17** (1958).
- (41) BORTNER T. E., HURST G. S. and STONE W. G., *Rev. Sci. Instr.* **28**, 103 (1957).
- (42) COLLI L. and FACCHINI U., *Phys. Rev.* **88**, 987 (1952).
- (43) COLLI L. and FACCHINI U., *Phys. Rev.* **96**, 1 (1954).

COMPTEUR DE ČERENKOV A GAZ

M. BENEVENTANO - ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE, ROME (ITALIE)

Le but de cette communication est de présenter un compteur de Čerenkov à gaz.

Ce compteur a été construit pour avoir un révélateur qui permette de distinguer les électrons des ions dans les expériences à réaliser avec l'électrosynchrotron de 1 GeV qui fonctionnera bientôt à Frascati, près de Rome.

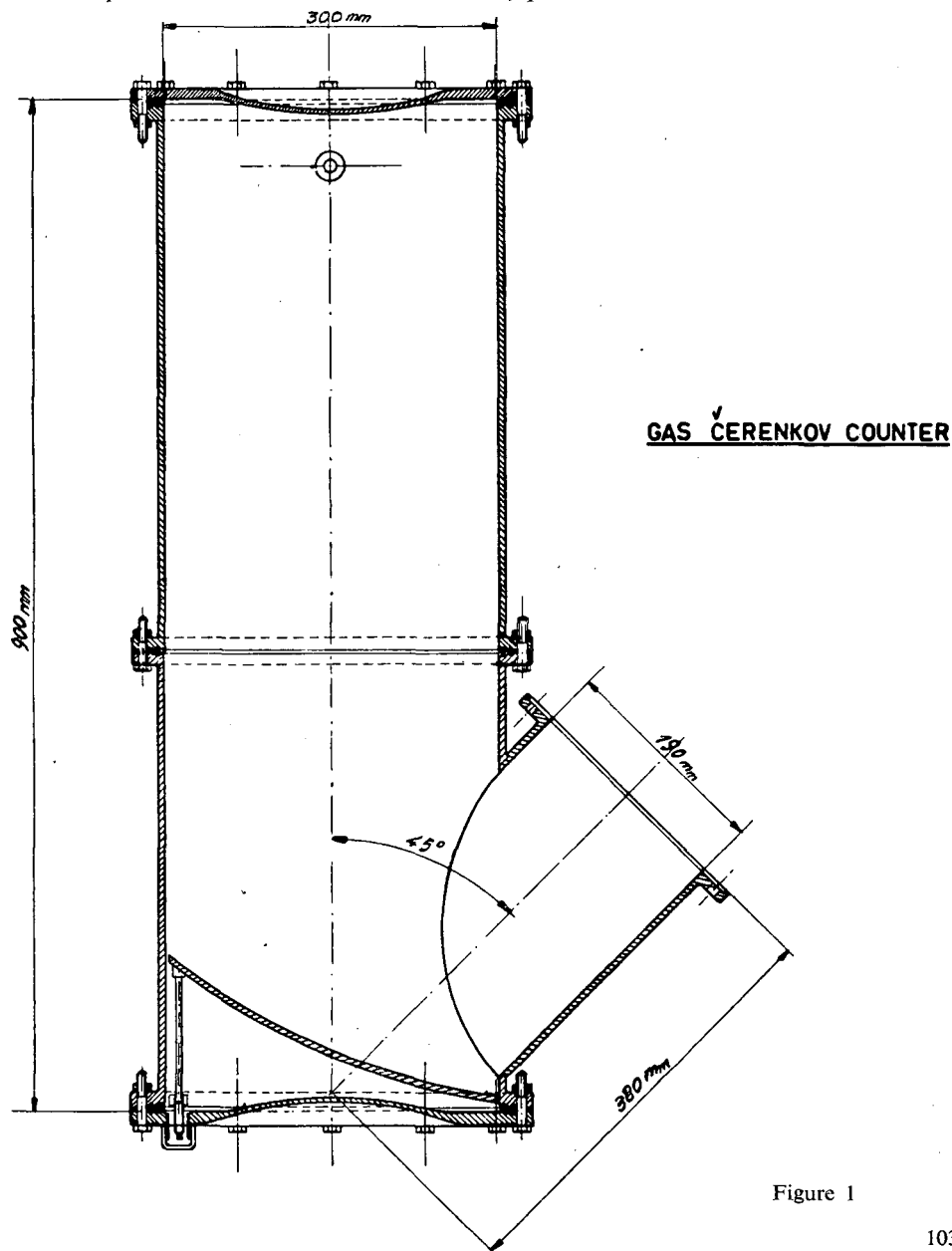


Figure 1

Dans la Figure 1, on voit un dessin d'ensemble de l'appareil avec le miroir sphérique qui sert à concentrer la radiation vers un photomultiplicateur Dumont 6364 à travers un guide de plexiglas. Le tube peut être rempli de gaz avec des pressions allant jusqu'à 10 atmosphères.

Etant donné les buts auxquels est destiné le compteur, il faut chercher à obtenir un rendement très voisin de 100%. On peut espérer atteindre cette limite si on travaille dans des conditions telles qu'il soit possible de révéler les impulsions de Čerenkov dues même à un seul photoélectron dans le photomultiplicateur.

Dans ces conditions, en admettant que 5% en moyenne des photons Čerenkov produits donnent naissance à des photoélectrons (cela correspond à 50% environ de rendement du système optique et à 10% de rendement du photomultiplicateur pour des photons de longueur d'onde comprise entre 4.000 et 5.500 Å) en utilisant comme gaz l'anhydride carbonique, on devrait obtenir, pour des électrons qui ont une vitesse pratiquement égale à celle de la lumière, les rendements suivants:

TABLEAU I.

p atm.	6,0	7,2	9,3
ρ_1	99.83 %	99.95 %	99.995 %

Nous avons cherché à mesurer le rendement avec les mésons μ des rayons cosmiques. La disposition expérimentale adoptée est celle de la Figure 2.

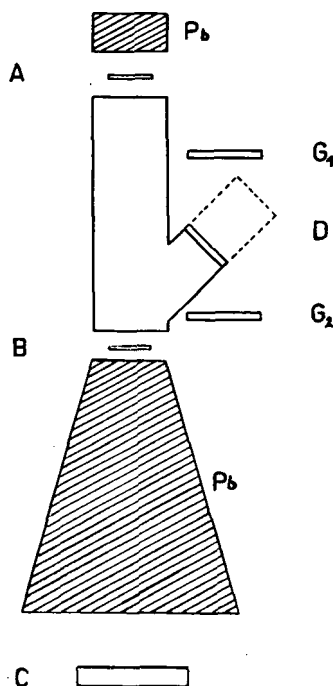


Figure 2

L'épaisseur des écrans de Pb permet d'avoir une triple coïncidence ABC seulement pour des mésons μ d'impulsion supérieure à 1,75 GeV/c.

Le rapport entre le quadruple ABCD et le triple ABC donne le rendement ρ du compteur de Čerenkov pour des mésons μ d'impulsion supérieure à 1,75 GeV/c. Ce rendement est naturellement inférieur à celui obtenu pour des électrons ayant des vitesses pratiquement égales à celles de la lumière.

En effet, un électron de vitesse c donne naissance à un nombre de photoélectrons $N_e = kp$ où p est la pression du gaz qui remplit le compteur et k une constante de proportionnalité qui dépend, avec une loi linéaire, du rendement de conversion des photons de radiation Čerenkov en photoélectrons.

Si on arrive à révéler même un seul photoélectron, le rendement pour les électrons est donné par:

$$\rho_1 = 1 - \exp(-kp) \tag{1}$$

Mais les mésons μ acceptés par notre télescope n'ont pas tous la vitesse de la lumière; aussi le compteur de Čerenkov a-t-il pour eux un rendement plus bas. Dans ce cas la formule (1) devient:

$$\rho = 1 - A \exp(-kp) \tag{2}$$

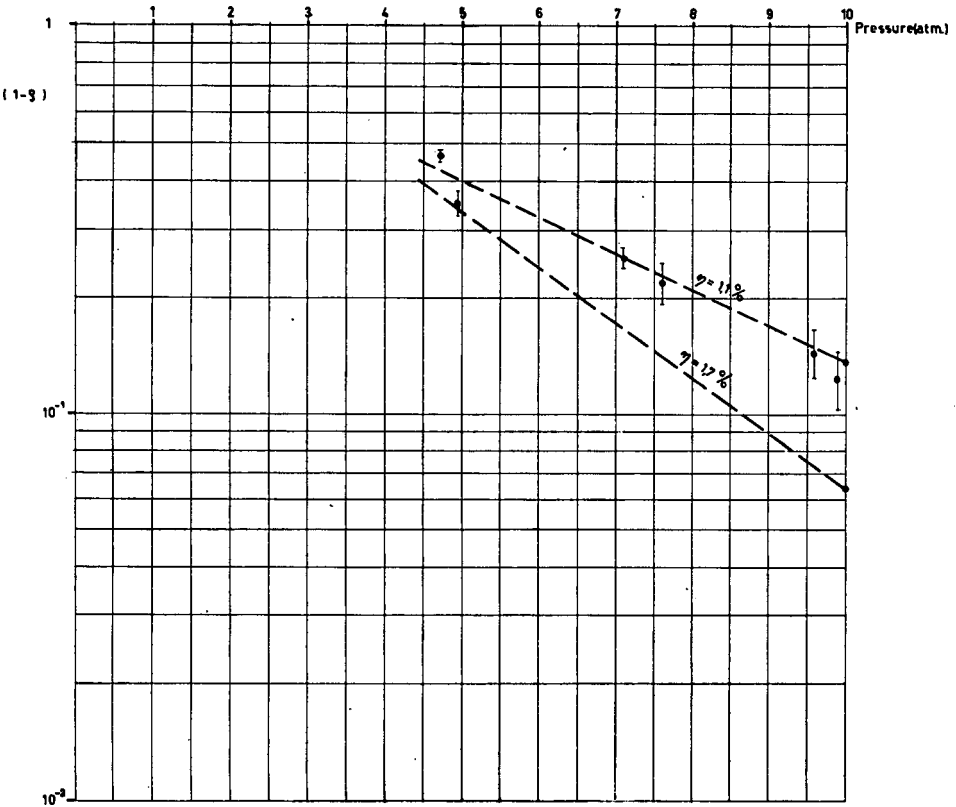


Figure 3

où A est un facteur qui, pour des particules de grande vitesse, ne dépend pas de p , mais seulement de k , et non pas critiquement, du spectre des mésons μ . « A » a été calculé en prenant pour les mésons un spectre différentiel dans les moments du type $1/p^2$.

Si on reporte sur un graphique semi-logarithmique $1-\rho$ en fonction de p , on doit avoir des droites dont l'inclinaison est donnée par k .

L'appareil pour la mesure du rendement n'a commencé à fonctionner qu'au milieu de la semaine dernière. Je ne peux donc pas vous apporter des données expérimentales très riches.

La Figure 3 indique les résultats expérimentaux de la mesure de $1-\rho$ en fonction de p dans un graphique semi-logarithmique. Les erreurs de statistique des points expérimentaux ne permettent pas encore de déterminer exactement leur inclinaison qui, toutefois, ne semble pas loin de celle de la droite correspondant à un rendement de conversion des photons en photoélectrons de 1,1 %.

Ces premiers résultats nous autorisent à penser, surtout s'ils sont confirmés par une statistique plus abondante, que nous ne sommes pas très éloignés des conditions permettant de révéler des impulsions dues même à un seul photoélectron: s'il n'en était pas ainsi, les points expérimentaux devraient être au dessus de la droite avec l'inclinaison correspondante.

D'autre part, l'inclinaison correspondant à 1,1 % n'est pas satisfaisante, parce qu'elle correspond à un rendement pour des électrons de vitesse c de 88 % pour une pression de 10 atmosphères. Cependant, nous avons l'espoir d'améliorer le rendement en photoélectrons, en perfectionnant le rendement du système optique. En effet, nous n'avons pas encore rendu spéculaires les parois internes du compteur de Čerenkov. Et de plus, quelques incidents de fabrication nous ont obligés à monter un miroir sphérique provisoire qui n'est spéculaire qu'avec un peu de bonne volonté de notre part.

A GAMMA RAY SPECTROMETER FOR ENERGIES UP TO 1 GeV

M. BENEVENTANO¹⁾, U. PELLEGRINI²⁾, B. RISPOLI²⁾, G. C. SACERDOTI³⁾, P. G. SONA³⁾,
AND R. TOSCHI³⁾ - COMITATO NAZIONALE PER LE RICERCHE NUCLEARI (ITALY)

In order to calibrate the electron beam of the electrosynchrotron of the Italian National Laboratory in Frascati, a pair spectrometer has been designed and is now under construction. It will be operating at the beginning of 1959. The energy of the Bremsstrahlung beam of the electron synchrotron is 1000 MeV. It is possible to use this design of the pair spectrometer for electrodynamics experiments.

Below is a brief description of the different parts of the spectrometer: as

Magnet

Target which converts photons into electron pairs

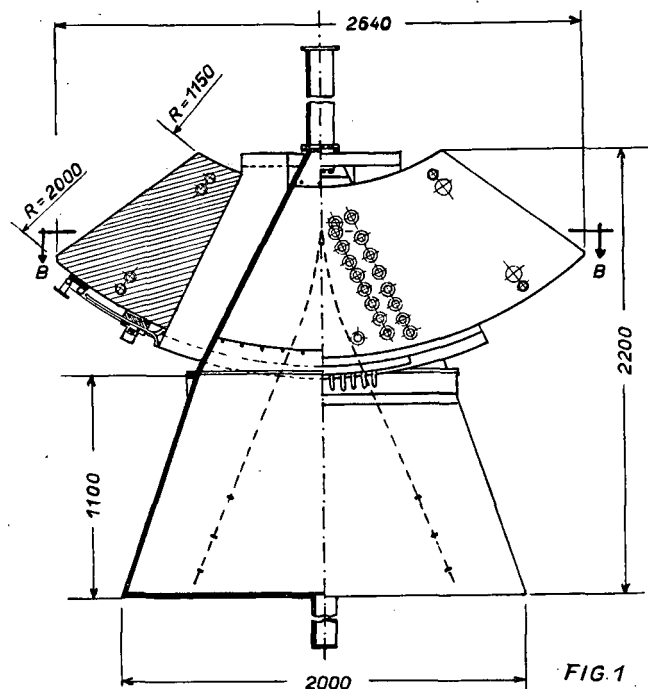
Scintillation counters

Electronic equipment.

(1) The magnetic deflector, designed by ourselves, is now under construction. The total weight of the magnet is 19.000 Kg and maximum magnetic induction in the air gap of 100 ± 0.1 mm is 2 Wb/m^2 .

Pole faces, which are flat and parallel, are trapezoidal in shape and are of dimensions 1100 mm and 300 mm respectively at the base — the height is 850 mm.

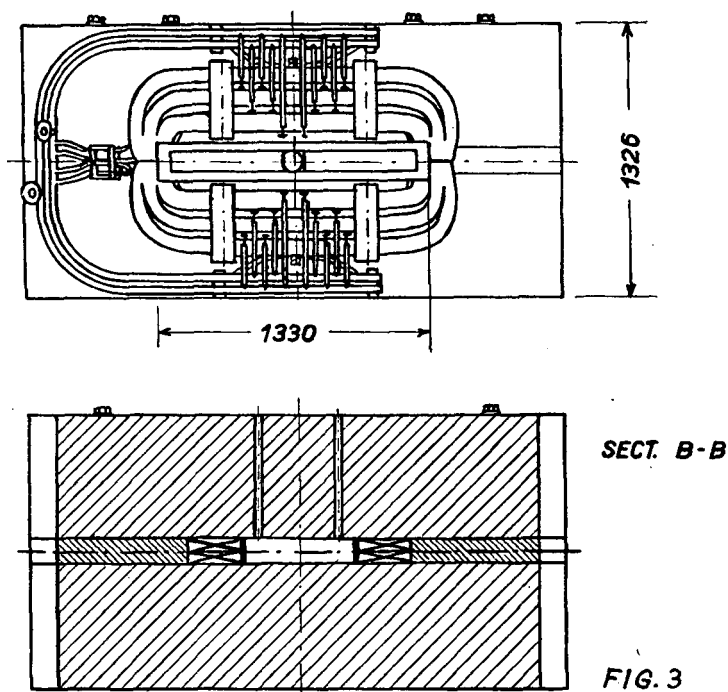
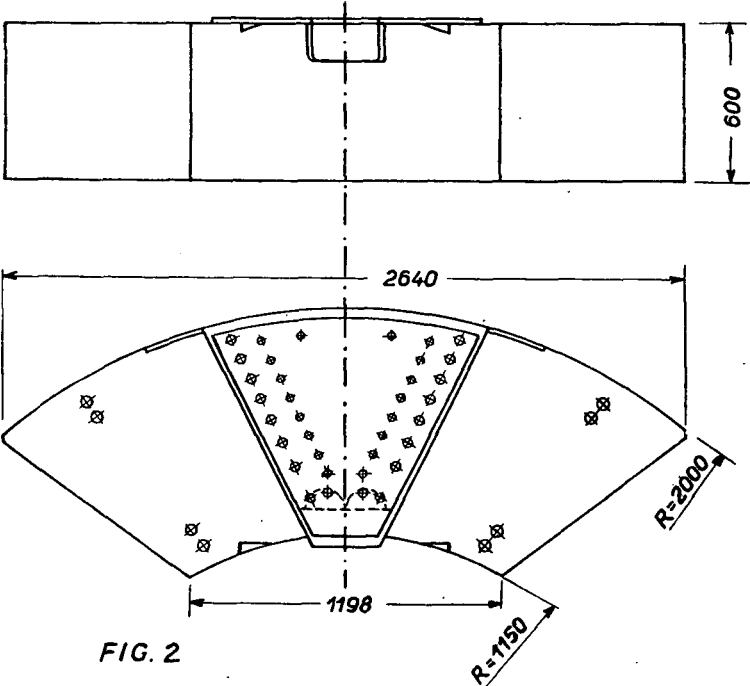
Current maximum is 2100 A, stabilized at 0.1 %, with 120 turns of water-cooled copper coils. The electric power is 400 kW.



¹⁾ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (I.N.F.N.) — Sezione di Roma.

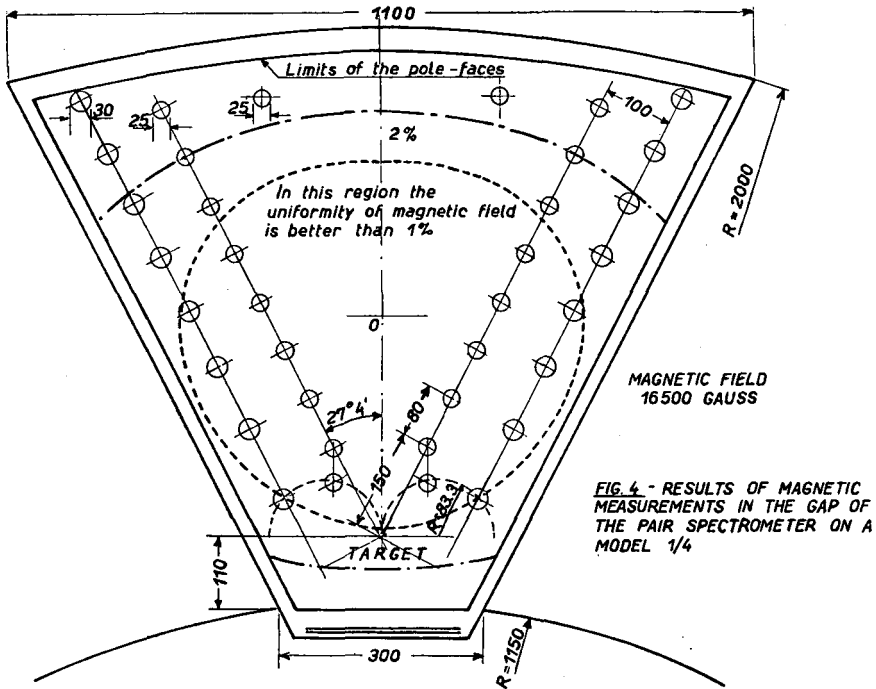
²⁾ Centro di Coordinamento Elettronica.

³⁾ I.N.F.N. — Laboratori di Frascati.



The magnet is shown in Figs. 1, 2 and 3; Fig. 1 shows the upper part, in which there are 36 holes for putting scintillation counters inside the magnet. The holes have been calculated to obtain a multichannel pair spectrometer and for making electrodynamics experiments. The gap is 100 mm in height so that it should be possible to calibrate 60 mm beams. Around the gap a tank has been arranged in which a vacuum of the order of some tenth of mm Hg can be obtained.

As will be seen later the first arrangement, which is at present under construction, will consist of a single channel outside magnetic field, as shown in Fig. 1, where dotted lines indicate two symmetrical trajectories of electrons having the same energy. Figs. 4, 5 and 6 show the results of magnetic measurements made on a



model of the magnet 1/4 scale. In Fig. 7 there is a picture of the model of the pair spectrometer.

(2) The target has been calculated by assuming the following hypothesis:

a) the spectrum of γ -rays is given by:

$$N(k) = \frac{\lambda N_e}{k}$$

k = energy of γ 's

λ = thickness in radiation length of the electrosynchrotron target

N_e = number of electrons circulating in the beam

b) the total cross section of pair production is given by:

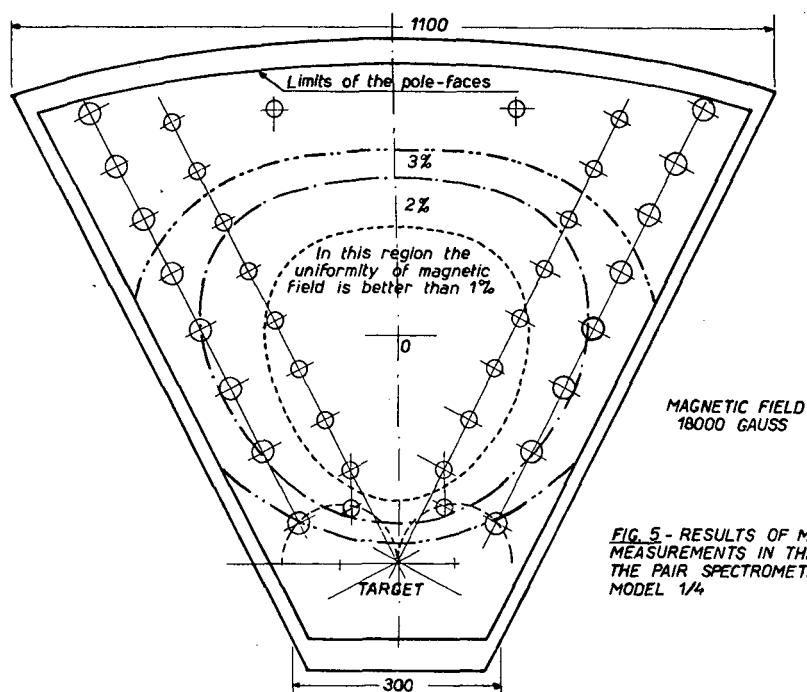


FIG. 5 - RESULTS OF MAGNETIC MEASUREMENTS IN THE GAP OF THE PAIR SPECTROMETER ON A MODEL 1/4

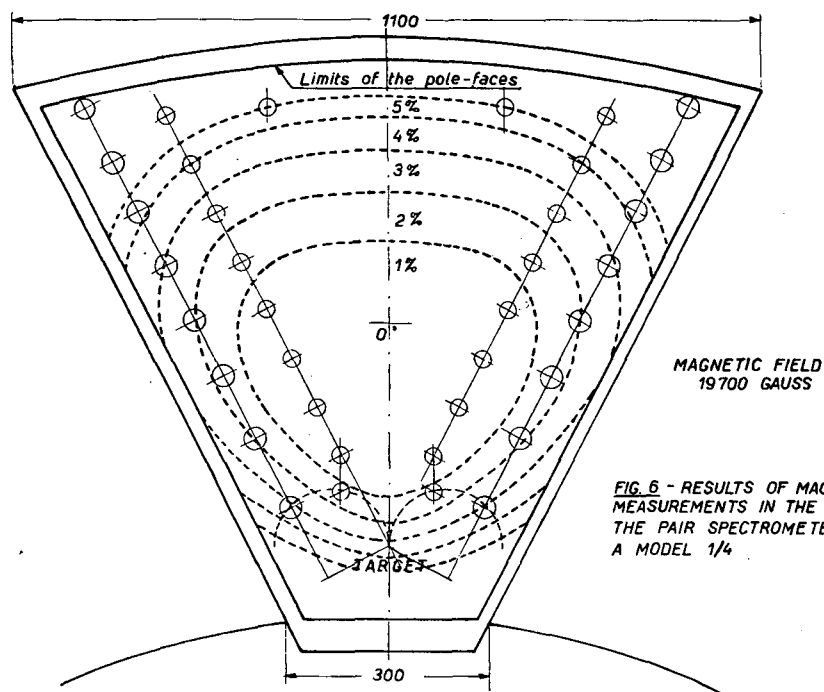
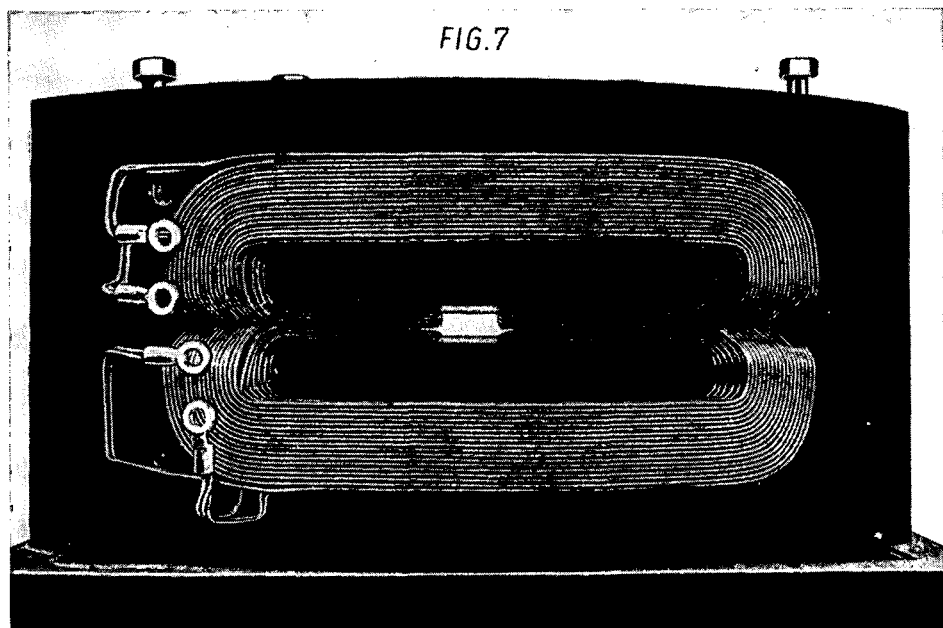


FIG. 6 - RESULTS OF MAGNETIC MEASUREMENTS IN THE GAP OF THE PAIR SPECTROMETER ON A MODEL 1/4



$$\Phi_{\text{tot}} = \frac{Z(Z+1)}{137} \left\{ \frac{28}{9} \log (183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right\} r_0^2$$

where Z is the atomic number of the target, and

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm.}$$

Hence if the spectrometer records only pairs of the electrons having the same energy $E \pm \delta E$, we can calculate the following expression:

number of pairs of electrons having the same energy E :

$$N_p = Q \left(\frac{\delta E}{2E} \right)^2$$

number of pairs in which a single electron has energy E :

$$N_s = Q \frac{\delta E}{E} \left(1 - \frac{E}{K_{\text{max}}} \right)$$

where K_{max} is the maximum energy of photons, and Q is given by

$$Q = \Phi_{\text{tot}} \frac{A \rho \lambda N_e X}{P}$$

where

A = Avogadro's number

ρ = the density (in g/cm^3) of the converter

P = the atomic weight

X = the thickness (in cm) of the converter

Let τ be the resolution time of the electronic coincidence between some counters placed along the two paths of electrons, and T the length of the electrosynchrotron pulse; the ratio between spurious coincidence $2 \tau N_s^2$ and real coincidence due to two electrons of the same energy per second is given by

$$\eta = 8 \tau \frac{Q}{T} \left(1 - \frac{E}{K_{\max}} \right)^2.$$

By assuming reasonable values, for example

$$N_e = 10^9 \text{ electron per pulse}$$

$$X = 10^{-3} \text{ cm of Al}$$

$$T = 500 \mu\text{s}$$

$$\lambda = 2 \times 10^2$$

$$\tau = 0.01 \mu\text{s} = 10 \text{ ns}$$

we easily find

$$N_p = 130 \lambda^{-1} = 0.65 \text{ counts per pulse}$$

$$N_s = \begin{cases} 5.2 \times 10^4 \lambda^{-1} = 26 \text{ counts per pulse for } E = 0 \\ 1.3 \times 10^4 \lambda^{-1} = 6.5 \text{ counts per pulse for } E = 500 \text{ MeV} \end{cases}$$

That means for η the following numbers:

$$\eta = \begin{cases} 10\% & \text{for } E = 500 \text{ MeV} \\ 40\% & \text{for } E = 0 \end{cases}$$

Therefore, the counting rate of random coincidences is quite high even if the electronic coincidence has high resolution, and is strongly energy dependent; in addition, we have to calculate background counts due to different particles and photons which cross the counters.

(3) As a consequence of the preceding remarks we have designed the arrangement shown in Fig. 1. Two different threefold coincidences separately record each electron of a given energy, which depends on the magnetic field. Resolution time of each coincidence is of the order of 5 ns and random coincidences due to background particles crossing the counters separately are quite negligible. The first and the second scintillation counters determine the energy spread due to energy loss and scattering of electrons inside the counters; for that reason they have to be as thin as possible, but thick enough to give a reasonable amount of photons. A good compromise seems to be a thickness of the order of 1 mm, which corresponds to an energy loss of the order of 0.3 MeV.

The arrangement designed has some advantages:

- a) background coincidences are quite negligible;
- b) the arrangement is much simpler because the scintillation counters are outside the magnetic field and photomultipliers can be put directly into contact with the scintillators;
- c) the possibility of simultaneously measuring the real coincidences due to electron pairs of given energy, and the random coincidences due to different electron pairs each having a single electron of the right energy. This can be done very easily by simultaneously measuring the prompt and delayed coincidences between pulses coming from the two three-fold coincidences, as shown in Fig. 1.

Therefore, the difference between prompt and delayed coincidences gives the correct number of pairs of electrons having the same energy as a function of the

energy, which depends on the magnetic field, i.e. on the current energizing the magnetic deflector.

Of course, we have to pay for these advantages: we must, indeed, take into account the effect of the fringing field, and correct by using conventional methods, for example the floating wire method for testing electron trajectories and resolution of the apparatus.

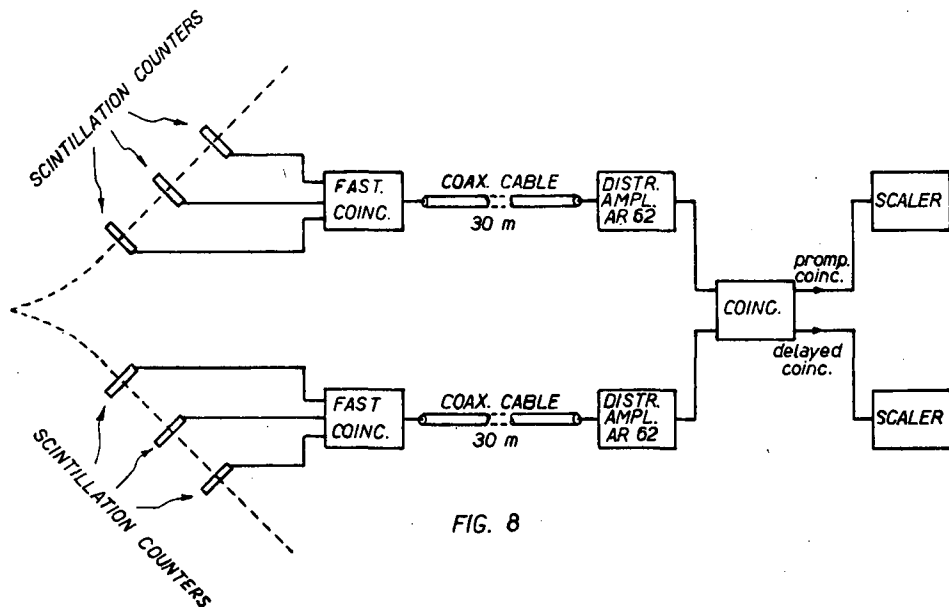
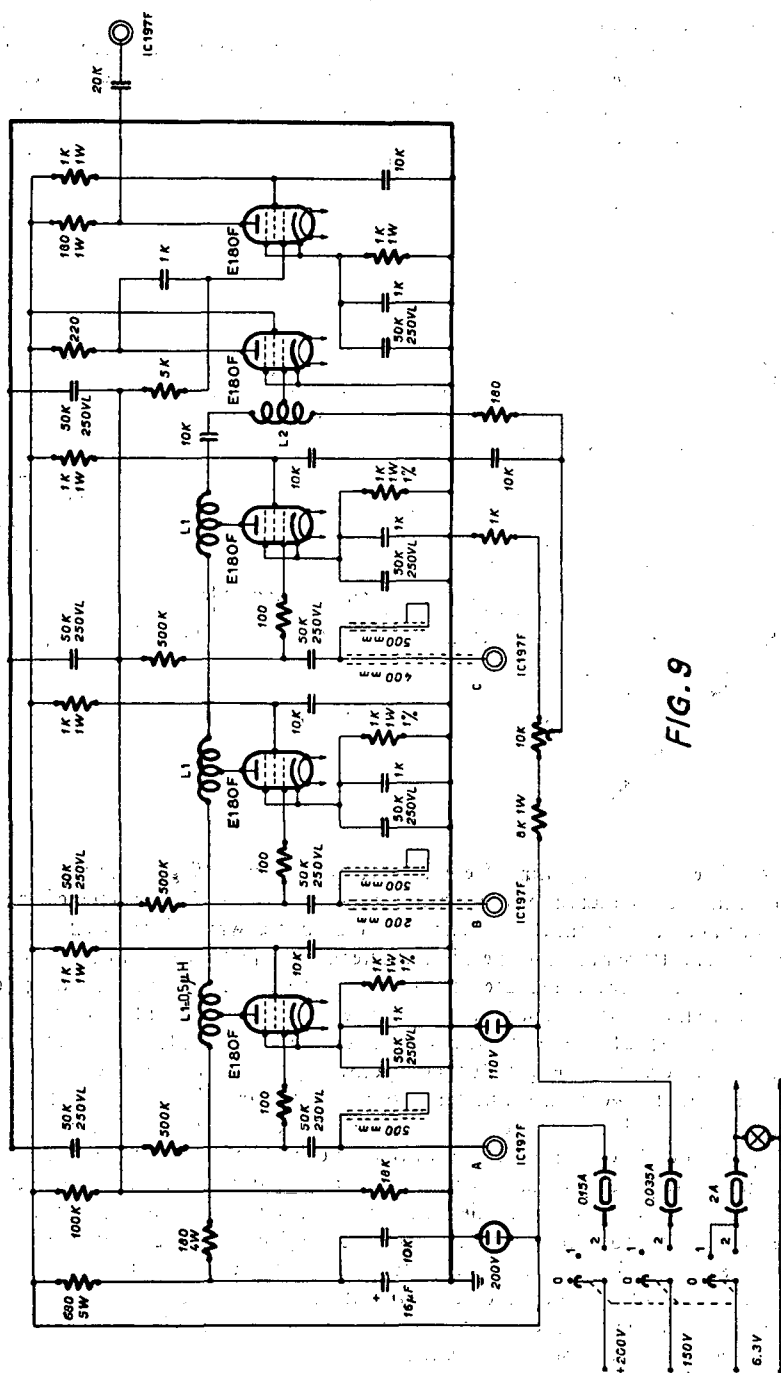


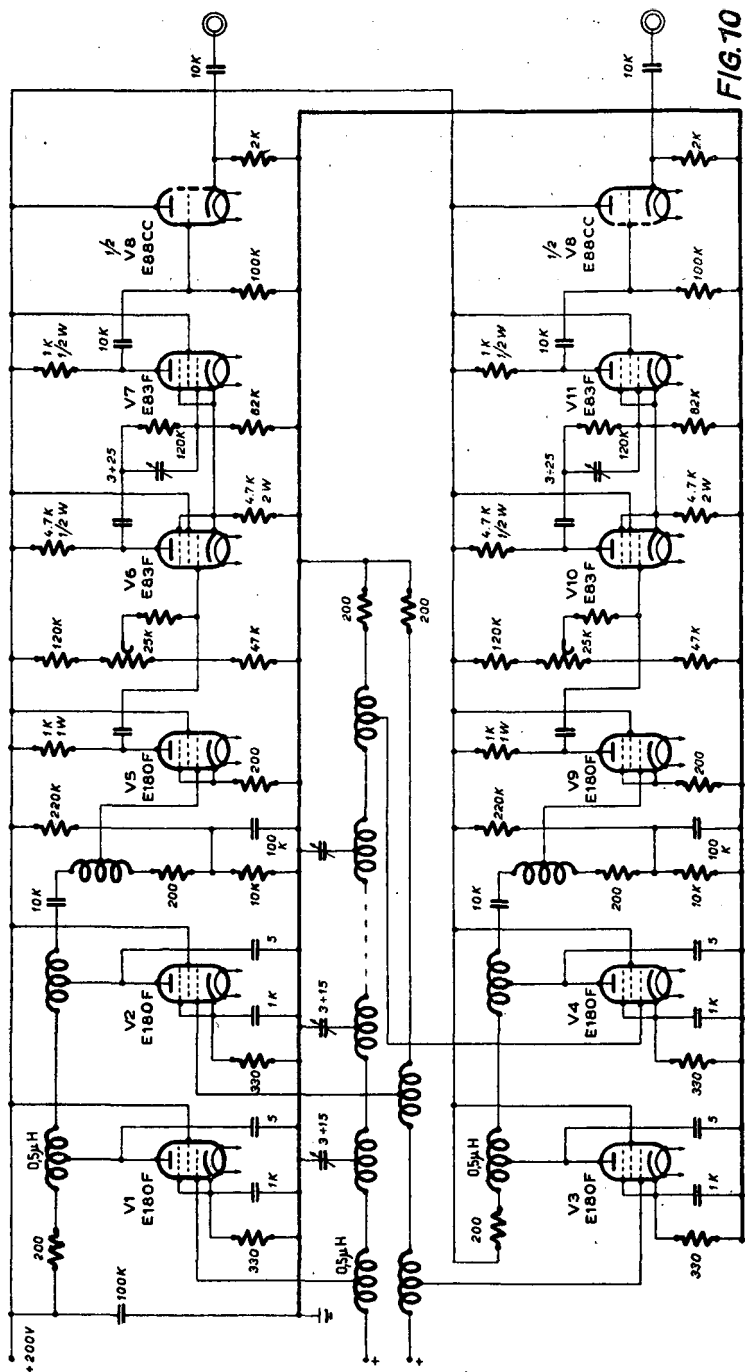
FIG. 8

(4) The block diagram of electronics is shown in Fig. 8. Three-fold coincidences are obtained by means of the circuit shown in Fig. 9. The anodes of the tubes E180F are connected in parallel by means of inductances which form with stray capacitances an artificial transmission line of characteristic impedance Z_0 and delay per section τ_0 .

The grids of the tubes are connected to the anodes of photomultipliers by means of a coaxial cable of characteristic impedance Z_0 terminated with a pulse forming cable shorted at the end; the cables connecting photomultipliers and tubes are slightly different in length for compensating the delay introduced by one section of the line between the anodes. Negative pulses of photomultipliers cut off the tubes, and if all tubes are cut off one after the other, with time delay just equal to τ_0 , all positive pulses on the anode line will arrive at the end at the same time, giving rise to a pulse whose amplitude is 3 or 1.5 times the amplitude of the pulses given by single or two-fold coincidences. The resolving time of this circuit can be made easily of the order of 2—3 ns⁴). Both three-fold coincidences are placed near the electrosynchrotron and the inputs are directly connected to the anodes of RCA 6810A photomultipliers by means of coaxial cables. The outputs are brought out by means of coaxial cables to the control room which is situated at about 30 m and where all electronic equipment is located.

⁴) This circuit has been described in Nuovo Cim., 9, 171 (1958).





As Fig. 8 shows, the three-fold coincidences feed two distributed amplifiers, whose outputs are connected to the inputs of the "prompt and delayed coincidences". The amplifiers used for this purpose are the "fast amplifiers," mod. AR62 produced by "Italelettronica", having the following characteristics: input and output impedance 200 Ohm; gain 31.6 db when output is matched; rise time 3.5 ns.

The prompt and delayed coincidences are shown in Fig. 10; the inputs are connected to two lumped delay lines of the same characteristic impedance 200 Ohm but having different numbers of sections. Using the circuit just described, one gets the pulses for prompt coincidence (tubes V_1 , V_2) from the same lines and for delayed coincidences (tubes V_3 , V_4). The resolving time is about 5 ns and the delay is of order of 20 ns. The outputs of these coincidence circuits are quite conventional and connected to scalers and counting circuits.

A MULTI-CHANNEL GAMMA-RAY SPECTROMETER WITH AUTOMATIC COMPTON OR BACKGROUND SUBTRACTION

D. M. C. THOMAS*), ADMIRALTY RESEARCH LABORATORY, TEDDINGTON (ENGLAND), AND W. J. CALLOW, NATIONAL PHYSICAL LABORATORY, TEDDINGTON (ENGLAND)

This paper describes two practically identical instruments built in collaboration by the National Physical Laboratory and the Admiralty Research Laboratory during the last 18 months. Where any differences occur, the equipment described is that in the Admiralty Research Laboratory.

The need for a multi-channel spectrometer arose in A.R.L. from the successful use of a single channel spectrometer employing Compton compensation of the Peirson type. The problem under study was the rapid and non-destructive analysis of complex mixtures of gamma emitting isotopes. In these experiments, a single sample is examined at intervals over periods as long as 10 weeks, in order that the assignment of peaks may be made both on a basis of energy and half life and also so that the variation of isotopic species present may be examined.

Inevitably, as decay occurs, the length of time to scan a spectrum increases. If more than one sample is available, or if successive samples need evaluation, machine time is very soon exhausted.

A multi-channel system not only acquires the information from the source much more rapidly, since any amplitude pulse, within the range of the machine, may be accepted, but it also allows the satisfactory evaluation of much smaller samples.

In practice, it has been found that when the average height of the photopeaks, using a single channel instrument, falls below about 2 counts per second, scanning times become excessively long and the resulting spectrum lacks definition. By contrast, a multi-channel machine should measure a peak to 1% accuracy at these rates in 90 minutes.

The machine at the N.P.L. was constructed by the Applied Physics Division as part of its programme for the absolute measurement and maintenance of standards of radioactivity. It will be used generally as a calibrated β and γ -ray spectrometer, to monitor the radioactive purity of samples issued, and to examine the characteristics of counters.

Investigation of multi-channel analysers available in Great Britain showed that, at the time construction was commenced, no suitable machine was available.

Functional Description

The analyser consists of a Hutchinson Scarrott type amplitude to time converter feeding an adder, storage and display system based on that of the ACE computer at the National Physical Laboratory (Fig. 1).

93 channels, each 0.4 v. wide, with a storage capacity of 16 binary digits, are available. The minimum threshold is 1 volt and back biasing may be applied. The input circuits are capable of handling pulses from a Fairstein type double delay line amplifier.

Circulation time is 1056 microseconds, using a mercury line with a digit spacing of about 0.7 microseconds.

*) Now at Atomic Weapons Research Establishment, Aldermaston, Berks, England.

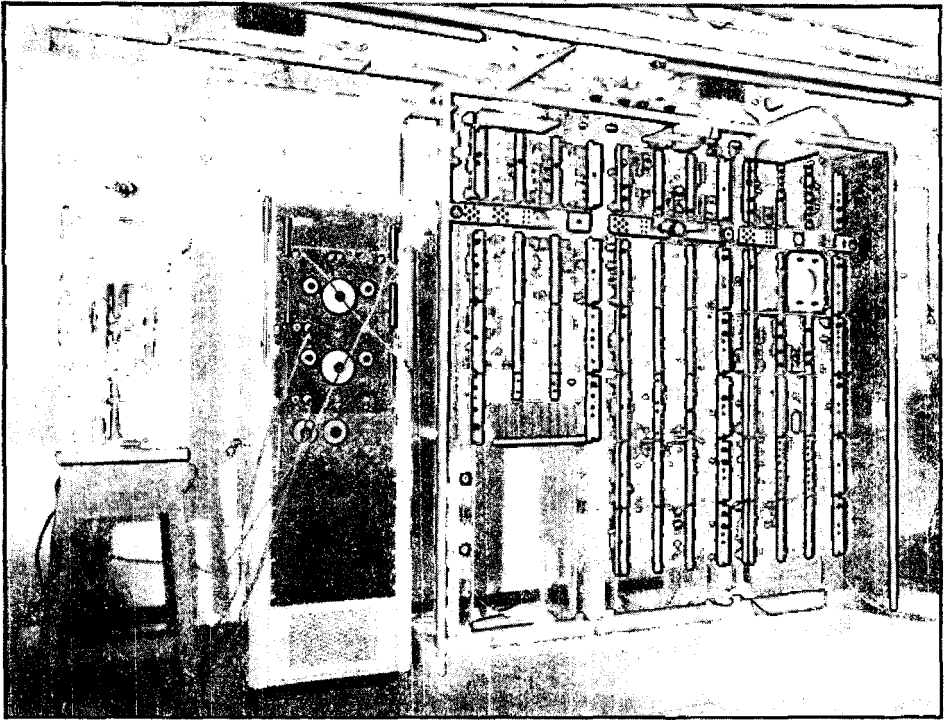


Figure 1

The machine is synchronous; all pulses and timing are controlled by a 720 K.C. crystal, the pulses being derived by count down.

Information may be added to, or subtracted from that in the store, and provision is made to gate simultaneously one of two inputs into the analyser if required.

Live time, i.e., the time between one pulse being cleared from the amplitude time converter and the arrival of the next pulse at the input, is measured digitally on a 10 decade counter. Reversal of the add subtract function, or stopping of the machine, may be made to occur for selected increments of live time. Reversal cannot occur except during live time.

The store content is displayed on a 6 in. double gun cathode ray tube.

One channel at a time may be selected and staticised for display by lights. Additionally, the channels may be scanned automatically, the store output being printed in octal form.

The spectrometer may be programmed to acquire a spectrum for a pre-set live time with or without Compton compensation, print out the information, clear store, and wait for 0, 1, 2 or 3 hours before repeating the process.

Design Considerations

Considerable analysis of mixed gamma emitters by a single channel spectrometer has shown the value of the Compton subtraction technique first described by D. H. Peirson(1). In this method the Compton contribution to the NaI spectrum is compensated by subtracting the spectrum from a suitably filtered anthracene crystal.

One amplifier analyser ratemeter system is used, each phototube being switched off in turn by connecting the first dynode to photocathode potential by means of a relay driven by a multivibrator. Simultaneously the diode pump of the ratemeter is reversed. Accordingly, it was decided that the multi-channel spectrometer must provide this type of compensation.

Experience has shown that the crystals must be maintained at a constant temperature, since the temperature coefficients for pulse height of anthracene and sodium iodide differ by a factor of 5.

Dynode switching does not reduce the gain of the photomultiplier to zero; this is of no significance with a single channel instrument with an upper/lower energy ratio of 10, but is a source of error when the ratio is as high as it is in this instrument. A gated cathode follower system obviating the need to switch the photomultipliers is therefore used.

It has been shown by C. W. McCutchen(2) that using an analyser with a long and variable dead time, a meaningful subtraction can be performed only if both spectra correspond to equal amounts of live time. Therefore live time must be measured and subtraction made for equal increments of it. Also for absolute determinations total live time, not elapsed time, is the necessary basis of comparison.

Reliability and unattended operation were considered of the utmost importance, since frequently no second opportunity for measuring a spectrum occurs. Use was therefore made of the knowledge and facilities of the computer group at the N.P.L., and as far as possible circuits and construction of the type used by that group have been used in the analyser. The circulation system, adder and staticiser are standard ACE units.

The mechanical form of the analyser allows of easy access and ventilation (Fig. 2, 3).

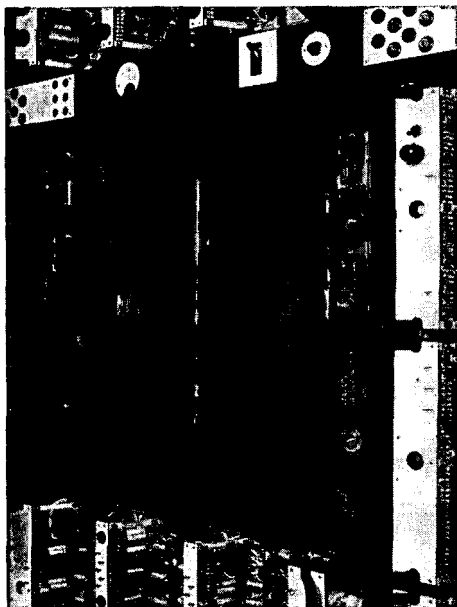


Figure 2

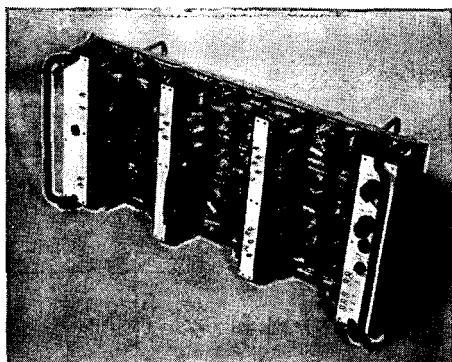


Figure 3

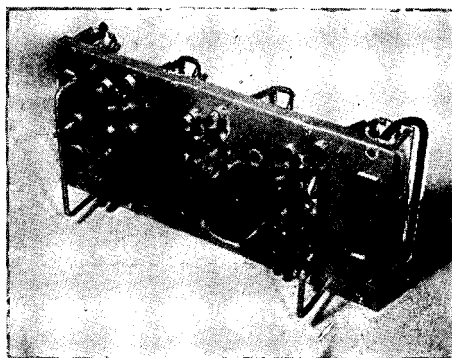


Figure 3a

Description

The spectrometer uses either a 4 in. $\times$ 4 in. NaI(Tl) crystal mounted on a 5 in. 9530 E.M.I. photomultiplier (Fig. 4) or a 1 in. $\times$ 1 $\frac{1}{2}$ in. NaI(Tl) crystal mounted on a 3 $\frac{1}{2}$ in. 9531 E.M.I. photomultiplier. For Compton subtraction a 1 in. $\times$ 1 $\frac{1}{2}$ in. anthracene crystal, plus lead filter, and a 9531 tube is used. A gated cathode follower feeds a common Fairstein type amplifier.

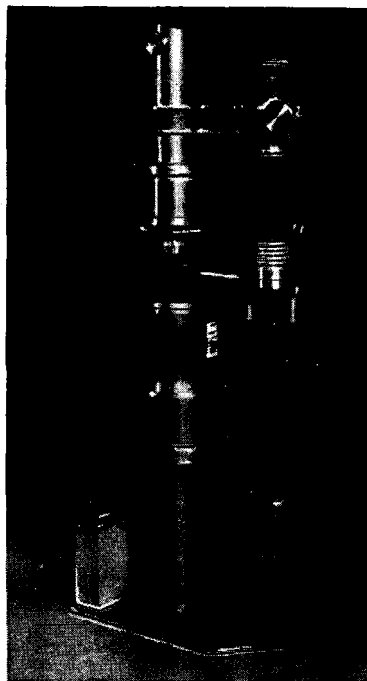


Figure 4

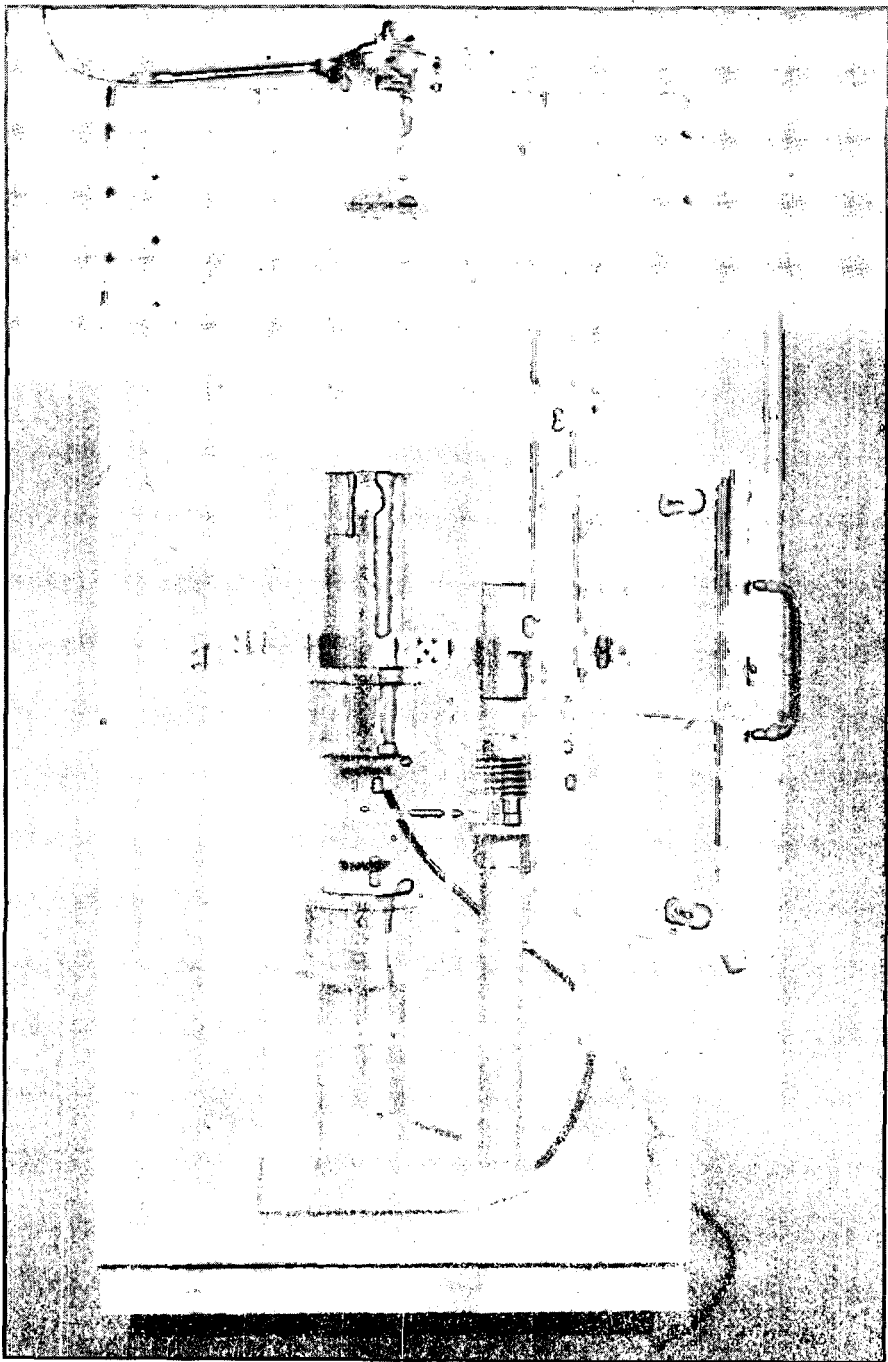


Figure 5

The crystal photomultiplier assemblies are enclosed in a double walled perspex box with heaters in the space between the walls (Fig. 5). Air is circulated by a compressed air turbine-driven fan over the heaters and into the inner compartment at the top. The temperature is controlled by a thermistor actuated proportional controller. Construction of a 6 in. thick steel background shield around this thermostat is under way, but due to manufacturing delays, it is not yet complete.

The analogue to time converter is of the conventional Hutchinson Scarrott type with the following modifications (Fig. 6). The linear sweep is now a triggered phantatron, the trigger pulse being derived from the standard pulses available in the arithmetic system. Originally, the sweep generator was free running and synchronised; this proved unsatisfactory due to the very short flyback and wait times involved, causing occasional loss of a hold which was not always regained.

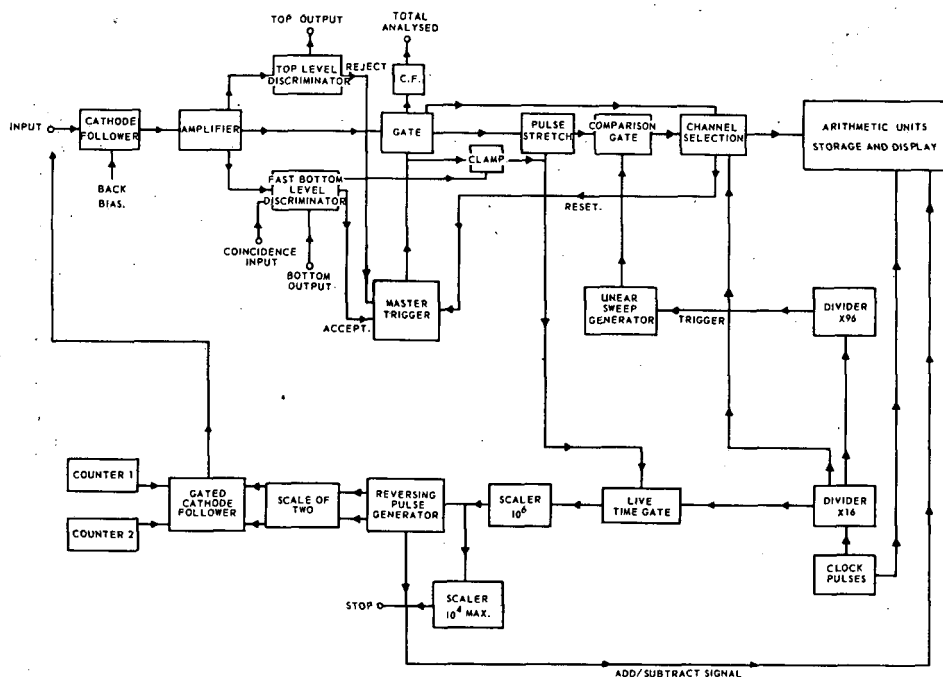


Figure 6

To enable the sorting circuits to handle the delay line shaped pulses a fast lower level discriminator using a pair of E180F pentodes was constructed. A pulse from this discriminator also ensures that the pulse stretcher is unclamped before the input pulse has reached peak amplitude — the master trigger then maintains this state until the pulse has been analysed. If, however, the upper level discriminator causes rejection of the pulse, the cessation of the accept pulse restores the clamp circuit.

A gate is provided which is open when the machine is in a state to accept a pulse. The output from this gate is a measure of the live time. This output is fed to a ten-decade hard valve scaler. Output pulses from this scaler may be used to turn off the input amplifier or to reverse the add subtract function.

It is of no importance at what stage in its function the input amplifier is turned off. However, reversal must not take place except during live time, i.e., when the machine is not engaged in analysing a pulse. The lag through the scaler is about 4 microseconds per decade. Accordingly, the output from the scaler is used to set a scale of two, the next pulse from the live time gate resets it and produces a reversing pulse. Hence, if the machine has accepted a pulse during the scaler delay time, reversal is not initiated until the pulse has been cleared. Reversing pulses either about 1 per second or 1 per 10 seconds of live time are usually used.

The reverse pulse operates a scale of two which according to its state causes 1 or $2^{16} - 1$ to be added to the store for each pulse sorted. Since round carry suppression is incorporated, adding $2^{16} - 1$ is equivalent to subtracting 1. This scale of two also provides the gate signal which selects one of the two inputs to the main amplifier.

The advantage of using this method of subtraction is that the display retains its significance during subtraction and no ambiguity occurs as the number passes through zero.

The philosophy of the computing sections is that except for the receiver and transmitter on the mercury line, valves are used only to switch stabilised currents between circuits. The HT stabiliser requirements are consequently much less stringent and moreover change of valve characteristics is of little importance. In any case computer type valves are used wherever possible.

One channel at a time may be selected without ambiguity by using the wave forms available in the machine, gated by D.C. signals. The content of the selected channel is displayed in binary upon a row of 16 lamps.

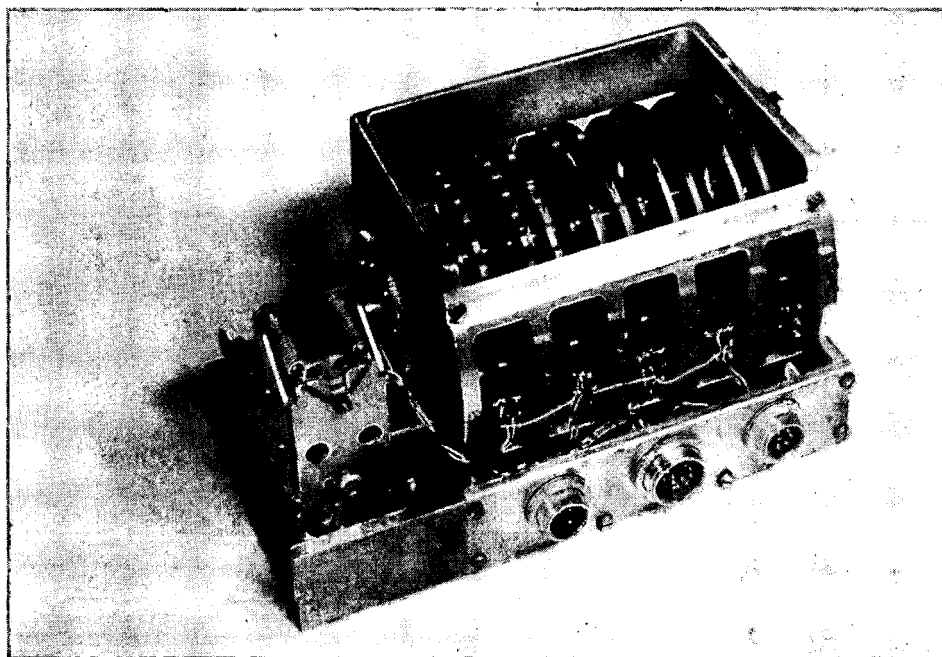


Figure 7

The D.C. signals may be produced by the manual operation of a set of keys or, alternatively, by a stepping switch which forms part of the automatic print out (Fig. 7).

During automatic print out each channel is selected in sequence, its content examined three digits at a time, and converted to octal by a relay tree, the corresponding digits being set up on the printer. When all the digits in a channel have been examined in this way a signal to print is given. Completion of printing steps the channel selector to the next channel and re-initiates the process.

At the completion of 93 channels printing is automatically stopped. Information in the store is not destroyed by this process.

Marginal check facilities are provided. By operation of a key all critical gate biases may be varied simultaneously by ± 2 v.; in addition by a jack and switch system any individual gate may have its bias varied by up to ± 20 v.

Power supplies are derived from 3 phase mains by rectification and smoothing. Series and shunt electronic stabilisers are used to obtain the stable HT and bias lines from this raw supply. The heaters are supplied from a slow speed servo stabilised single phase line.

Power consumption is approximately 3 kilowatts.

The machine is controlled from a console (Fig. 8), the front of the analyser being normally closed by perspex doors.

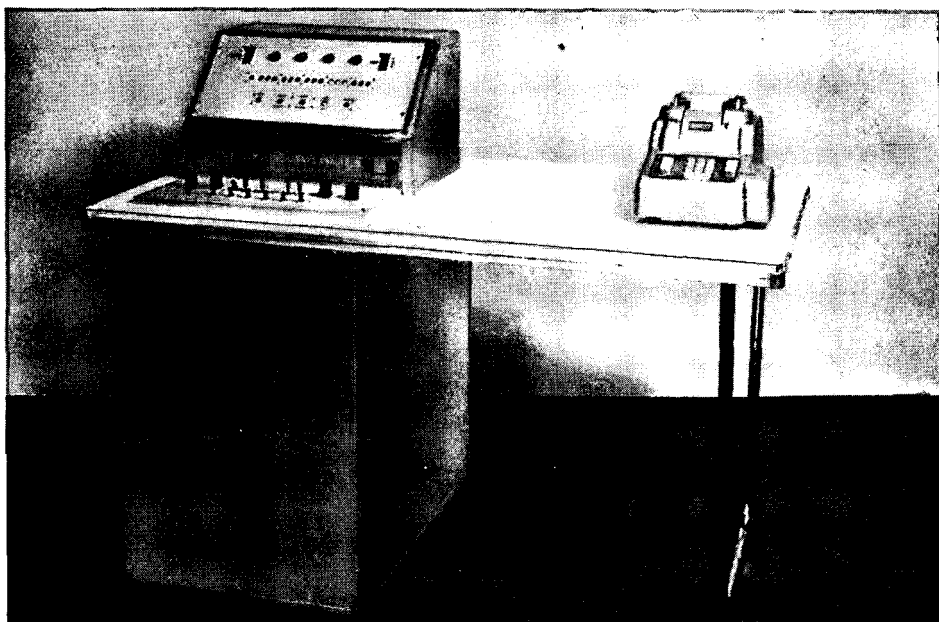
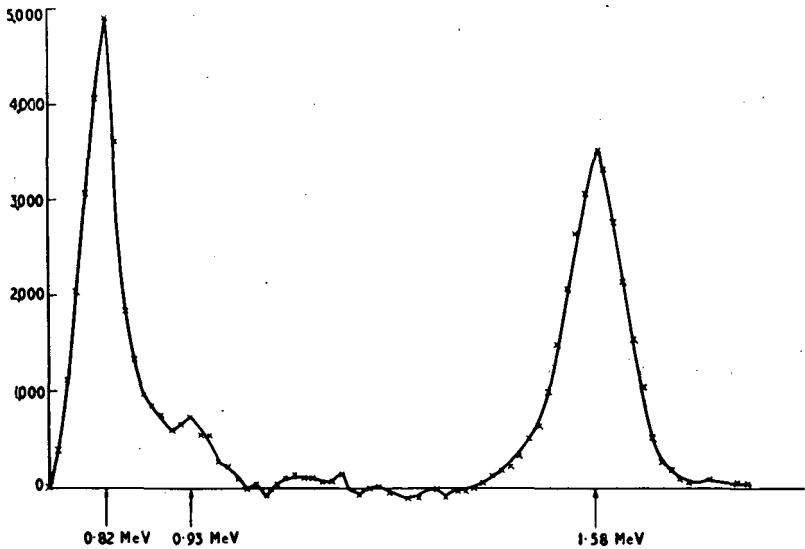


Figure 8

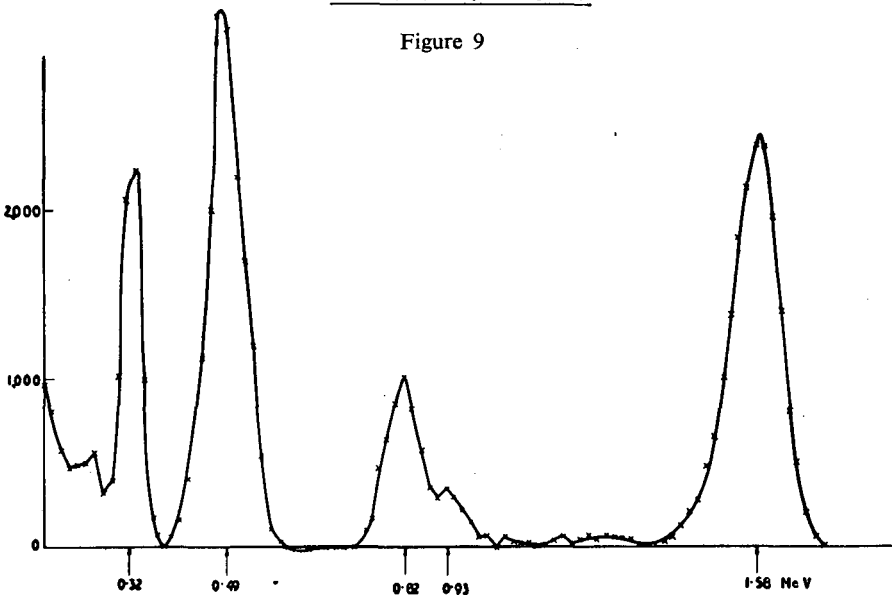
Performance

The drift of the analyser from cold is approximately 1 channel. However, after a warm-up period of 30 minutes the drift is less than 1 channel per day.



COMPENSATED ^{140}La SPECTRUM
 $1' \times 1\frac{1}{2}''$ NaI (TI) CRYSTAL
RESOLUTION 7% AT 1.5 MeV

Figure 9



COMPENSATED ^{140}La SPECTRUM
BACKGROUND SUBTRACTED
 $4' \times 4''$ NaI (TI) CRYSTAL
RESOLUTION 7.5%

Figure 10

The linearity is mainly dependent upon the linearity of the input amplifier.

Pulses with rise times as short as .1 microsecond and total lengths of 1 microsecond are satisfactorily analysed.

The number of faults since the system has been in operation is extremely low and has been confined to the catastrophic failure of oxide film resistors probably due to over-optimistic rating and mechanical damage in assembly. These faults have invariably been located and repaired in about a quarter of an hour.

No arithmetic faults have been detected.

Typical spectra obtained by the machine are shown (Figs. 9, 10).

REFERENCES

- (1) PEIRSON D. H., *Brit. Journ. Appl. Phys.* **6**, 444 (1955).
- (2) McCUTCHEN C. W., *Phil. Mag.* **2**, 8. Ser., No. 13 (1957).

THE SUM-COINCIDENCE METHOD AND ITS APPLICATION TO GAMMA-RAY SCINTILLATION SPECTROSCOPY

A. M. HOOGENBOOM - FYSISCH LABORATORIUM DER RIJKSUNIVERSITEIT, UTRECHT (HOLLAND)

In the present paper a new type of scintillation spectrometer is described, especially suited to measure γ - γ coincidence spectra and γ - γ angular correlations. The new spectrometer(1) combines good resolution with a relatively high efficiency for both low and medium gamma-ray energies. The main features are:

- the pulse distribution shows only one peak, the "full energy" peak, for one specific gamma transition;
- the absolute half-widths of the peaks due to coincident gamma rays are, to first approximation, equal, and smaller than the half-widths of the two corresponding full energy peaks in the single spectrum;
- the detection efficiencies of coincident gamma rays are equal.

The principle of operation is based on the fact that the total energy involved in different cascades all starting at one single level and ending at the ground state of a nucleus is, on forehand, known to be the same. For simplicity, the discussion will at first be limited to cascades of two gamma rays only, whereas finally an application for measuring triple cascades will also be given.

For double cascades use is made of a two-crystal scintillation spectrometer, of which a block diagram is shown in Fig. 1. The two gamma rays of the cascade are

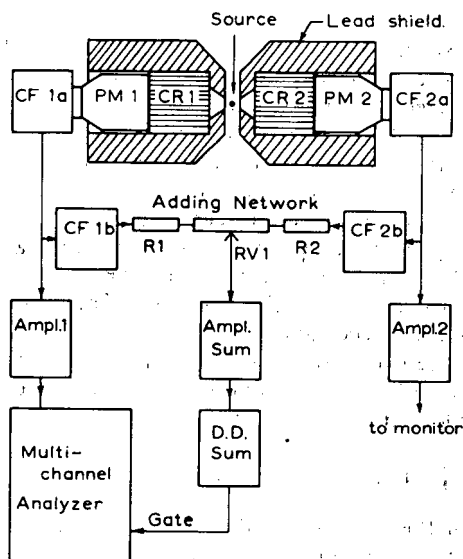


Figure 1

Experimental arrangement of the sum-coincidence method. CR1 and CR2 are the two crystals, PM1 and PM2 indicate photomultipliers. The four cathode followers are labelled CF1a and b, and CF2a and b.

detected coincidentally with crystals CR1 and CR2, and the outputs of the cathode followers CF1a and CF2a are added linearly by means of a linear adding network consisting of the cathode followers CF1b and CF2b, and R₁, R₂ and RV1. If both counters have the same energy calibration the sum pulse as obtained from the linear adding network is proportional to the sum of the energies absorbed in the two crystals. The sum pulse is amplified and fed into the differential discriminator "D.D. sum" which is so adjusted that an output pulse appears only if both gamma rays are fully absorbed in the crystals. The pulses from crystal 1 are analysed by a multi-channel analyser which is gated open by the output pulses of D.D. sum. Thus, this coincidence spectrum shows only the full-energy peaks of the gamma rays of the cascade, accompanied by a peak due to the total absorption of both gamma quanta in one crystal.

The resolution of the spectrometer can easily be calculated if it is assumed that the full energy peaks of the two gamma rays (γ_1 and γ_2) with energies E_{01} and E_{02} have a Gaussian shape with absolute half-widths of Γ_1 and Γ_2 , respectively, and that the sum channel which is set at an energy $E_{0s} = E_{01} + E_{02}$ has a Gaussian transmission with a half-width of Γ_s . The half-width Γ_{s1} in the sum spectrum of the peak corresponding to γ_1 is given by:

$$\Gamma_{s1} = \Gamma_1 \sqrt{\Gamma_2^2 + \Gamma_s^2} / \Gamma \quad (1)$$

where $\Gamma^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \Gamma_s^2$. This proves that a peak in the sum-coincidence spectrum is always narrower than the corresponding peak in the single spectrum. If the sum-channel is made small compared to Γ_1 and Γ_2 ,

$$\Gamma_{s1} \approx \Gamma_{s2} \approx \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Gamma} \quad (2)$$

which shows that in first approximation the absolute half-widths of coincident lines are equal and that the peaks are narrower than the two corresponding peaks in the single spectrum. This especially serves to improve the resolution in the high-energy region. If a 1 MeV and a 6 MeV gamma ray are in cascade, both having full-energy peaks in the single spectrum of 6% width, the width of the high-energy gamma ray in the sum-coincidence spectrum will only be 1%.

If the bias of the sumchannel is not set correctly ($E_{0s} \neq E_{01} + E_{02}$) the peaks in the sumspectrum corresponding to γ_1 and γ_2 are still Gaussian but they are shifted. This shift ΔE_{01} is not a constant percentage of the setting error $\Delta E_{0s} = E_{0s} - (E_{01} + E_{02})$, but amounts to $\Delta E_{01} = (\Gamma_1/\Gamma)^2 \Delta E_{0s}$. Thus the spectrum is distorted. Careful bias setting is thus necessary.

The efficiency ε_{s1} for detection of γ_1 with the sum-coincidence method can be expressed in the full-energy efficiencies ε_1 and ε_2 of γ_1 and γ_2 , respectively, for the single spectrum. A simple calculation shows that

$$\varepsilon_{s1} = 2 \sqrt{\ln 2/\pi} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \Gamma_s / \Gamma. \quad (3)$$

As this is symmetric in the indices 1 and 2 the areas of the peaks corresponding to γ_1 and γ_2 have to be equal. Any deviation from equality, outside statistics, can only be caused by a wrong setting of the potentiometer RV1 in the adding circuit. If the bias of the sum channel is not set correctly ε_{s1} decreases by a factor

$$\exp \left\{ -4 \ln 2 (\Delta E_{0s} / \Gamma)^2 \right\}.$$

From eq. (2) and eq. (3) it is clear that it is a good compromise between resolution and efficiency to choose Γ_s of the order of the smallest of Γ_1 and Γ_2 .

The efficiency ϵ_{s3} for the detection of the cross-over equals $\epsilon_{s3} = \Gamma_s/\Gamma_3 \epsilon_3$, where ϵ_3 and Γ_3 are the full-energy efficiency and half-width, respectively, for the cross-over transition in the single spectrum. However, to calculate the absolute intensity of the cross-over from the observed intensity of the sum peak the observed intensity has to be corrected for background, and for the contribution due to events in which the two gamma-rays of one cascade both dissipate their total energy in crystal 1. If the experimental arrangement is symmetric the latter correction amounts to one half the sum of the intensities of all other peaks in the sum-coincidence spectrum.

To demonstrate the possibilities of the sum-coincidence method the results of a number of measurements will be shown. In the following discussion γ_1 , E_{γ_1} , and Γ_1 will be used for the lower-energy gamma ray of a cascade.

1. Co^{60}

The two gamma rays of 1.17 MeV and 1.33 MeV are emitted in cascade. In Fig. 2 the single spectrum is indicated with crosses. At 2.50 MeV a sum peak appears. The sum channel used in the sum-coincidence measurement is set at this energy. Because the energies of γ_1 and γ_2 are nearly equal while the sum channel is relatively narrow (2%), one has according to eq. (2)

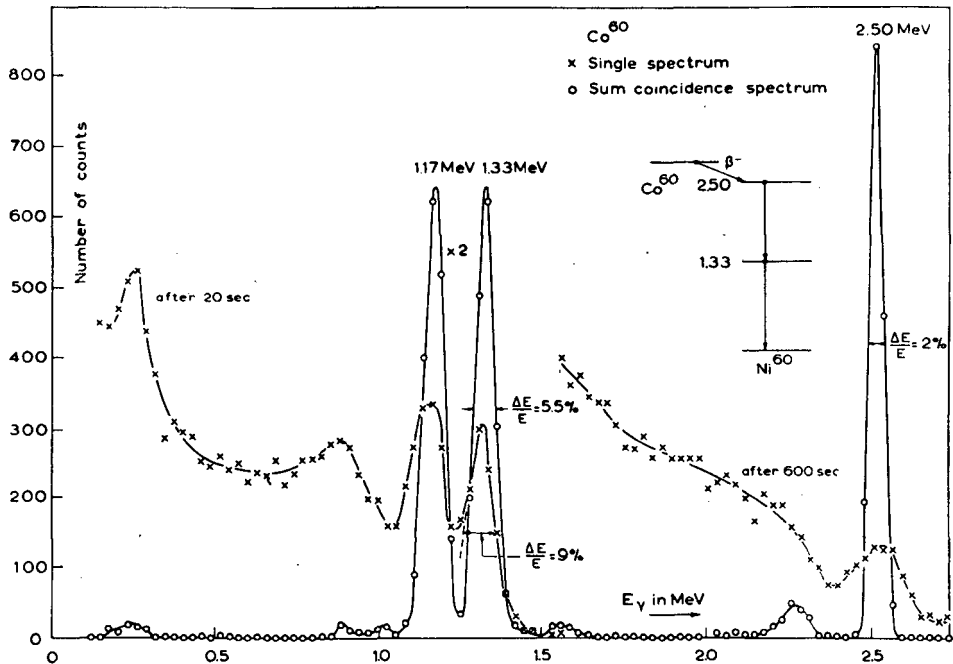


Figure 2

Single and sum-coincidence spectrum of Co^{60} . The single spectrum indicated by crosses is on an arbitrary scale. The sum-channel setting is at 2.50 MeV. In this measurement no lead shielding was applied between crystals. The small peaks at 0.25, 1.0, 1.6, and 2.30 MeV are due to escape-absorption effects.

$$\Gamma_{s1} \approx \Gamma_{s2} \approx \Gamma_1 / \sqrt{2}$$

The observed half-width in the single spectrum is 9% for the 1.33 MeV gamma ray, which predicts 6% for the same peak in the sum-coincidence measurement. This is in good agreement with the measured value of 5.5%.

Co^{60} is known to emit no 2.50 MeV gamma ray. Thus it is expected that the sum peak has the same intensity as the 1.17 MeV and 1.33 MeV peaks. However, in the measurement shown in Fig. 2 the source was somewhat nearer to crystal 1 than to crystal 2. The 1.17 MeV and 1.33 MeV peaks have the same intensity as they should have.

The small peaks at about 0.25, 1.0, 1.6 and 2.3 MeV originate from scattered radiation which escapes from one crystal and is absorbed by the other crystal. In Fig. 2 these peaks are relatively high because the lead shielding between the detectors was removed in order to show this effect clearly. These escape-absorption effects can be reduced by an appropriate lead shield between the crystals, e.g. in the way shown in Fig. 1.

2. Na^{22}

The decay of Na^{22} by β^+ emission gives rise to two 0.51 MeV annihilation quanta emitted from the source in opposite directions, coincidentally with a gamma ray of 1.28 MeV from the first level in Ne^{22} to the ground state.

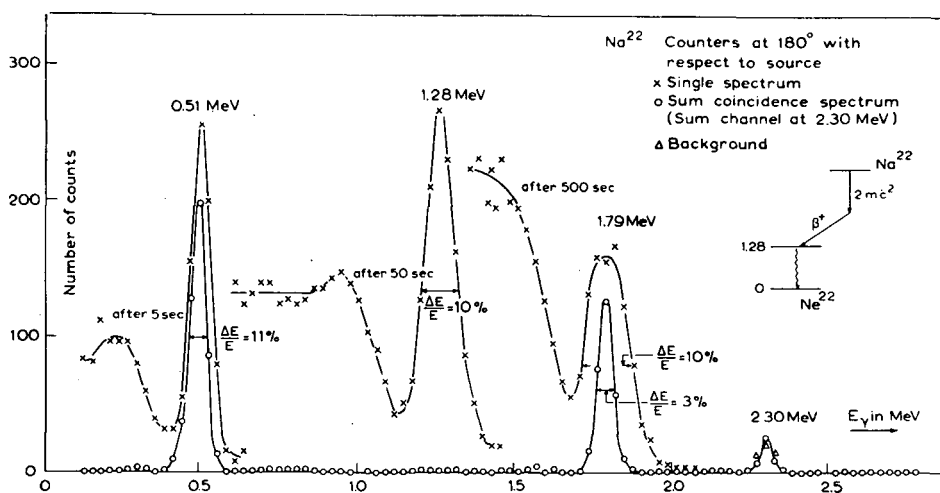


Figure 3

Single and sum-coincidence spectrum of Na^{22} . The counters are placed opposite with respect to the source. The sum channel is set at 2.30 MeV. The single spectrum is given on an arbitrary scale.

In Fig. 3 the result of a measurement is shown in which the counters were placed opposite with respect to the source. In this case the sum of the energies involved amounts to 2.30 MeV. Fig. 3 shows the single spectrum indicated with crosses. In the sum-coincidence spectrum the 1.28 MeV gamma ray completely disappeared, as it should, because the annihilation quanta are emitted in opposite directions. For the same reason the height of the sum peak reduces to zero after subtraction of background.

The width of the sum peak as determined by the channel of D.D. sum amounts to 1.5%, which means $\Gamma_s \ll \Gamma_2$. Because also $\Gamma_1 \ll \Gamma_2$, $\Gamma_{s2} \approx \Gamma_{s1} \approx \Gamma_1$. The measurement gives $\Gamma_{s1} = 55$ keV and $\Gamma_{s2} = 54$ keV. This means a relative half-width for γ_2 of only 3% compared with a 10% half-width in the single spectrum in Fig. 3.

3. $\text{Si}^{30}(\text{p}, \gamma)\text{P}^{31}$ resonance at $E_p = 622$ keV.

This resonance shows a very strong ground-state transition as can be seen clearly from the single spectrum given in Fig. 4. The low energy part (below 3 MeV) of this spectrum suggests the existence of two cascades by the appearance of the rather

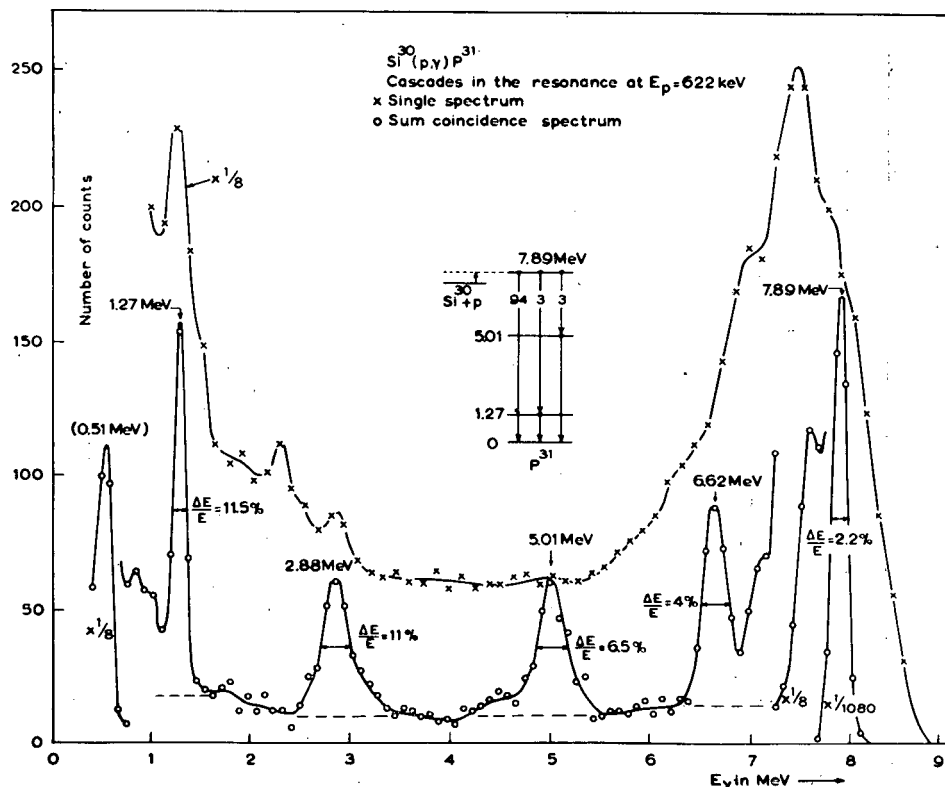


Figure 4

Sum-coincidence measurement showing the cascades 6.62, 1.27 MeV, and 2.88, 5.01 MeV in the reaction $\text{Si}^{30}(\text{p}, \gamma)\text{P}^{31}$ at $E_p = 622$ keV. The sum channel is set at 7.89 MeV. Comparison with the single spectrum shows the gain in resolution obtained with the sum-coincidence method. Note the strong ground-state transition (the sum peak has a reduction factor of 1080).

clear 1.27 MeV peak and the low peaks at 2.4 and 2.9 MeV. However, the high-energy complements of these gamma rays are not resolved in the single spectrum. The sum-coincidence spectrum clearly shows 2.88, 5.01 MeV, and 6.62, 1.27 MeV cascades. The intensities of these cascades relative to the ground-state transition amount to about 3% for each. The large intensity of the ground-state transition is apparent from the reduction factor of 1080 used in drawing the 7.89 MeV sum peak in Fig. 4.

The widths of the peaks at 5.01 MeV and 6.62 MeV which are expected to be about 10% in the single spectrum, are reduced to 6.5% and 4%, respectively.

4. $\text{Si}^{30}(\text{p}, \gamma) \text{P}^{31}$ resonance at $E_p = 500 \text{ keV}$.

The sum-coincidence spectrum showing the double cascades in the decay of this resonance is given in Fig. 5. The sum channel is set at 7.77 MeV. The observed cascades are 6.50, 1.27 MeV, 5.54, 2.23 MeV, and 4.64, 3.13 MeV. The decay scheme with the relative intensities is also shown in Fig. 5.

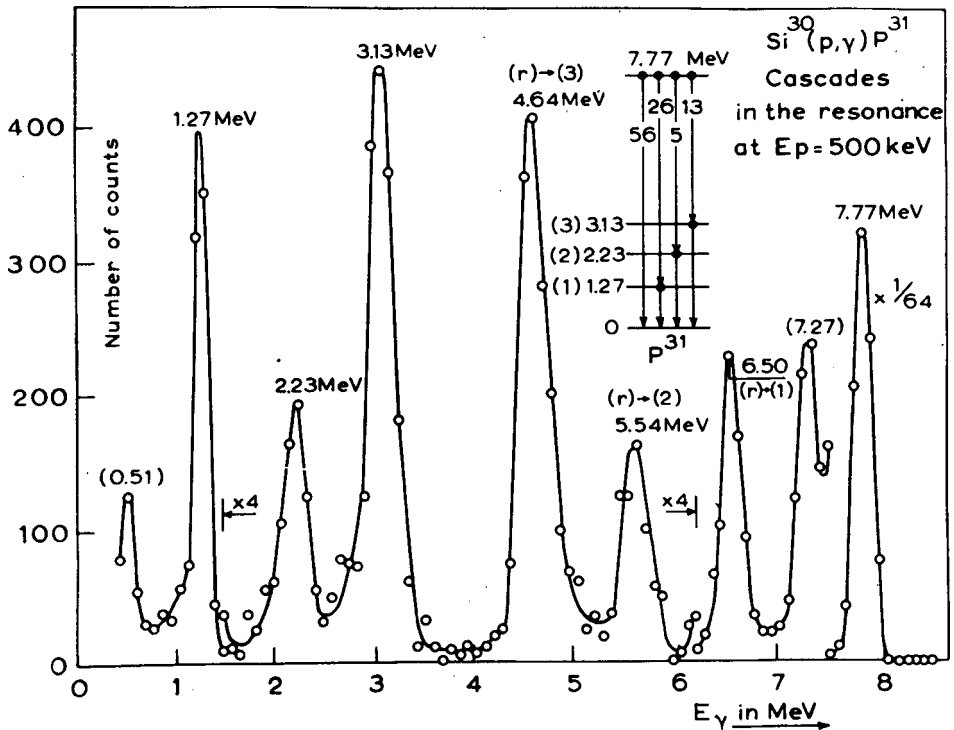


Figure 5
Sum-coincidence measurement showing the cascades 6.50, 1.27 MeV, 5.54, 2.23 MeV, and 4.64, 3.13 MeV. The sum channel is set at 7.77 MeV.

5. Applicability of the sum-coincidence method to $(\text{p}, \gamma\gamma)$ or (γ, γ) angular correlation measurements.

In principle, the same experimental arrangement as given in Fig. 1 can be used in angular correlation experiments. The only difference is that in the latter case the detectors are placed at a somewhat larger distance from the source and at least one of the detectors can rotate around the source. The intensities of the peaks in the sum-coincidence spectrum as a function of angle yield the angular correlations of all gamma cascades in one measurement. An example of a $(\text{p}, \gamma\gamma)$ triple correlation experiment is given in Fig. 6. The geometry of the counters is shown in the lower

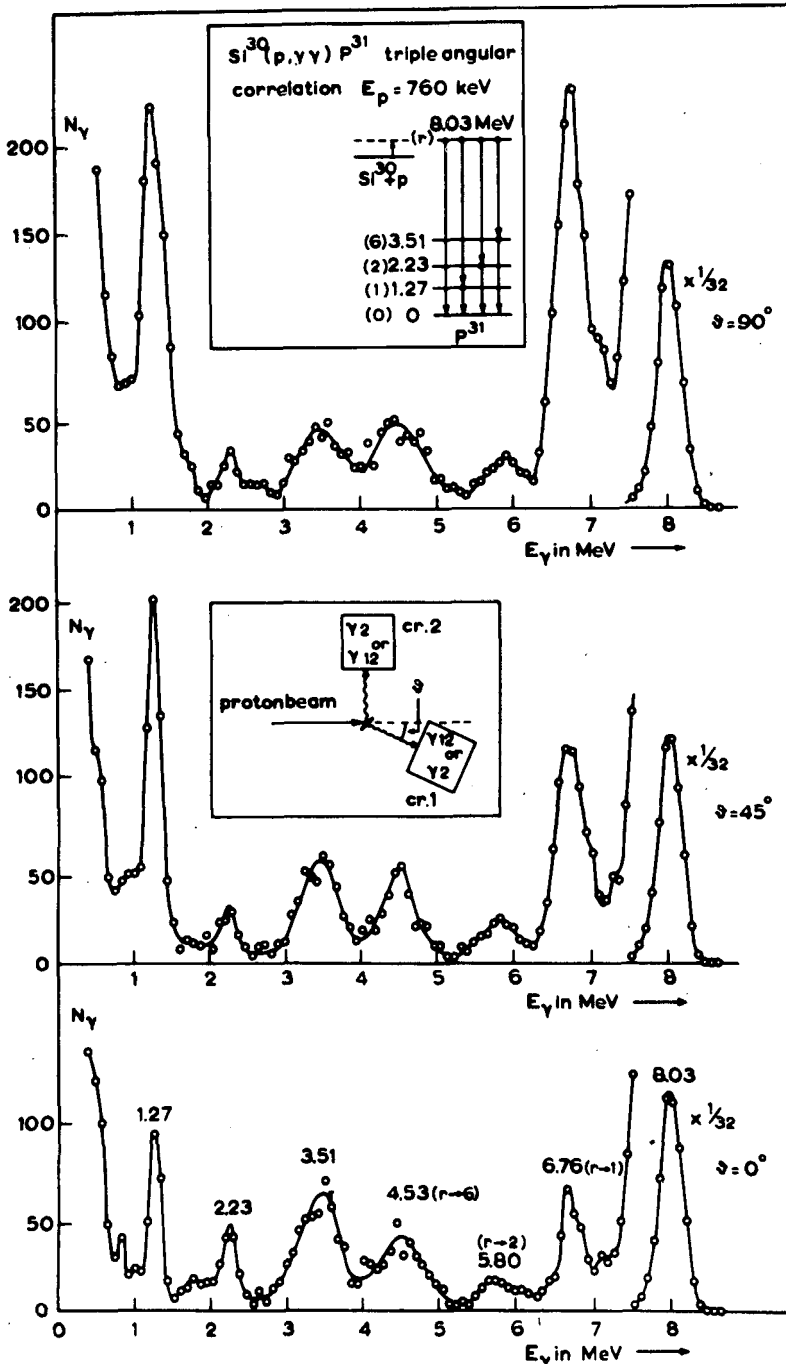


Figure 6

$\text{Si}^{30}(p, \gamma\gamma)\text{P}^{31}$ triple angular correlation at $E_p = 760$ keV. The arrangement of the crystals with respect to the proton beam is given in the lower insert. The first and the second gamma ray of a cascade are denoted by γ_{12} and γ_2 , respectively. The spectra taken at angles of 90° , 45° , and 0° show the angular correlations of six gamma rays with respect to the proton beam. The energies of the gamma rays are given in the spectrum at $\theta = 0^\circ$. The decay scheme is presented in the upper insert. Note the strong anisotropies of the gamma rays at 1.27 and 6.76 MeV. The sum peak represents (after subtraction of background and correction for summing effects in one crystal) the angular distribution of the ground-state transition with respect to the proton beam.

insert, the decay scheme of the resonance at $E_p = 760$ keV in the reaction $\text{Si}^{30}(p, \gamma\gamma)\text{P}^{31}$ is given in the upper insert. The sum-coincidence spectrum is observed at three angles 0° , 45° , and 90° with respect to the proton beam.

The measurements clearly show the strong anisotropy of the 1.27 and 6.76 MeV gamma rays. The sum peak itself gives (after correction for background and summing effects in crystal 1) the angular distribution for the ground-state transition.

The implications of these measurements will be discussed elsewhere(2).

6. Triple-coincidence measurement using the sum-coincidence method.

An extension of the sum-coincidence method to cases where three transitions determine a sequence is easily possible. It will not always be necessary to sum the signals from all three detectors involved. For example, triple cascades having one transition γ_1 in common can be observed by detecting γ_1 with a third crystal and requiring a coincidence between the signal from crystal 3 and the sum signal from crystals 1 and 2. The sum channel in this case has to be set at the total available energy minus E_{γ_1} .

For this type of experiment the experimental arrangement given in Fig. 1 has to be extended with a third channel consisting of CR3, PM3, CF3, Ampl. 3, D.D. 3 and a coincidence circuit as shown in Fig. 7. The success of this triple sum-coin-

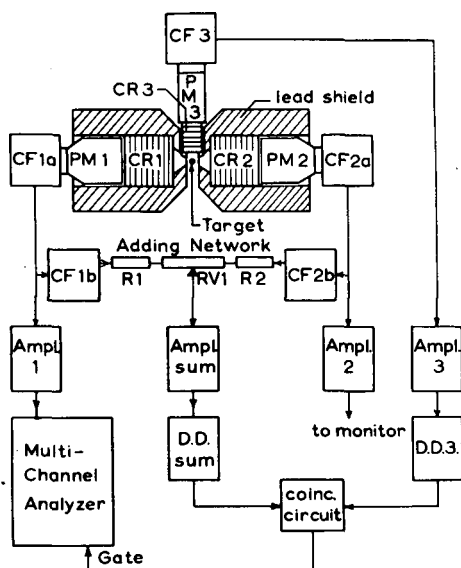


Figure 7

Experimental arrangement for a triple sum-coincidence measurement. The addition given with respect to Figure 1 consists of CR3, PM3, CF3, Ampl. 3, D.D. 3 and a coincidence circuit. The gate signal now comes from the latter.

cidence method depends on how easily γ_1 can be selected with the third channel in the presence of other low-energy gamma rays. If it is known from other measurements that E_{γ_1} is smaller than the energy of all other gamma rays it is sufficient to require that there is a signal from CR3. This means that a wide channel can be used on γ_1 . Fig. 8 gives the results of such a measurement. Here all cascades to the 1.27 MeV

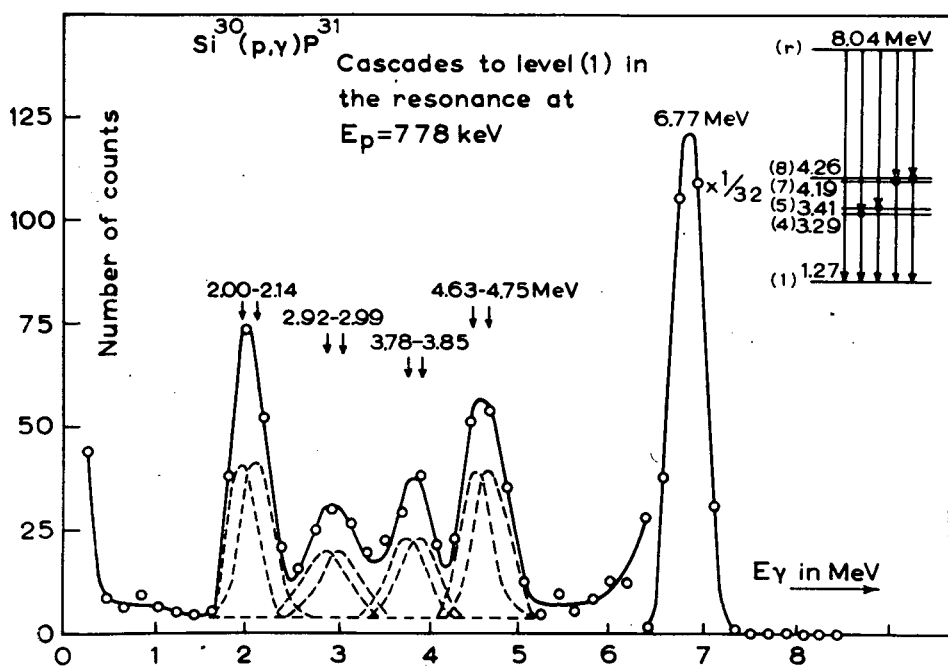


Figure 8

Triple sum-coincidence measurements showing the cascades to level (1) in P^{31} in the reaction $Si^{30}(p,\gamma)P^{31}$ at $E_p = 778$ keV.

level in P^{31} are observed at the 778 keV resonance in the reaction $Si^{30}(p,\gamma)P^{31}$. The third channel is set from 0.7 to 1.4 MeV to avoid interference of low-energy escape-radiation from CR1 and CR2. The sum channel is set at 8.04 minus 1.27 MeV. In this experiment the resolution of the sum channel is good enough because the next higher-energy gamma ray belonging to a triple cascade is about 2 MeV and thus the remaining energy is much less than the sum-channel setting.

The analysis as given in Fig. 8 is obtained by comparing the results of the triple sum-coincidence measurement with the results from the analysis of the single spectrum. Four cascades to the level at 1.27 MeV are apparent, namely: 4.75, 2.00 MeV, 4.63, 2.14 MeV, 3.85, 2.92 MeV, and 3.78, 2.99 MeV. The large sum peak represents the transition from the resonance level to level (1).

The applicability of the sum-coincidence method is not restricted to (p,γ) reactions. It can, for example also be applied to (n,γ) and $(d,p\gamma)$ reactions, and to (β,γ) processes. In the two latter cases one counter has to be suitable to detect the charged particle. In, for example, $(d,p\gamma\gamma)$ and $(\alpha,n\gamma\gamma)$ reactions, and $(\beta\gamma\gamma)$ processes it is sufficient to select with a third counter one charged particle group and to require a coincidence of the sum-pulse from the two gamma detectors and the pulse from the third counter.

Acknowledgements

This investigation is part of the research program of the "Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie", and was made possible by financial support from the "Nederlandse Organisatie voor Zuiver Wetenschappelijk Onderzoek".

The author wishes to express his gratitude to Prof. P. M. Endt and Dr. P. B. Smith for their participation in the experiments and for kindly reading the manuscript.

REFERENCES

- (1) HOOGENBOOM A. M., *Nucl. Instr.* **3**, 57 (1958).
- (2) HOOGENBOOM A. M., *Thesis*, Utrecht 1958.

UTILISATION DES SEMI-CONDUCTEURS COMME DETECTEURS DE RAYONNEMENTS NUCLEAIRES

R. BOMAL, L. KOCH, NGUYEN VAN DONG ET C. SCHNEIDER - SERVICE DES CONSTRUCTIONS ELECTRIQUES, CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY (FRANCE)

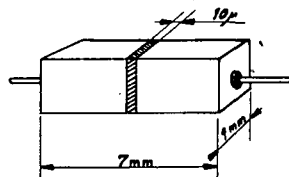
Par suite de l'extrême sensibilité des caractéristiques électroniques des semi-conducteurs à l'influence des radiations nucléaires, diverses études ont été entreprises en vue de l'application des semi-conducteurs à la détection des particules nucléaires et à la transformation directe de l'énergie nucléaire en énergie électrique.

Les éléments utilisés sont des jonctions NP au germanium ou au silicium obtenues soit par alliage, soit par tirage, soit par diffusion.

Jonctions utilisées pour la détection des rayons α FIG 1A

Germanium fabrication C.N.E.T

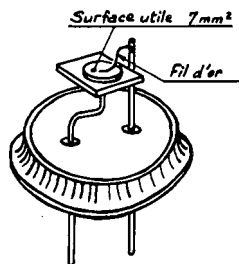
1) Tirage (type 1)



type N : Arsenic

type P : Gallium

2) Diffusion (type 2)



type N : Arsenic

type P : Gallium

$\rho_{\text{initial}} = 0,8 \Omega \text{ cm}$

$N_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

La figure 1 A représente une jonction par tirage et une jonction par diffusion au germanium. La figure 1 B représente une jonction par diffusion au silicium à grande surface.

Les différentes jonctions nous ont été fournies par le CNET¹⁾, la CSF²⁾, le LEP³⁾ et la Radiotechnique. Nous avons utilisé également une jonction à l'arseniure de gallium fabriquée au laboratoire du professeur Welker (Société Siemens-Schuckert) et quelques phototransistors en provenance des USA.

¹⁾ Centre National d'Etude des Télécommunications.

²⁾ Compagnie Générale de TSF.

³⁾ Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée.

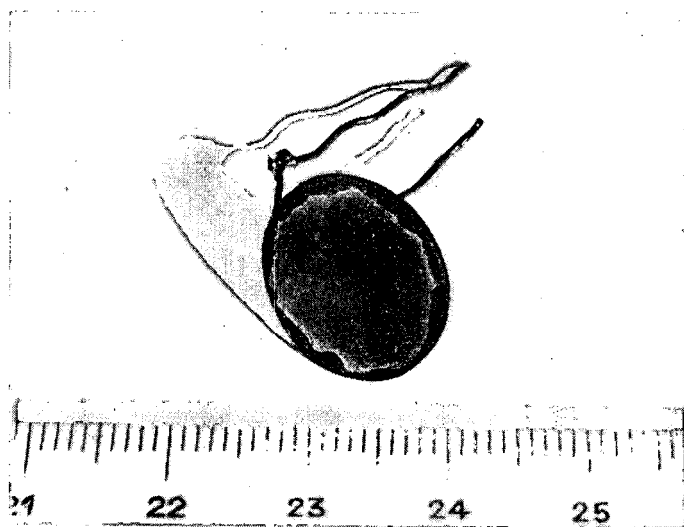


Figure 1 b

Les limites d'utilisation de tous ces éléments ont été établies: Bande passante, temps de réponse, bruit de fond, régime d'avalanche de la caractéristique inverse courant-tension.

La détection directe des particules α par une jonction NP a été étudiée par Mademoiselle Schneider et la conversion directe des particules β en énergie électrique par M. Nguyen van Dong (1), (2).

Une étude est actuellement en cours en vue de la détection des neutrons lents en utilisant des jonctions NP au Si formées par diffusion de Bore et fabriquées par la Société Silec.

Etude des caractéristiques électroniques des semi-conducteurs

Nous allons rapidement passer en revue les principales caractéristiques électroniques des semi-conducteurs.

Ces caractéristiques ont été étudiées avec la lumière d'un tube au néon modulé ou pulsé suivant les besoins de l'expérience.

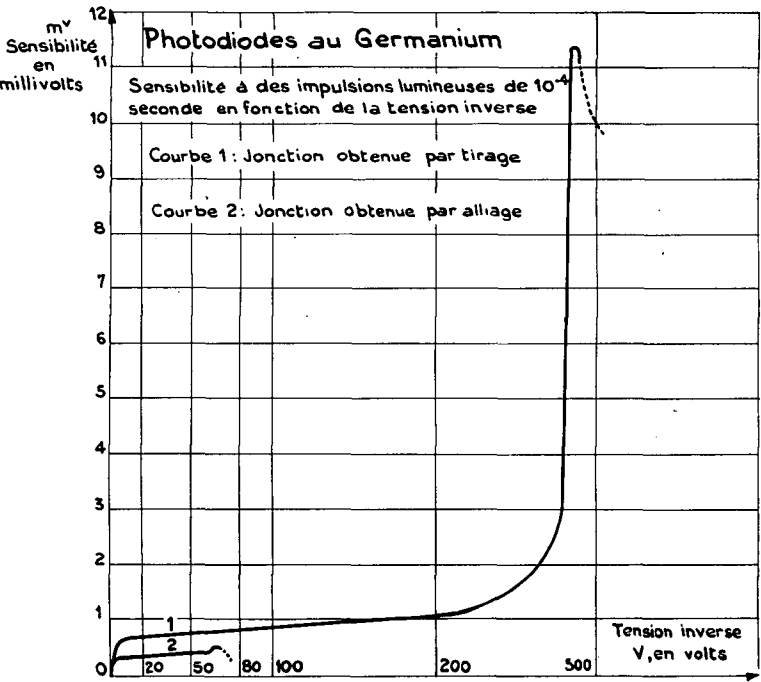
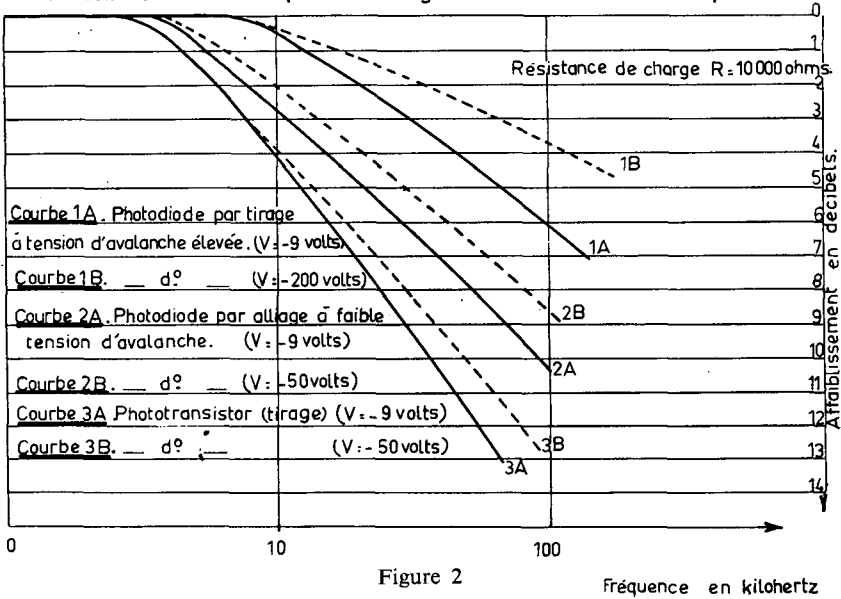
Nous avons ainsi étudié la bande passante, en observant l'affaiblissement du signal électrique recueilli aux bornes du cristal, en fonction de la fréquence du signal lumineux sinusoïdal pour des polarisations différentes de la jonction (figure 2). On voit que la bande passante définie pour un affaiblissement de 3 décibels se situe entre 8 et 75 KHz suivant les cristaux et la tension de polarisation. La bande passante s'améliore en augmentant la polarisation, par suite de la diminution de la capacité de la jonction (courbes en pointillés).

L'étude avec des impulsions lumineuses de différentes largeurs, nous a permis de déterminer la reproductibilité à 10 % près du temps de décroissance d'une impulsion pour une largeur de celle-ci supérieure ou égale à 10^{-5} seconde. Ceci dans le cas d'une jonction par tirage polarisée de telle façon que son point de fonctionnement se situe au début de la région d'avalanche.

Si on augmente la tension de polarisation, on constate que l'amplitude du signal obtenu croît par suite de la multiplication des porteurs de charge injectés. Au début

Courbe de réponse des photodiodes et des phototransistors au germanium.
en présence d'un signal lumineux sinusoïdal

Affaiblissement de l'amplitude du signal en fonction de la fréquence.



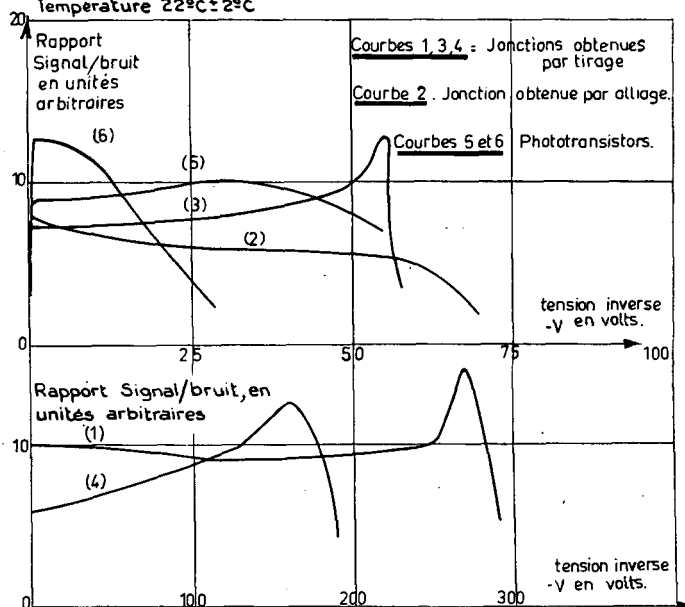
de la zone d'avalanche, le gain maximum en sensibilité est de l'ordre de 15 par rapport à la région de saturation avec des jonctions par tirage et inférieur à 2 avec des jonctions par alliage. Le gain est limité par la décroissance de la résistance dynamique de la jonction (de quelques 10^7 ohms à quelques 10^3 ohms) et par la croissance du bruit de fond (figure 3).

L'étude du bruit de fond a été faite par comparaison avec un générateur étalon de bruit utilisant le principe de la diode saturée.

Les 3 composantes du bruit ont été étudiées: composante de Nyquist, de Schottky et composante en $\frac{1}{F}$. Cette dernière est négligeable à des fréquences supérieures à 10 KHz.

La limite de sensibilité a été déterminée; les jonctions NP par tirage type CNET et LEP se sont révélées les plus sensibles dans les conditions suivantes: à la température ambiante et pour une bande passante de 1 MHz on obtient un rapport signal sur bruit égal à l'unité pour un signal de 10^{-8} ampères.

Fig.4 - Photodiodes et phototransistors au germanium
rapport signal/bruit en fonction de la polarisation
Temperature $22^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$



Les courbes de la figure 4 montrent les variations du rapport signal sur bruit en fonction de la tension de polarisation inverse. Le maximum de ce rapport se situe au début de la région d'avalanche avec les jonctions par tirage (courbes 1, 3 et 4). Avec les jonctions par alliage ce maximum est beaucoup moins net et situé au début de la région de saturation (courbe 2). Avec des phototransistors il est très variable et très imprécis (courbes 5 et 6).

Il résulte de ces diverses expériences qu'une jonction NP permet d'autant mieux la détection de particules ionisantes de faible énergie qu'on utilise un filtre passe

haut bien étudié pour éliminer la composante de bruit en $\frac{1}{F}$ et qu'on polarise cette jonction de telle façon que son point de fonctionnement se situe au début de la région d'avalanche de la caractéristique inverse courant tension.

Détection des particules nucléaires

Toutes nos expériences de détection et de conversion de particules nucléaires ont été faites avec des jonctions NP.

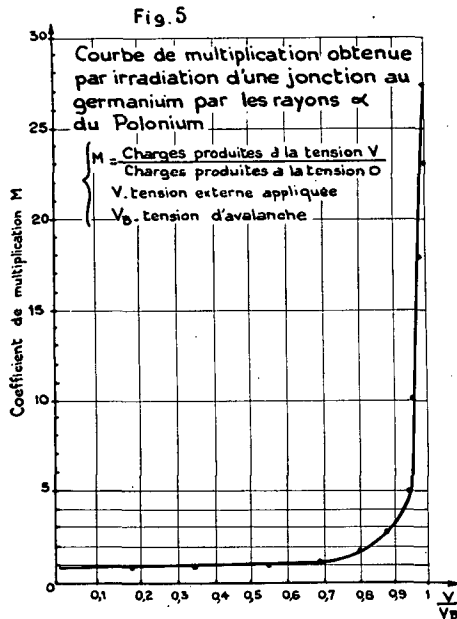
Les particules nucléaires chargées créent par ionisation dans le cristal un certain nombre de porteurs de charges. Ceux-ci diffusent vers la zone de transition où ils sont séparés par le champ électrique interne. Il en résulte l'apparition d'une différence de potentiel aux bornes du cristal.

(a) Détection des particules α .

Le phénomène a été étudié d'abord par Mc Kay(3), (4) et Orman(5) sur des jonctions par tirage. Puis J. Mayer et B. Gossick(6) ont montré la possibilité d'utiliser les jonctions par diffusion pour la spectrométrie α .

L'étude de la détection directe des particules α individuelles a été faite avec les jonctions NP montrées sur la figure 1A.

La source de rayons α utilisée est du Polonium 210. L'amplitude de l'impulsion recueillie aux bornes du cristal varie de 20 à 50 millivolts suivant les cristaux. Dans la région d'avalanche, le phénomène de multiplication des charges dû au champ électrique donne un gain maximum en sensibilité de 30 par rapport à la région de saturation du courant inverse.

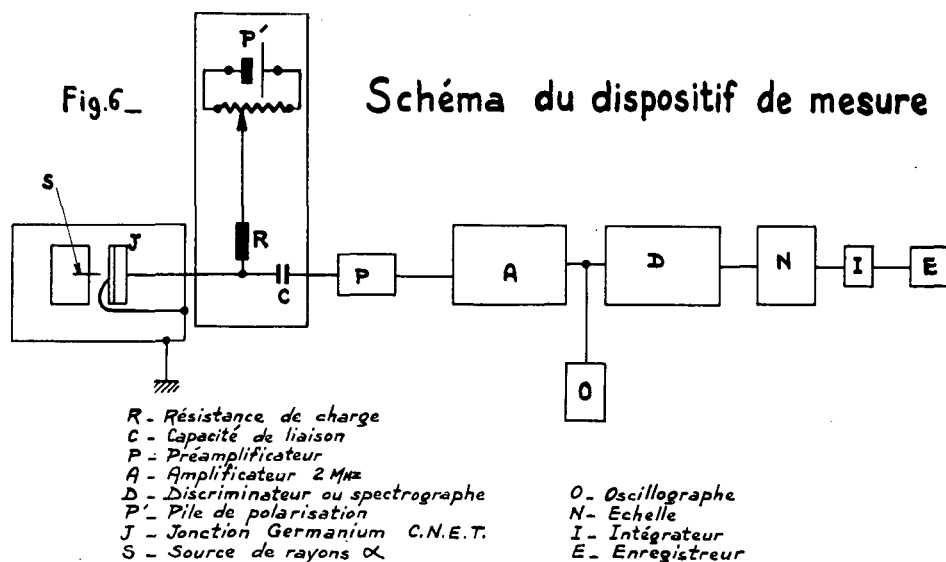


La figure 5 représente la variation du facteur de multiplication en fonction de la tension inverse appliquée. Ce dernier est limité ici également par la résistance dynamique de la jonction et par la croissance du bruit de fond.

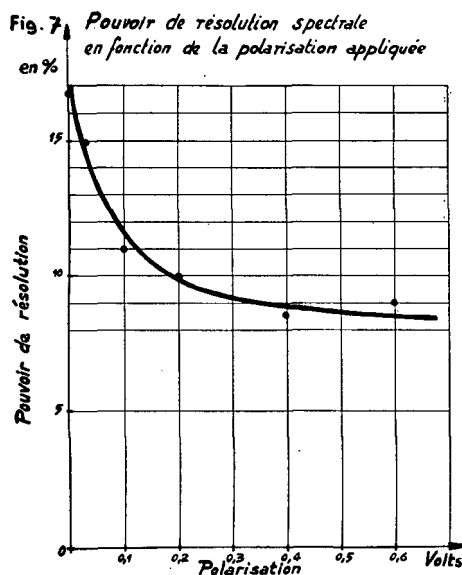
Résolution en énergie pour des rayons α de 5,3 MeV

Nous avons utilisé une jonction diffusée au germanium de surface circulaire de 7 mm² (type CNET). La jonction se trouvait à 7 μ de la surface de germanium. Le flux de particules α peut être considéré perpendiculaire au plan de la jonction.

Le schéma du dispositif de mesures est montré figure 6.



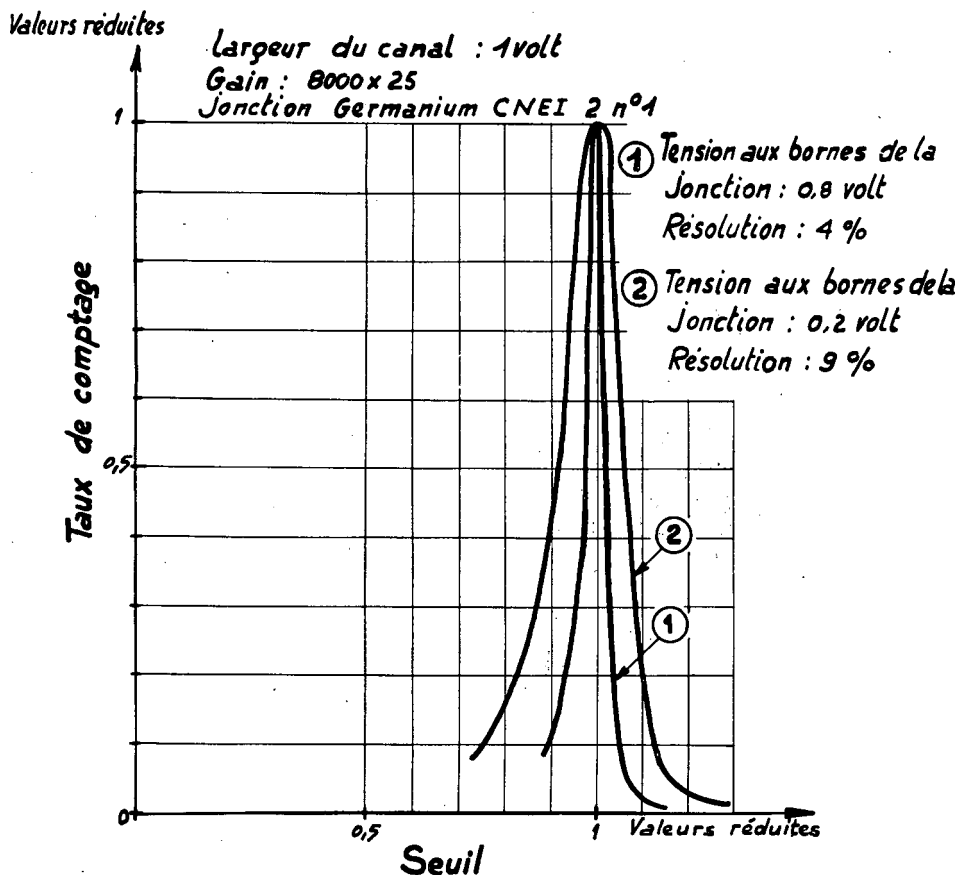
La résolution en énergie s'améliore à mesure que la tension de polarisation augmente; on voit sur la figure 7 que la largeur à mi-hauteur du spectre d'impulsions



obtenu varie de 17% environ pour une tension de polarisation nulle à 8% pour une tension de 0,7 V. La figure 8 montre deux spectres obtenus pour deux valeurs différentes de la polarisation du cristal.

Fig. 8

Spectres α obtenus pour des valeurs différentes de la polarisation du cristal



Nous avons constaté dans le meilleur des cas une résolution de 4% à 5 MeV. Le rendement quantique est égal à 1 quelle que soit la tension de polarisation. Le palier de comptage a une largeur de quelques volts à quelques dizaines de volts suivant le type de cristaux utilisé.

(b) Détection des rayonnements β et γ .

La création de défauts avec des particules de grande énergie (supérieure à 0,6 MeV dans le cas du germanium et 0,2 MeV environ dans le cas du silicium pour les rayons β) influe sur les caractéristiques électroniques de la jonction et se traduit par une diminution de sa sensibilité de détection.

Pour éviter cet inconvénient, nous avons disposé un scintillateur entre la source radioactive et le cristal. Compte tenu des caractéristiques du germanium et du silicium, le meilleur scintillateur est actuellement le CdS activé au cuivre.

La détection individuelle des particules β et photons γ n'est pas possible à l'heure actuelle avec les scintillateurs dont nous disposons. Un gain en sensibilité de 10 à 100 est indispensable et, à cet effet, une étude sur les multiplicateurs de lumière est en cours.

L'utilisation d'une jonction NP pour la détection de ces particules présente seulement de l'intérêt pour la dosimétrie.

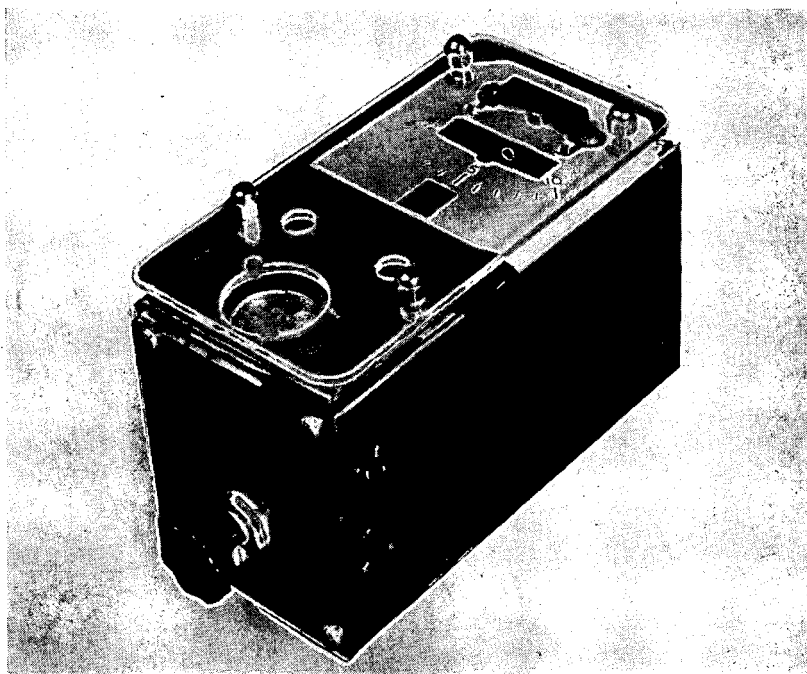


Figure 9

Nous avons réalisé un petit dosimètre dont la photographie est donnée figure 9. L'élément sensible est une jonction à l'arseniure de gallium de 1 cm^2 de surface. Le courant continu obtenu est amplifié d'un facteur 40 et mesuré avec un micro-ampèremètre. Le temps de réponse de l'appareil est de 2 secondes; son seuil de sensibilité pour les rayons β est de 10^3 Röntgens par heure. On a vérifié la linéarité de la réponse en fonction du flux reçu dans le domaine de 10^3 à 10^4 Röntgens par heure jusqu'à présent.

Dans le cas de flux de quelques 10^3 Röntgens/heure, l'impédance de la jonction est assez élevée (plusieurs mégohms) et la réalisation de l'amplificateur à courant continu nécessite l'emploi de tubes électroniques. Les tubes pour prothèse auditive DL 67 conviennent parfaitement.

Avec des flux supérieurs à 10^4 Röntgens/heure, l'impédance de la jonction est faible (quelques milliers d'ohms), un amplificateur à transistors est alors utilisable.

(c) Détection des neutrons thermiques.

Les semi-conducteurs utilisés sont des jonctions NP au Silicium obtenues par diffusion de Bore (Sté SILEC). Ces jonctions ont un courant de saturation inverse de l'ordre du microampère, leur surface est de 25 mm².

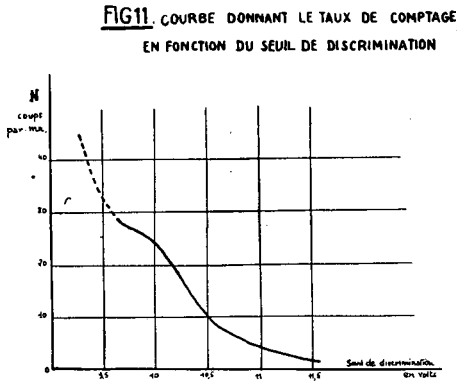
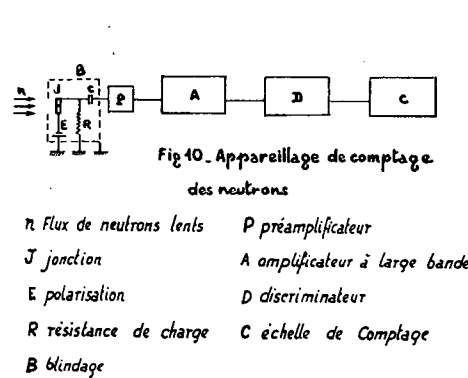
Le flux de neutrons thermiques est de 5.10⁵ n/cm²/sec. (sortie du canal E3 de la pile EL2).

L'interaction des neutrons avec les atomes de Bore produit des rayons α de 1,53 MeV qui ionisent le cristal.

Nous avons polarisé la jonction de telle façon que le rapport signal sur bruit soit maximum.

La jonction est exposée au flux de neutrons, puis soustraite à celui-ci par l'intermédiaire d'une feuille de Cadmium.

Les impulsions sont comptées avec une chaîne classique de mesure comprenant: un amplificateur à large bande type AMP, une échelle de mille et un discriminateur. Le schéma de l'appareillage est montré figure 10. La courbe de la figure 11 représente le taux de comptage obtenu en fonction du seuil de discrimination.



Avec les cellules utilisées, la faible proportion de Bore diffusée dans le silicium n'a pas permis une mise en évidence plus nette du phénomène. Le rendement de détection est de 5.10⁻⁶; il pourra être amélioré en augmentant la quantité de bore contenue dans le cristal, si possible en mettant une couche de bore en surface. Des expériences sont en cours avec la collaboration de la Société SILEC.

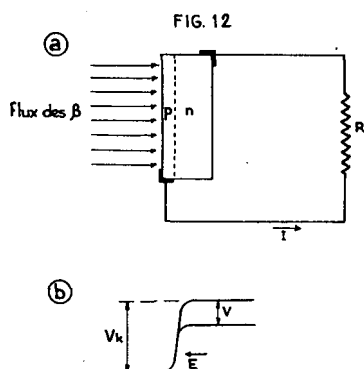
Conversion d'énergie nucléaire en énergie électrique

La possibilité de constituer une source d'énergie électrique de longue durée de vie en irradiant les jonctions NP avec des rayonnements nucléaires a été mise en évidence en 1954 par Rappaport(7), (8).

Le principe est ici le même que celui exposé pour la détection des particules. Sous l'action d'une irradiation constante et en reliant les deux régions N et P de la jonction par l'intermédiaire d'une charge R, il circule dans celle-ci un courant électrique I consécutif à la diminution de la hauteur de la barrière de potentiel V_K (figure 12).

Pour une résistance de charge R_P du circuit adapté, on obtient une puissance électrique maximum W_M . L'ensemble se comporte comme un générateur de courant

débitant dans une diode en parallèle avec deux résistances dont l'une non linéaire, R_I , est fonction du courant débité I_g et l'autre, R_P , est la charge adaptée (figure 13).

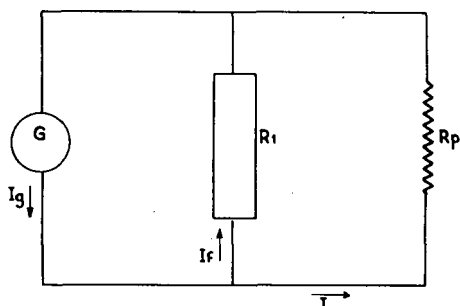


(a) Jonction p-n irradiée par les rayons β d'une source radioactive - R = résistance de charge

(b) V_k : hauteur de la barrière de potentiel de la jonction au repos.

V : chute de la barrière de potentiel pendant l'irradiation.

$\vec{E}$: champ électrique et son sens.



SCHEMA ÉLECTRIQUE ÉQUIVALENT

G - générateur de courant I_g

R_I - résistance non linéaire de la jonction

R_P - résistance de charge adaptée

Nos expériences ont été faites avec des jonctions de silicium de $1,5 \text{ cm}^2$ de surface et avec une source radioactive de $^{90}\text{Sr}^{90}\text{Y}$. La figure 14 représente les caractéristiques de charge de deux jonctions à 18°C .

On estime à 10 mc par cm^2 le flux de rayons β reçu pour chaque cristal. Les résultats expérimentaux sont indiqués dans le tableau suivant.

Jonction	I_0	V_{co}	I_g	R_P	W_M	η
n° 1	$12 \mu\text{A}$	$5,5 \text{ mV}$	$1 \mu\text{A}$	$5 \cdot 10^3 \Omega$	$1,7 \cdot 10^{-9} \text{ W}$	$5 \cdot 10^{-5}$
n° 2	$2,5 \mu\text{A}$	31 mV	$1,2 \mu\text{A}$	$2,5 \cdot 10^4 \Omega$	$1,1 \cdot 10^{-8} \text{ W}$	$3 \cdot 10^{-4}$

I_0 = Courant de saturation inverse.

I_g = Courant de court circuit.

V_{co} = Tension à circuit ouvert.

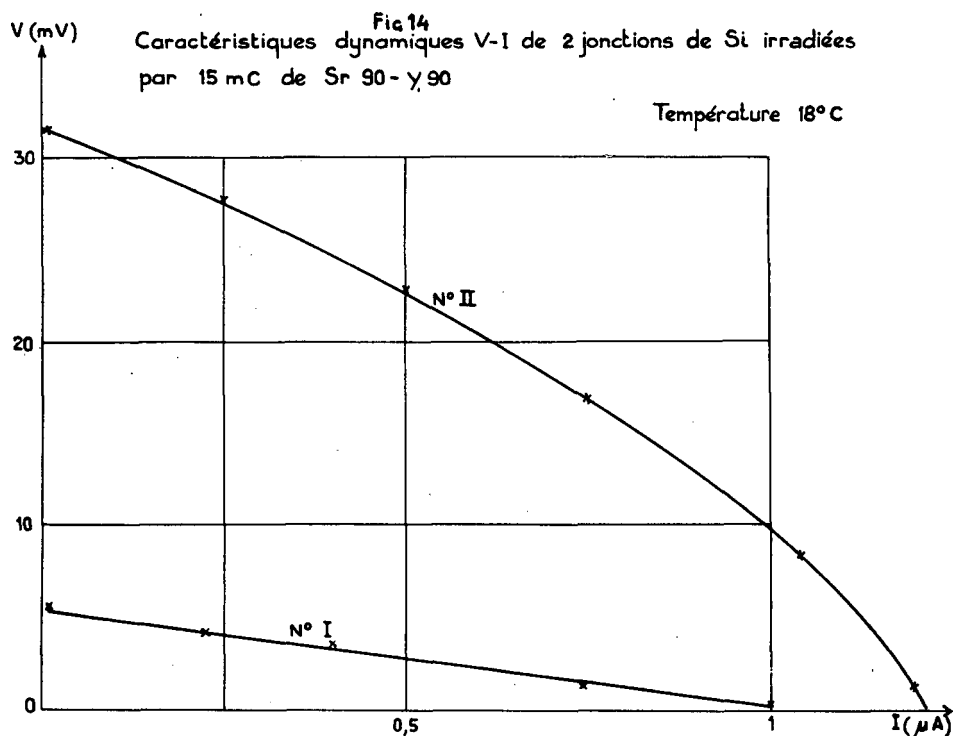
R_P = Résistance de charge.

W_M = Puissance électrique maximum dans R_P .

η = Rendement défini en tenant compte des pertes par transmission.

La faiblesse des rendements obtenues ici est due à des vitesses de recombinaison en surface et en volume très importantes.

Dans le cas de l'arseniure de gallium nous avons obtenu dans les mêmes conditions un rendement de $3 \cdot 10^{-3}$.



La forme des caractéristiques de charge dépend du rapport $\frac{I_g}{I_o}$. On a intérêt à avoir ce rapport le plus grand possible. Ceci est obtenu en réduisant I_o et en améliorant I_g .

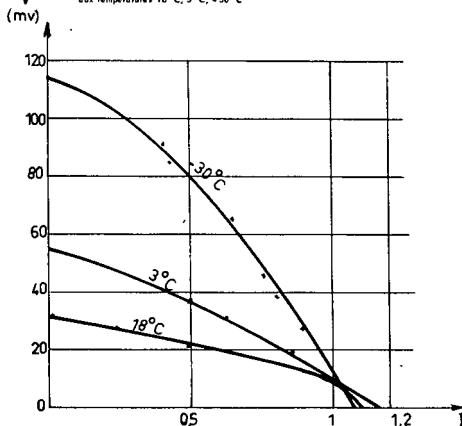
Pour une intensité donnée de la source radioactive nous obtiendrons un meilleur rapport I_g/I_o :

- 1°) En choisissant un semi-conducteur présentant une grande largeur de bande interdite; celle-ci vaut respectivement, dans le cas de germanium du silicium et de l'arseniure de gallium: 0,7 eV, 1,1 eV et 1,5 eV.
- 2°) En utilisant un cristal dans lequel la vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires soit suffisamment faible dans la région où se fait l'absorption des rayons β .
- 3°) En choisissant une épaisseur du semi-conducteur du même ordre de grandeur que le parcours des particules nucléaires utilisées.

On peut également augmenter le rapport $\frac{I_g}{I_o}$ en refroidissant la jonction. Le rendement croît d'un facteur 4 lorsqu'on refroidit le cristal de 17° C à -30° C — courbes de la figure 15.

Toutes choses étant égales par ailleurs, lorsque l'intensité de la source radioactive croît, le rendement augmente. Ainsi, avec un flux de 1 curie par cm², le rendement théorique devient $5 \cdot 10^{-3}$ avec la jonction au silicium n° 2 et 10^{-2} avec la jonction d'arseniure de gallium.

Fig. 15 Caractéristique dynamique V.I
de la jonction de Si N° 2
irradiée par 15 mc de Si^{90} - Y 90
aux températures 18° C, 3° C, -30° C



A l'heure actuelle ces convertisseurs d'énergie sont utilisables dans le domaine allant du microwatt au milliwatt; ils peuvent constituer des piles électriques dont l'intérêt réside dans la grande durée de vie pratiquement égale à la période du radioélément utilisé, si on choisit un radioélément d'énergie suffisamment faible (PROMETHEUM 147 par exemple) ou qu'on interpose devant le cristal un scintillateur de CdS activé au cuivre. Dans ce dernier cas le rendement est réduit à 33 % de sa valeur en absence de scintillateur.

Conclusion

Les performances des semi-conducteurs dans leurs applications à la détection et à la conversion de rayonnements nucléaires sont liées à leur qualité de fabrication.

Lorsque les techniques de diffusion seront d'avantage avancées ainsi que la technologie des jonctions à grande surface, il sera possible d'améliorer les propriétés de multiplication dans la région d'avalanche en vue de la détection individuelle des particules nucléaires. Les résultats sont à l'heure actuelle très encourageants.

Un détecteur de ce genre a l'avantage d'une grande simplicité, son volume peut être très réduit étant donné qu'il ne comporte aucune alimentation Haute Tension; l'électronique peut être transistorée.

Avec les perfectionnements espérés, il sera possible également d'améliorer sensiblement le rendement de conversion de l'énergie β en énergie électrique et le développement des piles nucléaires miniatures de longue durée de vie et de grande simplicité.

Une pile de ce genre présente un intérêt considérable pour alimenter certains appareils transistorés de faible consommation et où la miniaturisation est de plus en plus poussée (postes récepteurs radio bracelets, amplificateurs de son pour les personnes atteintes de surdité . . .), soit encore pour actionner les montres.

En disposant d'une activité suffisamment élevée (quelques dizaines de Curies) et d'un nombre plus important de cellules de semi-conducteurs, on peut obtenir des milliwatts. Dans ce cas, ces sources d'énergie électrique se révèlent particulièrement précieuses pour la technique des télécommunications (alimentation des amplificateurs téléphoniques pour câbles sous-marin) ou encore pour fournir l'énergie électrique à des dispositifs profondément immergés au pôle pendant des années dans le but d'effectuer des études océanographiques.

Des détecteurs miniatures pour les applications industrielles des radioéléments peuvent dès maintenant être réalisés. Ils sont robustes et de conception très simple. Leur mise au point pour des sources suffisamment intenses ne présente aucune difficulté.

Enfin en ce qui concerne la détection des neutrons thermiques, la mise en évidence du phénomène nous permet d'envisager la mise au point de détecteurs ponctuels et portatifs.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) KOCH L. et VANDONG N., «Influence des défauts créés par des électrons de grande énergie sur les caractéristiques électriques des jonctions P.N.»
Congrès international sur la physique de l'état solide, Bruxelles, Juin 1958.
- (2) VAN DONG N., «Utilisation des semi-conducteurs comme convertisseurs de l'énergie nucléaire en énergie électrique»; Congrès International sur la physique de l'état solide, Bruxelles, Juin 1958.
- (3) Mc KAY K. G., *Phys. Rev.* **84**, 829 (1951).
- (4) Mc KAY K. G. et Mc AFEE K. B., *Phys. Rev.* **91**, 1079 (1953).
- (5) ORMAN C., M. S. Thèse, Université de Purdue 1951.
- (6) MAYER J. et GOSSICK B., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1 M, Série 2, 322 (1956).
- (7) RAPPAPORT P., «The Electron-Voltaic effect in P-N junctions induced by β particle bombardment», *Phys. Rev.* **93**, 246 (1954).
- (8) RAPPAPORT P., LOFERSKI J. J. et LINDER E. G., «The electron-voltaic effect in Germanium and Silicon P-N junctions», *R. C. A. Rev.* **17**, 100 (1956).

LA SCINTILLATION DANS LES GAZ NOBLES ET LEURS MELANGES

L. KOCH - CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY (FRANCE)

Quand un gaz noble est traversé par une particule nucléaire chargée, environ la moitié de l'énergie de la particule est utilisée pour ioniser le gaz; cependant une importante partie de l'énergie de la particule est réémise sous forme de photons.

La scintillation ainsi produite dans les gaz nobles ou leurs mélanges est facilement détectable avec un photomultiplicateur classique, comme l'a montré Grunn en 1951 (1). Ceci permet, d'une part, l'étude du mécanisme des échanges d'énergie dans les gaz, et d'autre part, la détection des particules nucléaires; ces scintillateurs réunissent en effet un certain nombre de caractéristiques spécifiques des scintillateurs couramment utilisés à l'heure actuelle.

Quelques chercheurs, notamment C. Eggler, R. Nobles (2), C. S. Wu (3), M. Forte (4), ont étudié depuis 1954 différents aspects de ce phénomène; on parlera ici des résultats obtenus à Saclay avec la collaboration technique de M. R. Lesueur.

On utilise les gaz spectroscopiquement purs préparés par la Société «l'Air Liquide», contenus dans des ampoules en pyrex à fenêtre de quartz scellées au chlorure d'argent ou de façon classique. La scintillation est observée avec un photomultiplicateur à fenêtre de quartz type Dario 51 UVP ou EMI 6255. Le gaz est excité par des particules α de l'uranium ou du polonium. La pression de remplissage est, sauf indication contraire, de 740 mmHg.

Caractéristiques de la scintillation

ETUDE SPECTRALE ET RENDEMENT DE LA SCINTILLATION

Les spectres de raies obtenus lorsqu'on irradie les gaz avec une source α de 100 mC ont été étudiés dans le domaine de 2100 à 6000 Å avec un spectrographe U.V. à grande luminosité, type UV 24, de la Société Générale d'Optique (ouverture relative F/3,5).

Le phénomène le plus intéressant est l'apparition des raies des impuretés mercure et azote, et ceci pour des concentrations inférieures à une partie par million dans le premier cas, et 10 parties par million dans le second cas.

L'interprétation quantitative des spectres obtenus est en cours.

Les spectres tracés dans le cas de gaz rares contenant des proportions croissantes d'azote montrent:

- 1°) Une augmentation de l'intensité des raies de l'azote avec sa concentration dans le cas général. Dans le cas de l'hélium et pour la raie 3919 Å appartenant au spectre de l'atome d'azote une fois ionisé, l'intensité de la raie passe par un maximum pour une concentration d'azote de 200 p.p.m.
- 2°) La raie de résonance du mercure (Fig. 1) qui apparaît dans le cas de l'hélium contenant une quantité d'azote supérieure ou égale à 10 p.p.m. a une intensité qui croît avec la concentration d'azote. Ceci prouve l'existence de transferts d'énergie de l'hélium sur l'azote, puis sur le mercure et enfin sur un niveau inférieur de l'azote¹⁾.

Dans le cas des gaz rares purs, les raies obtenues les plus intenses sont situées dans le proche ultra-violet, mais ce qui précède montre qu'une importante fraction

¹⁾ L'analyse densitométrique a été effectuée avec la collaboration de M. Artaud du D.M.C.A. de Saclay. La largeur des raies obtenues rend les mesures très peu précises.

de l'énergie lumineuse est émise dans le lointain ultra-violet, comme l'a déjà montré L. Colli dans le cas de l'excitation par choc électronique dans un compteur proportionnel(5).

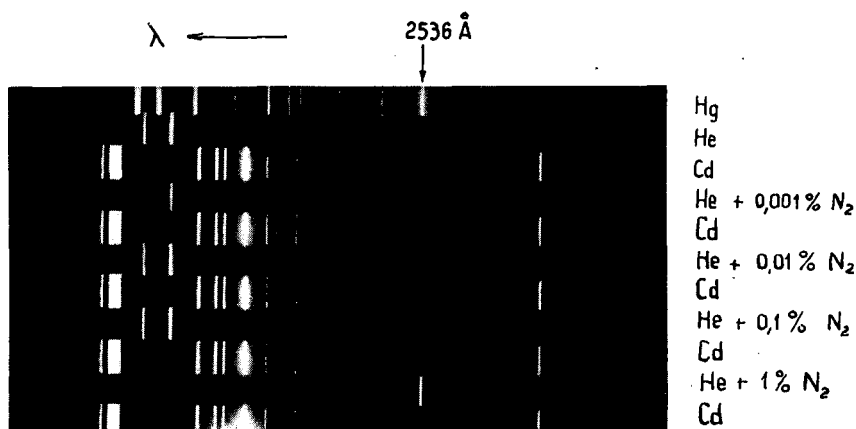


Figure 1
Spectre de l'Hélium excité par les rayons α du Polonium.
Influence de l'Azote.

L'extrême sensibilité de l'émission de lumière aux traces d'impuretés rend l'étude délicate et explique les résultats contradictoires publiés en ce qui concerne, d'une part, l'intensité de la scintillation dans une bande donnée de longueur d'onde, et d'autre part la durée de cette scintillation(6).

Par choc de seconde espèce entre les atomes de gaz nobles et l'azote, on peut ramener la scintillation initiale du gaz noble dans la région visible du spectre.

Les deux courbes suivantes (Figures 2 et 3) montrent la variation de l'amplitude des impulsions en fonction de la concentration d'azote dans l'argon et l'hélium. Avec une optique de quartz, le maximum est obtenu pour 5 % d'azote dans l'argon et 0,001 % d'azote dans l'hélium.

Appelons δ le nombre de photoélectrons partant de la photocathode lorsqu'une particule α de 5 MeV est absorbée dans le gaz et comparons au cas de l'iodure de sodium activé au thallium pour lequel $\delta = 4000$ (7). Les cas les plus intéressants sont les suivants:

Xénon	$\delta = 400$
Hélium	$\delta = 800$
Argon + 5 % Azote	$\delta = 380$
Hélium + 0,001 % Azote	$\delta = 1200$

Les mesures ont été effectuées avec une optique de quartz, l'amplitude de l'impulsion intégrée obtenue à l'anode du photomultiplicateur est mesurée avec un oscillographe Tektronix 535. Les résultats sont nettement meilleurs que ceux obtenus précédemment(8), (9), cela tient essentiellement à une meilleure technologie des tubes et à une plus grande pureté des gaz. Dans le cas de l'hélium, les résultats sont extrapolés à partir d'une fraction du parcours du rayon α dans l'hélium égale à 4 cm, le parcours

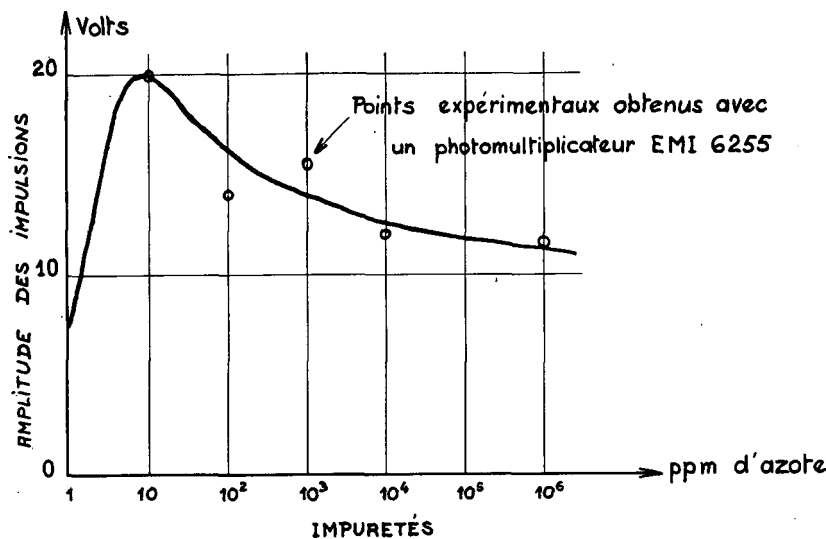


Figure 2
Amplitude des impulsions en fonction de la concentration de l'azote dans l'hélium.

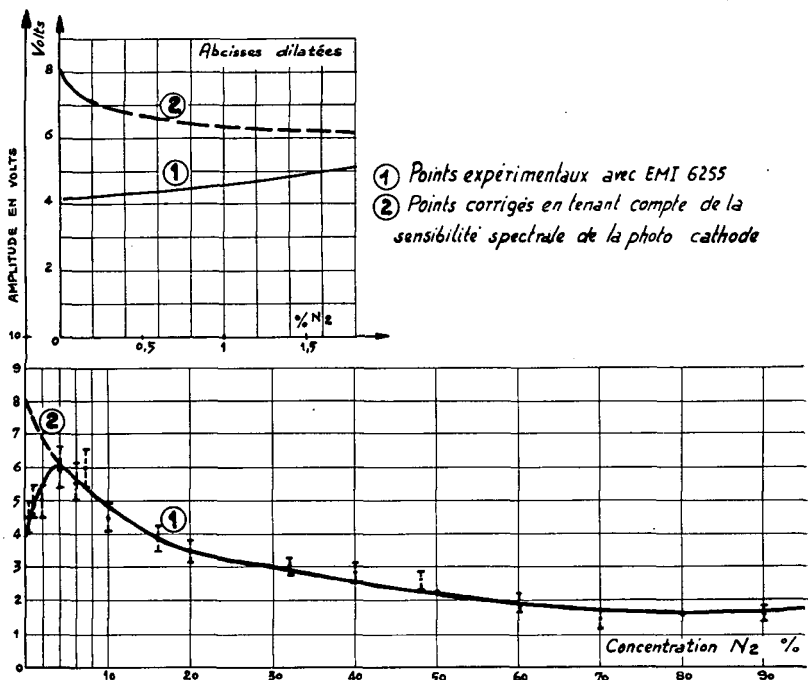


Figure 3
Amplitude des impulsions en fonction de la concentration de l'azote dans l'argon.

total à la pression de 740 mmHg étant 19,3 cm. On a vérifié que l'impact des rayons α sur la fenêtre de quartz produisait une luminescence inférieure au bruit de fond thermoélectronique du photomultiplicateur à la température ordinaire.

Dans le cas des gaz purs, l'utilisation d'un convertisseur de lumière tel le tetraphénylbutadiène permet d'obtenir un gain de 4 environ, mais ceci au détriment de la stabilité dans le temps du scintillateur par suite de l'effet d'empoisonnement dû à la vapeur organique. Récemment un gain de 10 a été obtenu par J. A. Nortrop(10) dans le cas du xénon en utilisant le p.p' diphenyl stilbène, à condition d'assurer une circulation continue du gaz, par exemple sur de l'uranium chauffé à 800° C.

L'utilisation d'une optique de quartz a l'avantage d'une grande simplicité et assure une stabilité dans le temps du scintillateur pratiquement illimitée (supérieure à 1 an). De plus, le temps de luminescence obtenu est plus court, le degré de pureté possible étant beaucoup plus grand.

Dans le cas du xénon, la résolution en énergie obtenue avec une optique de quartz est de 10% à 5 MeV.

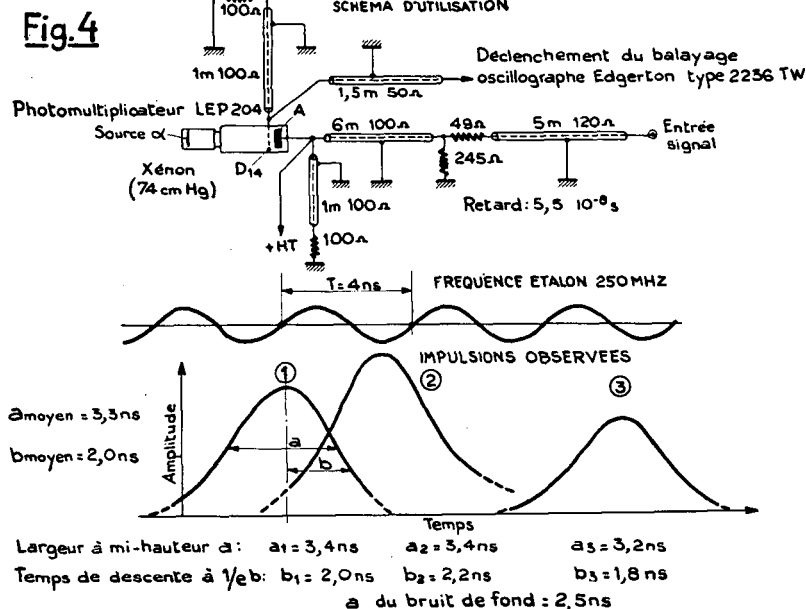
On peut l'améliorer en utilisant un convertisseur de lumière et en cyclant le gaz(3), nous verrons qu'on peut l'améliorer également en appliquant un champ électrique au gaz.

MESURE DES CONSTANTES DE TEMPS DE DÉCROISSANCE DE LA SCINTILLATION

(a) Influence des impuretés.

La caractéristique essentielle des scintillateurs gazeux est leur temps de luminescence très court. La mesure a été effectuée en collaboration avec M. Y. Kœchlin à l'aide d'un photomultiplicateur Dario 56 A.V.P. et d'un oscillographe Edgerton type 2236 TW. Le schéma expérimental est représenté sur la Figure 4. Le temps de transit

Forme des impulsions provenant de l'excitation du xénon par les rayons α du polonium



des électrons dans l'hélice du tube est de $3,5 \cdot 10^{-10}$ s. Les câbles utilisés introduisent un temps de montée voisin de 10^{-9} s. Une fréquence étalon de 250 MHz a été utilisée pour les mesures de temps(11).

Les impulsions de bruit de fond du photomultiplicateur ont d'abord été étudiées; elles ont $2,5 \cdot 10^{-9}$ s. de largeur à mi-hauteur; dans le cas du xénon, la largeur à mi-hauteur des impulsions est de $3,3 \cdot 10^{-9}$ s. Ces mesures sont faites à 15% près. Notons que le temps de parcours de la particule dans le gaz est de $2,7 \cdot 10^{-9}$ s. On ne peut donc espérer un temps de luminescence plus court.

Le xénon est le seul gaz pur pour lequel nous avons pu mettre en évidence un temps de luminescence inférieur à 10^{-8} s.; en effet, dans les autres cas, la mesure avec ce dispositif a été impossible par suite de l'absence de fenêtre de quartz sur le photomultiplicateur et de la faible sensibilité de l'oscillographe (12 V par cm). Les résultats publiés précédemment(9) avaient été obtenus avec un photomultiplicateur type EMI 6255 et un oscillographe type 517. Les durées de luminescence déduites de ces mesures étaient limitées inférieurement par le temps de transit du photomultiplicateur, soit $2 \cdot 10^{-8}$ s. Ce temps de transit est le temps de montée de 10 à 90% de l'impulsion de tension reçue sur l'anode du photomultiplicateur pour une impulsion de lumière de quelques 10^{-10} s. illuminant la photocathode(12).

La présence d'impuretés, même en concentration très faible (10 parties pour un million dans le cas de l'Hélium), suffit à faire apparaître une seconde constante de temps de scintillation plus longue Θ' dont la valeur est fonction de la quantité d'impureté introduite et qui correspond à une longueur d'onde plus grande, ce qu'on peut montrer facilement à l'aide de filtres d'absorption.

Dans le cas des mélanges Argon-Azote on a déjà montré:

- 1°) Que cette seconde constante de temps apparaît pour une concentration de 10^{-4} d'azote, on a alors $\Theta' = 5 \cdot 10^{-7}$ s.
- 2°) Que Θ' décroît quand on augmente la concentration d'azote pour atteindre $4 \cdot 10^{-8}$ s. pour une concentration de 10^{-2} .

Dans le cas du xénon contenant 100 p.p.m. d'impuretés on a $\Theta' = 10^{-7}$ s., le phénomène rapide, de constante de temps Θ , correspondant à 75% de l'amplitude intégrée à l'anode du photomultiplicateur.

Les résultats obtenus pour les différents gaz étudiés sont résumés dans le tableau ci-dessous; R est la proportion de l'impulsion intégrée qui correspond au phénomène rapide.

	A	Kr	Xe	He	N ₂	He + 10^{-5} N ₂	A + 10^{-4} N ₂	A + 5% N ₂
Θ s	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$		$2 \cdot 10^{-8}$	
Θ' s		$2 \cdot 10^{-6}$	10^{-7}	$3 \cdot 10^{-6}$		$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-8}$
R %	100	50	75	10 ?			25	
Impuretés p.p.m.	≤ 10	≤ 100 + $3,6 \cdot 10^4$ Xe	≤ 100 + 10^4 Kr	≤ 10	≤ 10	≤ 20	≤ 20	≤ 20

A cause de la grande sensibilité de l'hélium aux traces d'impuretés, l'étude de la scintillation dans l'hélium est très difficile; le fait d'observer un changement dans le temps de décroissance et l'amplitude de la scintillation quand on ajoute 10 p.p.m. d'azote confirme un degré de pureté meilleur que celui déduit de l'analyse au spectrographe de masse²⁾: < 100 p.p.m., probablement azote.

Observée dans la bande 2500—5500 Å la longueur d'onde moyenne de la scintillation du mélange hélium et 10^{-5} d'azote est celle de l'azote; on a vu d'autre part que l'enregistrement des spectres d'émission montrait également la présence des raies de l'azote pour un taux d'impureté du même ordre.

(b) Etats métastables — Influence de la pression de remplissage.

L'augmentation de la pression de remplissage du gaz, en réduisant le temps de parcours de la particule nucléaire dans le gaz doit diminuer le temps d'émission rapide de la luminescence lié aux transitions entre niveaux «optiques» d'excitation.

Les niveaux d'excitation susceptibles d'introduire des temps de luminescence longs sont d'une part, les niveaux de «résonance» et d'autre part, les niveaux métastables. Pour les premiers, le retour à l'état fondamental ne peut se faire qu'en une seule émission, le photon correspondant étant très absorbable par le gaz; d'après Holstein(13) le temps d'emprisonnement est de 10^{-4} s. dans un cylindre de quelques centimètres de diamètre. Dans le cas des gaz rares, ces longueurs d'ondes sont courtes; la plus longue étant celle du xénon: 1460 Å.

Les niveaux métastables ont une durée de vie limitée principalement par les collisions de l'atome excité avec un ou plusieurs atomes neutres, cette durée Θ' dépendra donc fortement de la pression et de la température. Les ordres de grandeur sont les suivants dans le cas de l'argon, d'après Futch et Grant(14).

$5 \cdot 10^{-3}$ s. pour 1 mmHg et 300° K

$7 \cdot 10^{-7}$ s. pour 760 mmHg et 300° K

$3 \cdot 10^{-2}$ s. pour 1 mmHg et 77° K

20s. pour 10^{-4} mmHg et 300° K

Compte tenu des différents processus amenant la disparition des états métastables: diffusion et choc sur les parois, collisions doubles, collisions triples, destruction radiative directe à la fréquence ν , la loi de variation de Θ' avec la pression serait

la suivante $1/\Theta' = \frac{\alpha}{p} + Ap + Bp^2 + \nu$ (14), (15). Le fait que dans le cas de l'argon pur, très étudié jusqu'à présent, nous n'ayons pas mis en évidence ce temps long peut être dû:

- (1) Au manque de sensibilité de la méthode de mesure;
- (2) Au fait que la longueur d'onde d'émission est trop courte pour être décelée avec une optique de quartz comme semblent le prouver les travaux de L. Colli. Cependant, dans ces travaux le taux d'impuretés était très probablement supérieur à celui obtenu ici, en particulier à cause du convertisseur de lumière utilisé (graisse Apiezon). Or nous avons vu que la présence d'une concentration d'azote de 100 p.p.m. suffit à faire apparaître un temps de luminescence long, lié au transfert d'énergie des états métastables d'argon sur l'azote, dont la valeur $5 \cdot 10^{-7}$ s. correspond au chiffre donné par Futch. L'examen des spectres obtenus par irradiation des gaz par les rayons α montre que les transferts sur l'azote ne sont pas les seuls à considérer puisque la raie de résonance du mercure est visible dans tous les cas, sauf celui de l'hélium pur.

²⁾ Les analyses de gaz ont été effectuées au Service de Chimie Physique du C.E.N. par MM. Nieff et Bourguillot.

INFLUENCE D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE CONTINU ET UNIFORME SUR LA SCINTILLATION

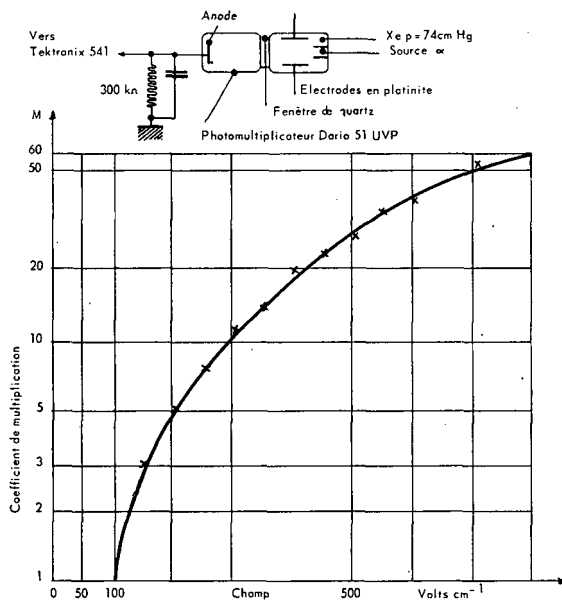
Les photons émis lors du passage de la particule nucléaire peuvent provenir à la fois de la recombinaison des ions formés et de la désexcitation des atomes du gaz.

Pour mettre en évidence la participation de la recombinaison des ions au phénomène de luminescence, il suffit de collecter les ions formés: on doit s'attendre à une diminution du rendement après collection.

Ward (1952) n'avait mis en évidence aucune variation dans la bande 3500—6000 Å après collection (16).

Nous avons repris ces expériences dans les bandes 3500—6000 Å et 2500—5500 Å. Le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure 5. On a vérifié que le champ électrique appliqué ne perturbait pas le fonctionnement du photomultiplicateur.

Fig. 5 - Influence d'un champ électrique uniforme sur la luminescence du xénon traversé par des particules α de 4,7 Mev.



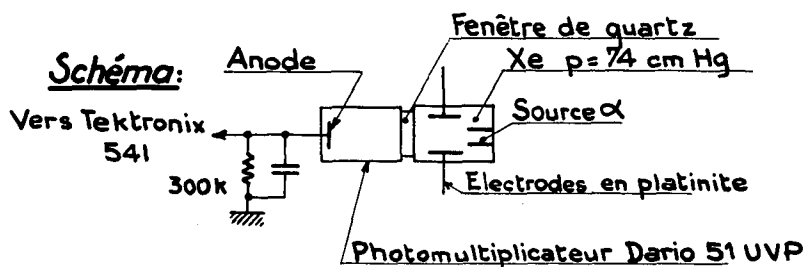
Nous avons obtenu les résultats suivants, quelle que soit la bande de longueur d'onde examinée:

- (1) Aucune variation de l'amplitude du signal tant que le champ électrique est inférieur à 100 volt/cm;
- (2) Un accroissement important du signal pour des champs électriques supérieurs, le coefficient de multiplication obtenu étant de 60 pour un champ de 600 volts/cm, et ceci en l'absence de multiplication électronique aux erreurs expérimentales près.

Donc, ou bien les photons émis lors de la recombinaison des ions sont situés en dehors de la bande spectrale observée, ou bien la diminution attendue du nombre de photons est masquée par le 2^{ème} phénomène que nous avons mis en évidence

et qui est analogue à celui observé pour les électrons dans le cas des compteurs proportionnels.

Ce phénomène peut s'expliquer de la façon suivante: les électrons formés par ionisation du gaz par les particules nucléaires incidentes sont accélérés dans le champ électrique et excitent les atomes de gaz. Le fait que la durée de luminescence correspondant à la multiplication soit de $2 \cdot 10^{-6}$ s. lorsque le rapport du champ électrique (en V/cm) et de la pression (en mm de mercure) est voisin de 1, valeur pour laquelle la vitesse des électrons est $3 \cdot 10^5$ cm s $^{-1}$ environ (21), rend très probable l'explication précédente.



Forme des signaux: Constante de temps à l'anode: 10^{-5} s

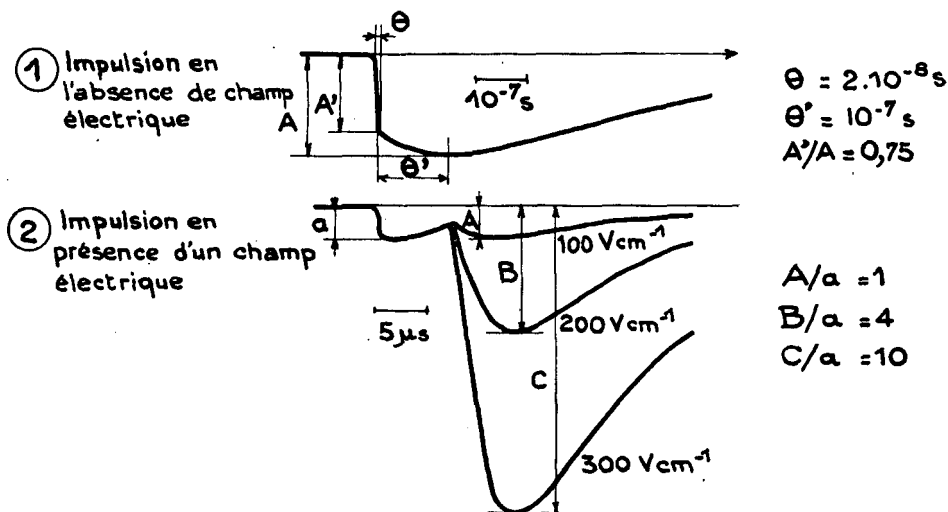


Figure 6

Influence d'un champ électrique uniforme sur les scintillations dans le xénon.

La Figure 6 montre la forme des signaux obtenus avec une constante de temps à l'anode du photomultiplicateur Dario 51 UVP de 10^{-5} s,

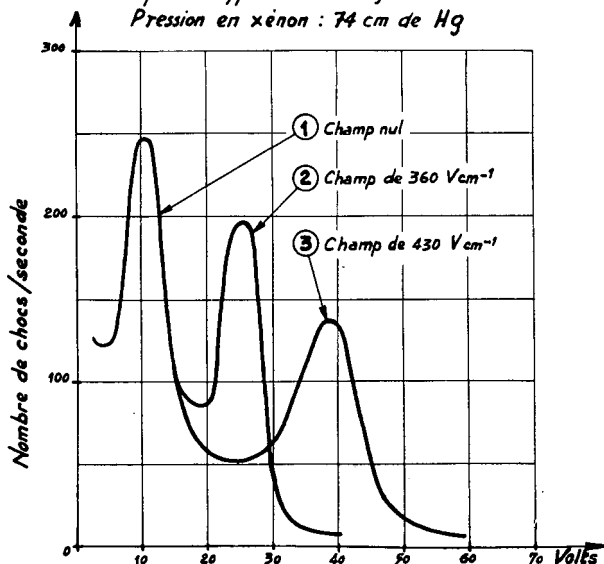
- (1) En l'absence de champ électrique;
- (2) En présence d'un champ électrique croissant.

Pour un champ de 100 Vcm^{-1} , l'impulsion secondaire a une amplitude égale à l'impulsion primaire, puis à mesure que le champ électrique croît l'impulsion primaire reste inchangée et l'amplitude de l'impulsion secondaire augmente. Si on analyse le spectre d'amplitude des impulsions obtenues, par exemple avec le spectrographe C.E.A. type SGE1, aux 2 parties de l'impulsion correspondent deux spectres d'impulsions (Figure 7). La résolution en énergie obtenue croît quand le facteur de multiplication croît.

Spectres α obtenus dans le xénon en présence d'un champ électrique uniforme

Fig.7

*Spectro type SGE1 - largeur du canal: 1v
Pression en xénon : 74 cm de Hg*



La mauvaise géométrie du système d'irradiation utilisé et l'absence de réflecteur sur les parois du tube expliquent, d'une part, la faible résolution en énergie obtenue ici et, d'autre part, le fait qu'elle soit seulement doublée quand le coefficient de multiplication est de 30.

L'utilisation d'un champ électrique doit donc permettre d'obtenir un rendement de scintillation supérieur à ceux obtenus dans le cas des scintillateurs solides classiques, mais ceci au détriment de la rapidité de réponse du scintillateur ; on passe de 3.10^{-9} s. à 2.10^{-6} s., mais en conservant toujours une fraction des photons émis en 3.10^{-9} s., ce qui, dans certains cas, peut présenter un grand intérêt.

Le phénomène de multiplication s'est révélé un paramètre encore plus sensible au taux d'impuretés que les temps de scintillation. En effet, pour un champ électrique donné appliqué au gaz, le coefficient de multiplication est divisé par 2, alors que ni le rendement, ni le temps de scintillation ne sont modifiés de façon mesurable.

Caractéristiques nucléaires des scintillateurs gazeux

PROPORTIONNALITÉ DE LA SCINTILLATION A L'ÉNERGIE CEDÉE AU GAZ

L'émission de lumière consécutive au passage d'une particule chargée dans le gaz est indépendante de la masse de cette particule, et est proportionnelle à l'énergie cédée au gaz. Ceci a été montré dans le cas des protons par R. A. Nobles(2). On l'a vérifié dans le cas des rayons α et des produits de fission de l'uranium 235(9). Le rapport des amplitudes des impulsions correspondant aux rayons α et à chacun des pics des produits de fission sont 1:11 et 1:17,6, d'autre part le rapport des abscisses des 2 maxima du spectre des produits de fission est égal à 2% près au rapport des énergies les plus probables des produits de fission (60,2 MeV et 96,5 MeV).

Donc, contrairement aux scintillateurs solides, même dans le cas d'ions lourds ayant une densité d'ionisation élevée, on n'observe pas de saturation dans l'intensité de la fluorescence émise. Ceci tient à la réversibilité des effets des radiations fortement ionisantes dans le milieu gazeux.

On a montré que cette linéarité était conservée en présence d'un champ électrique de 400 V/cm dans le cas des rayons α dont l'énergie est comprise entre 1 et 4 MeV (Figure 8).

Variation de l'amplitude des impulsions avec l'énergie perdue par les particules α dans le xénon en présence d'un champ uniforme

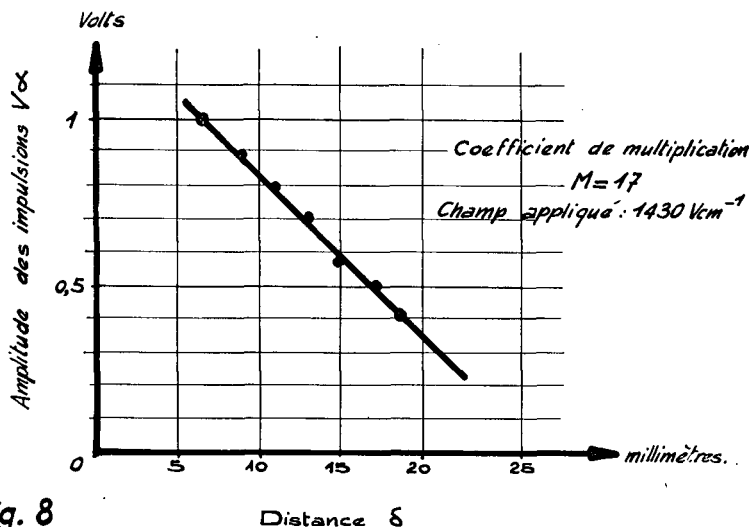


Fig. 8

Cette propriété permet la détection et les mesures d'énergie des ions de grande énergie en présence d'un flux important de particules d'énergie plus faible; c'est le cas des produits de fission et des rayons α , des protons et des rayons β etc. . . .

INFLUENCE DES RAYONS γ

L'étude a été faite avec un tube scintillateur rempli de xénon et contenant une cible d'uranium enrichi à 46% d'épaisseur équivalente à $15 \mu\text{g/cm}^2$. Le photo-

multiplicateur était de type 51 UVP à fenêtre de quartz. Les impulsions provenant de l'anode du photomultiplicateur, aux bornes d'une résistance de $150\ \Omega$, étaient envoyées à l'entrée d'un amplificateur S.E.A. type ABV 10.

D'après Koechlin et Pelchowitch(17), un rayon γ de 1 MeV arrêté dans le verre de la photocathode d'un photomultiplicateur donne 4 photoélectrons et la probabilité d'absorption est 4.10^{-2} .

Le gaz lui-même contribue de manière négligeable à la sensibilité du détecteur aux rayons γ . On a, donc, dans une étude préliminaire, étudié séparément la sensibilité aux rayons γ du photomultiplicateur seul, et la réponse aux neutrons thermiques de l'ensemble scintillateur-photomultiplicateur. Le spectre des rayons γ utilisé était limité à 1 MeV il s'agissait de produits de fission contenus dans des barres d'uranium en cours de désactivation (canal G18 du puits de désactivation de EL2).

On trouve une variation exponentielle du nombre d'impulsions dues aux rayons γ en fonction du seuil de discrimination, comme le prévoit la théorie simple concernant les empilements(18). La courbe de discrimination des produits de fission est située au-delà de la droite de discrimination correspondant à un flux de 1450 R/h de rayons γ . Le rendement de détection des produits de fission doit donc être voisin de 100% en présence d'un flux de rayons γ de 1450 R/h(9). Des expériences complémentaires sont en cours pour déterminer complètement les caractéristiques d'un tel détecteur de neutrons thermiques, en présence des flux de rayons γ plus énergiques existant dans un réacteur atomique en marche. Les premiers résultats obtenus avec la collaboration de M. R. Bomal confirment l'influence négligeable du scintillateur dans la sensibilité du détecteur aux rayons γ et la possibilité de discrimination des produits de fission en présence d'un flux de rayons γ de 3000 R/h (canal V21 de EL2).

RÉSOLUTION EN ÉNERGIE

On peut obtenir couramment une résolution de 10% à 5 MeV avec le xénon ou le mélange argon-azote à 5% d'azote, une résolution de 4% à 5 MeV a été obtenue par C. S. Wu(3) en présence d'un convertisseur de lumière en faisant circuler le gaz dans un four contenant de l'uranium à 800° C. L'utilisation d'un champ électrique même très faible (quelques centaines de volts par cm) doit permettre d'augmenter considérablement la résolution.

Applications

Les différentes applications des scintillateurs gazeux en physique nucléaire résultent de leurs caractéristiques essentielles: durée de luminescence très courte, absence de saturation de la luminescence dans le cas d'une ionisation spécifique élevée, enfin possibilité de multiplication des photons émis sous l'influence d'un champ électrique faible.

On peut par exemple déclencher un circuit électronique rapide tandis que l'information amplitude totale peut être enregistrée sur une seconde voie plus lente.

Associés avec un photomultiplicateur donnant de grandes valeurs du courant instantané d'anode (1 ampère par exemple), ces scintillateurs permettent d'attaquer directement des circuits à coïncidence, des sélecteurs, pour le comptage rapide ou la résolution des courts intervalles de temps.

Détection des neutrons thermiques

La chambre à fission à impulsions constituée par un scintillateur tel le xénon et un photomultiplicateur rapide type Dario 56 AVP aurait un temps de résolution

de 3 à $4 \cdot 10^{-9}$ s. Avec un photomultiplicateur type Dario UVP 51, le temps de résolution sera 3 fois plus grand. Le nombre de décades mesurables avec le même détecteur doit être de 5, entre 10^4 et $10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ par exemple avec un dépôt de 50 cm^2 d'uranium à 90 % de U235 et d'épaisseur équivalente $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La précision de mesure sera de 10 % au bas de la gamme si on veut un temps de réponse de 1 s. La tenue en température est limitée par celle du photomultiplicateur, soit 75°C en l'absence de tout gradient de température(19).

Détection des neutrons rapides

Compte tenu du fait que l'hélium contenant quelques 10 p.p.m. d'azote est un excellent scintillateur, la mise au point de spectrographes à neutrons rapides à faible temps de résolution devrait être possible en associant l'hélium à un gaz lourd tel le xénon. On pourrait utiliser cette méthode depuis 0,5 MeV (résolution 15 % en énergie) jusqu'à quelques dizaines de MeV. Le rendement serait évidemment très faible, qu'on utilise la section efficace de diffusion de l'hélium ou la réaction (n, p) sur l'hélium 3 (20), (22).

En conclusion l'étude des scintillations dans les gaz nobles et leurs mélanges permet de mieux comprendre les phénomènes de transfert d'énergie dans les gaz; ils constituent d'autre part une nouvelle classe de scintillateurs dont les applications en physique nucléaire sont prometteuses.

Notons enfin que le xénon à l'état condensé pour lequel n'existent encore que des études préliminaires, présente dans des cas spéciaux un très grand intérêt, par exemple pour la détection des rayons γ avec un temps de résolution inférieur à 10^{-8} s., et avec un scintillateur probablement plus homogène que les très gros cristaux de NaI(Tl).

BIBLIOGRAPHIE

- (1) GRUNN A. E. et SCHOPPER E., *Z. Naturforsch.* **69**, 698 (1951).
- (2) EGGLE C. et HUDDLESTON C. M., *Nucleonics* **14**, 4, 34 (1956); NOBLES R. A., *Rev. Scient. Instr.* **27**, 5, 280 (1956).
- (3) SAYRES A. et WU C. S., *Rev. Scient. Instr.* **28**, 10 (1957).
- (4) FORTE M., *Nuovo Cimento* **3**, 6, 1443 (1956).
- (5) COLLI L., *Phys. Rev.* **95**, 892 (1954).
- (6) BENNET W., WU C. S. et HUGUES V., *B.A.P.S.* **2**, Série 2, 1, 54 (1957).
- (7) BIRKS J. B., «Scintillation Counters», p. 54, *Pergamon Press*, 1953.
- (8) KOCH L. et LESUEUR R., Comptes rendus du Congrès de Venise sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, Juin 1957.
- (9) KOCH L. et LESUEUR R., *J. Phys. Rad.* **19**, 103 (1958).
- (10) NORTROP J. A., *Rev. Scient. Instr.* **29**, 5, 437 (1958).
- (11) KOECHLIN Y., Ces Comptes rendus.
- (12) KOECHLIN Y. et PARLIER B., Rapport non publié, 1956.
- (13) HOLSTEIN T., *Phys. Rev.* **72**, 1212 (1947).
- (14) FUTCH A. H. et GRANT F. A., *Phys. Rev.* **104**, 2, 356 (1956).
- (15) PHELPS A. V. et MOLNAR J. P., *Phys. Rev.* **89**, 6, 1202 (1953).
- (16) WARD A., *Proc. Phys. Soc. A* **67**, 841 (1954).
- (17) PELCHOWITCH I., *Rev. Scient. Instr.* **26**, 5, 470 (1955).
- (18) ROSSI and STAUB, «Ionization Chambers and Counters», Mc Graw Hill 1949; WILKINSON D. H., «Ionization Chambers and Counters», Cambridge U.P. 1950.
- (19) PIETRI G., Communication privée.
- (20) MUEHLHAUSE C. O., *Nucleonics* **14**, 4, 38 (1956).
- (21) American Institute of Physics Handbook, Mc Graw Hill 1957.
- (22) BALDINE S. A. et al., *Atom. Energ.* **3**, 10, 331 (1957).

DISCUSSION

Dr. Thomas (G.B.)

Question par Dr. Gruhle (Germany):

Can you give some brief remarks on the physical mechanism of the Compton background subtraction?

Réponse:

The method involved is that we seal out the Compton contribution to the sodium iodide structure by that from an anthracene crystal with a suitable lead filter; it is then possible to adjust the height of this Compton structure by adjusting the geometry of the source. The source goes on the disc, and by moving it either up or down, the relative contrast in the two crystals can be altered: to adjust it on the energy scale, the EHT voltage on the two multipliers is, in fact, adjusted to match the systems.

Question par M. Julliot (France):

What is the relative yield of your anthracene crystal with respect to that of the sodium iodide crystal for γ of the same energy?

Réponse:

I think this question is partially covered by the answer I gave to the earlier one. We, in fact, have no really accurate measurements on the efficiency of the two crystals. One spot check we made on the four-inch sodium-iodide crystal was that the count-rate in the sodium-iodide crystal was about five times the count-rate in the anthracene crystal.

M. Bomal (France)

Questions par M. de Waard (Hollande):

Quel est le temps de montée des impulsions dans les jonctions N-P?

Réponse:

Le temps de montée dépend du point d'impact des rayons α sur le cristal. Dans le cas des jonctions par tirage il est d'environ 10^{-8} secondes à 10^{-7} secondes. Dans le cas d'une jonction par diffusion, le temps de montée dépend du temps de diffusion des charges; il est d'environ 10^{-7} secondes.

Deuxième question:

Comment se présente le problème de l'action de l'humidité de l'air sur la jonction?

Réponse:

Le problème est ici le même que pour les transistors; dans le cas des compteurs α il faut enduire le cristal d'une mince couche de vernis et, s'il s'agit de silicium, former une mince couche de monoxyde sur la surface. Dans le cas de l'utilisation d'un scintillateur, le problème ne se pose plus, la jonction est située à l'intérieur d'une enceinte étanche à l'air et transparente à la lumière.

Mme. Koch (France)

Question par M. Labeyrie:

Dans le cas du xénon soumis à un champ électrique, les amplitudes des impulsions dues aux rayons α sont-elles bien supérieures à celles obtenues dans le cas de l'iodure de sodium?

Réponse:

C'est effectivement le cas, et on devrait obtenir des amplitudes encore supérieures dans le cas de l'hélium contenant quelques dizaines de p.p.m. d'azote.

Question par M. Facchini (Italie):

Avez-vous mesuré le temps de scintillation dans l'argon pur en présence du tétraphénylbutadiène?

Réponse:

La mesure, dans ce cas, n'a pas été faite par la méthode qui a été exposée, à cause du trop faible rendement de la scintillation. Le seul résultat que nous ayons est un chiffre mesuré avec un photomultiplicateur EMI 6255 et la mesure donne un temps de scintillation inférieur ou égal à 2.10^{-8} seconde, mesure qui est limitée par le temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur.

Question par M. Chery (France):

Quelles sont les pressions utilisées dans vos expériences?

Réponse:

Nous avons choisi une pression de gaz telle que la particule incidente soit complètement absorbée dans l'ampoule. Il s'agit donc, en général, d'une pression variant de une à quelques atmosphères. Les résultats indiqués correspondent dans tous les cas à des pressions de 740 mm de mercure exactement.

Question posée par M. Isabelle (France):

Quelles seraient les énergies des neutrons rapides dont on pourrait faire la spectrométrie par fluorescence des gaz nobles?

Réponse:

Si on tient compte des valeurs de résolution en énergie publiées, ceci serait possible pour des neutrons rapides dont l'énergie serait supérieure à quelques centaines de KeV et inférieure à 100 MeV par exemple.

Questions par Mr. Bollinger (U.S.A.):

Quelle est la valeur de la durée de scintillation dans le xénon?

Réponse:

La valeur à mi-hauteur de l'impulsion observée est de $3,3.10^{-9}$ secondes.

Question:

Cette durée de scintillation a-t-elle été mesurée pour d'autres gaz?

Réponse:

Non. Pour la même raison que dans la réponse à M. Facchini, nous n'avons, dans ce cas, qu'une mesure donnant une durée de scintillation inférieure ou égale à 10^{-8} secondes.

Question:

De combien varie le temps de décroissance dans les mélanges argonazote et comment dépend-il de la concentration de l'azote?

Réponse:

Ceci avait été donné dans un article publié au Journal de Physique et le Radium, en Janvier 1958; nous avons trouvé qu'à partir d'une concentration de 2.10^{-3} d'azote, la seconde constante de temps Θ' subsiste seule et décroît à mesure que la concentration d'azote augmente. Par exemple: $\Theta' = 3.10^{-8}$ secondes, pour une concentration d'azote dans l'argon de 5%. En même temps, la longueur d'onde de la scintillation augmente.

Questions par Mr. Res Guebord (Australie):

Est-il possible de supprimer la scintillation par un mélange d'autres gaz?

Réponse:

Nous n'avons pas fait d'étude sur le mélange de gaz nobles avec autre chose que de l'azote. Cependant, cette étude a été faite en particulier par M. Forte du Laboratoire de M. Facchini. Il a constaté que l'intensité de la scintillation diminue assez rapidement à mesure que la quantité d'impuretés, telles que l'anhydride carbonique ou l'oxygène, augmente dans le gaz primaire.

Question:

Quel est le rapport entre l'intensité du rayonnement Čerenkov et celle de la scintillation?

Réponse par M. Kæchlin:

Dans un détecteur Čerenkov à gaz, à la pression atmosphérique, le nombre de photons émis par une particule au minimum d'ionisation est de l'ordre de 3 photons par 10 cm.

Dans son scintillateur gazeux, Madame Koch n'a utilisé que des particules alpha à forte densité d'ionisation, donc ne donnant pas d'effet Čerenkov.

Question par Dr. Macq (Belgique):

Avez-vous étudié la scintillation des gaz rares à l'état liquide?

Réponse:

Nous n'avons pour le moment que des résultats très préliminaires, c'est pour cela que je n'en ai pas parlé. La principale difficulté réside dans l'influence importante des impuretés dans le liquide et nous n'avons pas encore très bien résolu ce problème; le seul résultat que nous ayons obtenu concerne la durée de scintillation du xénon liquide, durée de scintillation qui semble, aux erreurs expérimentales près, égale à la durée de scintillation dans le gaz.

Remarque de M. le professeur Facchini (Italie):

Dans les expériences faites dans mon laboratoire, nous avons toujours trouvé un temps de luminescence long pour l'argon pur (quelques 10^{-7} s.), que nous lions à la désexcitation des états métastables par collisions triples. De plus, nous avons trouvé que ce temps de luminescence diminuait quand on augmente la concentration d'azote.

Réponse de Madame Koch:

Les expériences qui ont été faites dans le laboratoire du Professeur Facchini par M. Forte sur la scintillation dans l'argon, et par Madame Colli sur les photons émis dans les compteurs proportionnels remplis d'argon, ont été faites dans des con-

ditions un peu différentes des nôtres. En effet, les composantes du spectre étudié étaient des composantes à longueurs d'onde beaucoup plus courtes que celles que j'ai pu étudier, mais je ne vois pas en quoi cela pourrait fournir une explication du temps de luminescence plus long observé par vous.

Ce qu'il faut remarquer, c'est que, dans le cas de l'argon, lorsque l'azote est à l'état d'impureté à raison de 100 parties par million, on constate qu'il y a deux temps de luminescence, un temps inférieur ou égal à 2.10^{-8} s. et un temps qui est effectivement de l'ordre de 5.10^{-7} s. La différence entre les résultats publiés pourrait s'expliquer par une concentration initiale dans l'Argon que vous utilisez de 100 ppm d'azote ou d'une autre impureté; le temps de scintillation diminuerait alors lorsque vous ajoutez une plus grande quantité d'azote ou d'une autre impureté, comme l'a trouvé M. Forte.

SESSION III

**TECHNIQUE DES IMPULSIONS:
ELECTRONIQUE RAPIDE**

PULSE TECHNIQUE: FAST ELECTRONICS

FAST ELECTRONICS IN HIGH-ENERGY PHYSICS

CLYDE WIEGAND - RADIATION LABORATORY - UNIVERSITY OF CALIFORNIA, BERKELEY,
CAL. (U.S.A.)

Electronics has played an exceedingly important role in the advance of nuclear science — it would be difficult to imagine how nuclear physics could have progressed to its present state of development without the art of electronics. It seems that as physicists needed better electronic devices, the devices became available from parallel advances in other fields of application. For example, when nuclear physics needed electron tubes with faster pulse-handling capabilities, they became available because of apparatus manufactured for radar and television. I am going to suggest that nuclear science deserves more work on development of devices designed specifically for its needs.

Let us review for a moment what we mean by "fast" electronics. "Fast" is a relative term (and not even a very good one). My remarks now apply to highly efficient apparatus for general use in particle counting. In the year 1940 ionization chambers had a resolution time of about 10^{-3} sec. By employment of certain pure gases and by collection of electrons, the resolution time was reduced to 10^{-6} sec in 1942.

The next significant advance was the technique we are using today, the scintillation counter, — although it had existed in a primitive form for 50 years, it underwent such revolutionary improvements in 1948 as to open entirely new possibilities. By using multiplier phototubes already developed and electron tubes borrowed from radio and television, we could achieve a counting resolution of about 10^{-8} sec. Certainly in 1948 10^{-8} sec would have been called "fast" electronics. You can see that in about 8 years we progressed from 10^{-3} to 10^{-8} sec (5 decades) in time resolution. However, the next decade of years has advanced us only about one more decade in counting speed. Perhaps this is quite to be expected, as we are approaching limitations imposed by the speed of light. This year finds us with resolution times of about 10^{-9} sec. Please remember that I am thinking only of counting charged particles of all kinds with nearly 100% efficiency — especially in connection with high-energy accelerators. I am aware that resolution times even shorter than 10^{-10} sec can be achieved under certain special conditions.

The identification of particles generated by the giant accelerators is one of the principal needs for which we still wish to develop fast electronics to shorter and shorter resolving times. One of the ways to distinguish particles bearing a particular characteristic, such as mass, is by time of flight in a momentum-analyzed beam. For this application we need the shortest possible resolving times in an array of counters subjected to high instantaneous counting rates, and as particles approach the speed of light, the requirements for sorting them become more and more stringent.

Present Status of High-Resolution Scintillation Counters

In discussing the present status of scintillation counters, I rely very much on the equipment in use at the Bevatron in Berkeley; I understand that quite similar work is being done in many other high-energy laboratories, including CERN, Saclay, Brookhaven, and Liverpool, and in the USSR.

The development of high-current-output photomultiplier tubes such as the RCA types 6810 and 7046 has proved to be a significant advance. The 14-stage tubes eliminate amplifiers when they are used with scintillators, and decrease the amount

of additional amplification necessary for use with Cherenkov counters. The recently available RCA developmental type C7251 and Radiotechnique 56 AVP multiplier phototubes represent the latest models for good resolution in time-of-flight identification of particles.

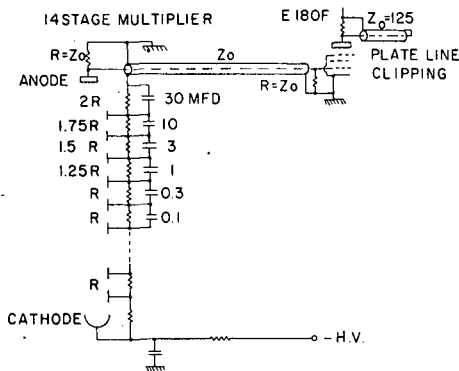


Figure 1

Schematic circuit for high speed counting.

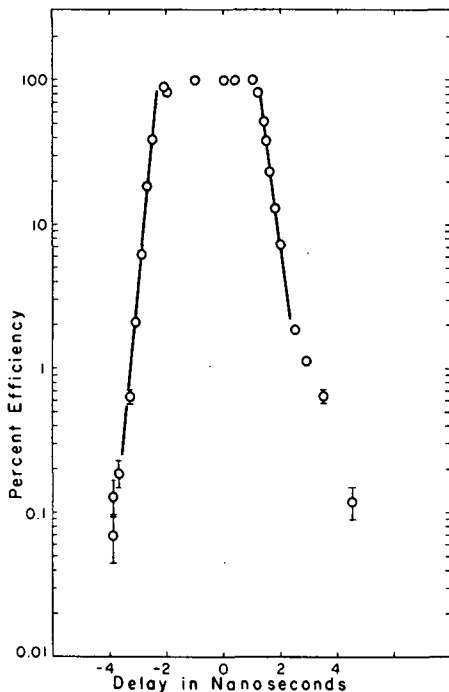


Figure 2

Resolution curve obtained by using 6 mm thick plastic scintillators coupled to RCA C7251 multiplier phototubes.

Figure 1 is a schematic representation of a typical circuit. I point out some of the precautions that must be taken on account of the high instantaneous counting rate during a burst of beam from an accelerator. The pulse current output of the multiplier amounts to about 1/10 ampere, which will generate a practical working voltage across a 100-ohm matched transmission line. In some experiments 10^7 pulses per second will be the counting rate during a time of 1/10 sec. In order for the current output per particle pulse to remain substantially constant, we must supply adequate charge reservoirs to maintain the working voltage between dynodes and last dynode and anode. This can conveniently be accomplished by capacitors as indicated on the circuit.

Another effect that should be avoided is the shift in operating bias on the grid of the coincidence circuit input tube, which is inevitable if conventional coupling capacitors are used. Probably the simplest way to avoid this effect is to use a direct connection from photomultiplier anode to grid.

Figure 2 shows a resolution curve obtained by employing two 6 mm-thick plastic scintillators coupled to RCA C7251 photomultipliers. The anodes were connected

directly through transmission lines to the grids of E180F pentode limiters feeding a simple Rossi-type diode coincidence circuit(1). Clipping lines 1 nanosecond in electrical length (clipping time 2 nanosec.) were used at the plates of the limiter tubes. The counting efficiency is seen to decrease by a factor of 100 in 1 nanosecond, on the steepest parts of the delay curve.

Cherenkov Counters

I should like now to discuss Cherenkov counters, because they are becoming increasingly important in counting of high-energy particles, and fast electronic techniques apply to them as well as to scintillators. These counters make use of an effect discovered many years ago by P. Cherenkov of the USSR. They consist of a transparent radiator coupled to one or more multiplier phototubes, but their behaviour is quite different from that of ordinary scintillators.

When a charged particle passes through a scintillator it causes light to be emitted in all directions from its track, and the amount of light is, in general, proportional to the energy lost by ionization in the scintillator. The duration of the emission of light depends upon the characteristics of the scintillation material. Cherenkov light is generated by a different mechanism: we can compare it to the shock wave of sound made when a jet plane exceeds the velocity of sound in the surrounding air. When a charged particle exceeds the velocity of light in a transparent medium through which it passes, Cherenkov light is emitted. However, the intensity of the light is at most about 1% of that emitted by a scintillator of the same thickness.

Several good papers have been written on the properties of Cherenkov radiation and counters(2). I will mention some of them pertinent to this limited exposition:

- (a) In order to emit Cherenkov light a charged particle must have a phase velocity greater than that of light in the particular refractive medium through which it passes.
- (b) The light is emitted in a definite direction with respect to the direction of motion of the charged particle. The direction of emission is simply related to the particle velocity, v , and refractive index, n , by $\cos \Theta = \frac{c}{nv}$, where Θ is the angle between the direction of motion of the particle and the light rays, and c is the velocity of light.
- (c) The light is emitted practically instantaneously from the vicinity of the particle during its traversal of the radiator. Only the refractive index determines its characteristics, not the details of the chemical structure of the molecules which is so important in scintillation.

The first property immediately presents us with a velocity-threshold counter. That is, a particle must be going faster than a certain velocity to be counted.

The second property can be used to measure quite accurately the velocity of a charged particle in the range of velocities from about $0.6c$ to c .

Figure 3 is a schematic diagram of a velocity-selecting Cherenkov counter devised by Owen Chamberlain and the author(3). It consists of a radiator, a cylindrical mirror, three plane mirrors arranged in an equilateral triangle around the axis of the counter, and three RCA 7046 multiplier phototubes. The diameter of the radiator is 9 cm. The incident beam of particles must be very nearly parallel to the axis but not necessarily on the axis (the beam can be 9 cm in diameter). Cherenkov light rays generated within the radiator at an angle Θ are refracted from the end of the radiator at an angle Θ_p , and lie on the surfaces of cones whose apexes are on the end of the radiator and whose axes are parallel to the beam. The light is

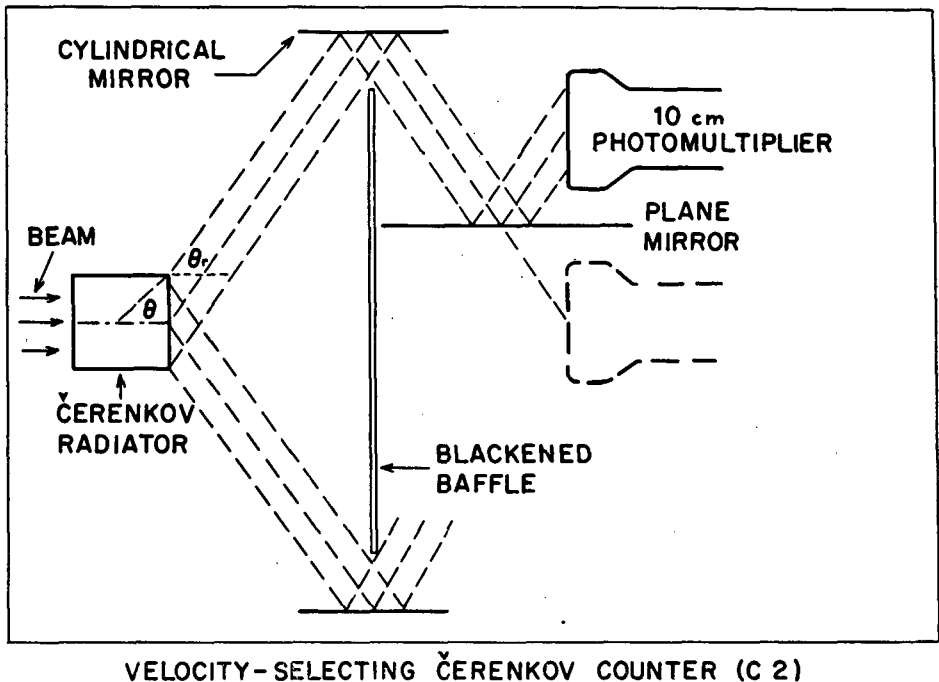


Figure 3

Schematic diagram of Velocity Selecting Čerenkov counter.

next reflected back toward the axis by the cylindrical mirror, and would fall in an area indicated as a dotted outline of a photomultiplier tube if it were not intercepted by the plane mirrors. The mirrors split the light into three equal parts and cause it to fall on the actual tubes placed at 120° around the principal axis. The purpose of the plane mirrors is to permit the phototubes to be placed out of the beam of particles and to permit the use of a threefold coincidence circuit at the output of the three tubes. The requirement of a coincidence reduces background effects.

The next illustration, Figure 4, is a photograph of the parts temporarily arranged before being placed inside a black box. The performance curve of the apparatus is shown in Figure 5. It indicates an efficiency of about 90% for counting protons of the velocity for which the counter was adjusted. The full width of the response curve at half maximum is about 4%.

The apparatus just described can count particles in a velocity interval from about $0.6c$ to $0.9c$. A counter which performs well in the interval from $0.9c$ to c has been made and tested by a M.I.T. group (Caldwell, Frisch, Hill, Ritson and Schluter). Its radiator is a fluorochemical FC-75 at an elevated temperature and pressure. With it particles of velocity $0.98c$ have been separated from particles travelling at practically the velocity of light.

The third property of Čerenkov radiation says that a flash of light can be made to fall upon a photocathode in a time interval that is short compared with that of the light from a scintillator. This effect is presently of limited usefulness in a time-of-flight-experiment because of the small number of photoelectrons ejected

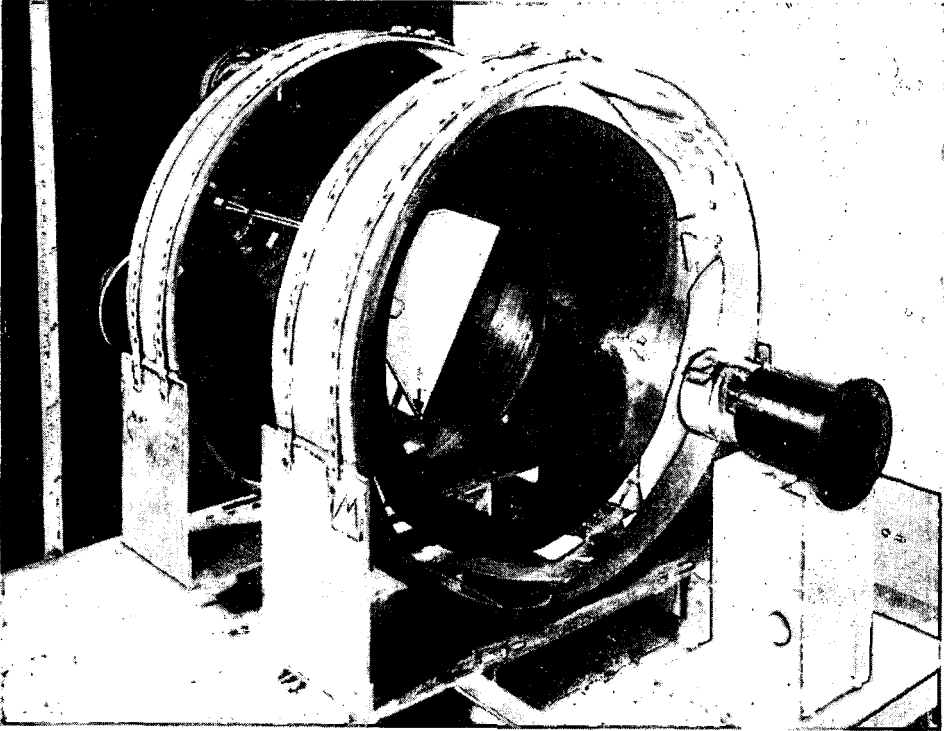


Figure 4

Photograph of temporary arrangement of the components of the Velocity Selecting Cherenkov counter.

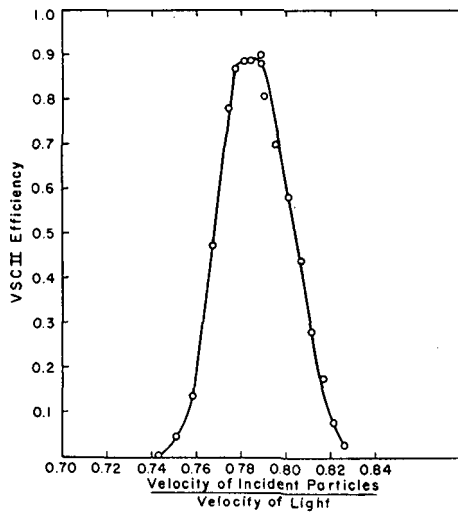


Figure 5

Performance curve of the Velocity Selecting Cherenkov counter.

from the photocathode by the feeble Cherenkov light. When multiplier phototubes with less spread in transit time and higher cathode efficiency become available, the property could be used effectively. However, the combination of scintillation counters and Cherenkov velocity-selecting counters forms a powerful instrument for identifying rare particles contained in high-energy momentum-analyzed beams from the giant accelerators. For example, it was by this method that antiprotons were discovered at the Bevatron.

Let us consider some electronic devices that can help physicists in their use of the very-high-energy accelerators. We are aware of the great cost in technical manpower and materials necessary for the operation of the giant machines. Therefore, we should take advantage of electronic instruments that will enable us to gather data at a maximum rate.

At the Radiation Laboratory in Berkeley we have constructed a device(4) to aid in setting up the external beams of charged particles emitted by the Bevatron. Typical experiments require beams 20 or 30 meters in length from the primary target in the machine. Such beams are sent through bending and focusing magnets to determine the momenta of the particles and to concentrate the particles on to special targets. A problem is to align the beams along predetermined trajectories with a minimum of time and effort. The intensity of the beams is too low to use the blackening of photographic film or a cluster of ionization chambers. We could expose photographic emulsions, but the time required to develop them and count

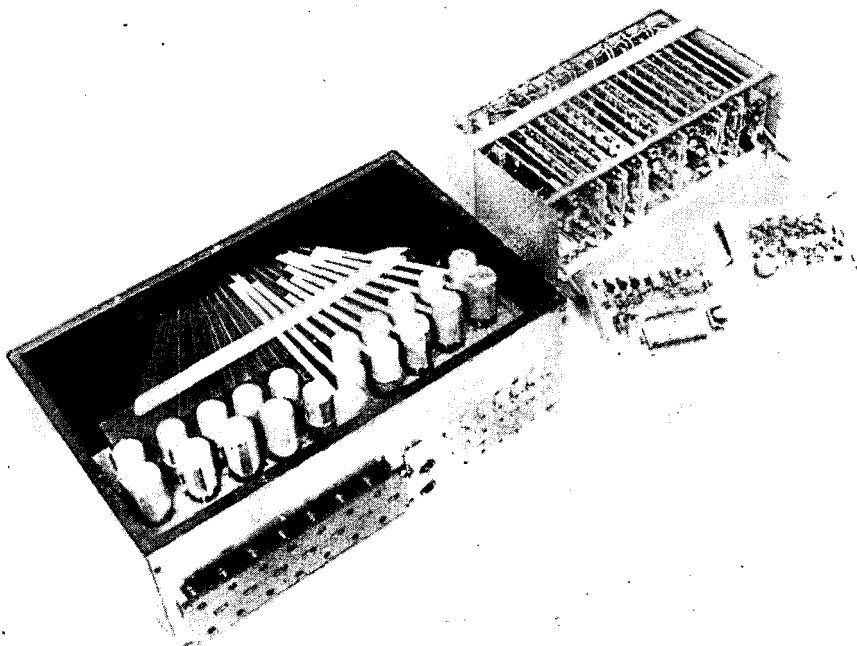


Figure 6

Photograph of the Beam Profile Indicator showing the arrangement of scintillators, light pipes, and multiplier phototubes. Part of the transistorized electronic circuits is also shown.

the individual particle tracks would be prohibitive. We have designed a simple row of 21 scintillation counters, each 1 cm by 1 cm in cross section (Fig. 6). Transistorized circuits are used to amplify, equalize, and integrate the number of pulses from each counter. An electronic commutator allows the accumulated charge associated with each element to be read out and displayed as a histogram on an oscilloscope. With this apparatus we are able to observe the intensity profiles of the beams and to adjust the various magnet currents to optimum bending and focusing conditions.

Electronic control of cloud chambers has been a valuable technique used especially in cosmic-ray experiments for many years. A similar technique has been used in connection with bubble chambers working in beams of the high-energy accelerators. The problem is for the electronics to signal the passage through the chamber of a particular kind of particle which must be selected out of a large background of extraneous particles. The identity of the desired particle might be determined by time of flight and momentum. Perhaps it is desired to take bubble chamber pictures at every accelerator burst; then electronics could mark pictures of special interest. An obvious extension of this system is to provide a matrix of counters placed directly in front of the chamber and connected in such a manner that the spatial coordinates of a particular particle can be determined. This scheme, in conjunction with electronic identification, would enable one to say which one of many tracks in a chamber belongs definitely to the particle being studied. In addition to reducing the burden of scanning photographs, the perfection of the technique just outlined would make bubble chambers more effective tools, because at present most of the particles must be identified by their reactions in the chamber, and physicists want to know the probabilities of the reactions, and consequently must know how many particles entered the chamber.

We have under construction at Berkeley a scintillation-counter matrix consisting of 176 cells of average size 0.7 cm by 0.7 cm. Transistorized circuitry will be used to indicate through which cell the electronically identified particles enter the bubble chamber.

Physicists have recently become interested in a different type of scintillation-counter matrix: the scintillation-fiber chamber. To achieve spatial resolution of 1 mm and less, we could use a bundle of fibres made of plastic scintillator material. Each fiber would act as a light pipe and carry its light to a small region on a photocathode. If enough light were generated the fibres could be coupled optically to the image tube of a television camera. Scanning the photocathode would give us a picture of the projection of the tracks of particles through the bundle of fibres. Unfortunately, the light intensity from fibres is too low to activate the most sensitive image orthicons. We need a light amplifier of gain of about 10,000 to place between the fibres and the television camera tube. Several American companies have contracts to develop image amplifiers for this purpose. We hope to have a prototype next year (1959). Devices based upon tracking a particle by scintillation would be able to record events in a time of about one microsecond and might therefore record several events during one burst of beam from a high-energy accelerator. Gating and read-out would take place at the command of external electronics identification apparatus, as outlined in connection with bubble chambers. We hope that a small chamber 10 cm in diameter will be the humble beginning of the technique of electronic track chambers which can be extended to three dimensions.

Future Developments

I shall mention now some developments which physicists would like to have in the near future. I have one persistent request: multiplier phototubes with smaller

spread in transit time and more efficient photocathodes. We eagerly anticipate the perfection by Dr. Morton of RCA of his design for an electron multiplier with tremendously increased interdynode acceleration, and invite other makers of photo-multipliers to come forth with ideas for improved tubes. For example, at the Westinghouse Company in the U.S.A. research is in progress on a transmission type electron multiplier structure designed by Dr. E. Sternglass. This structure consists of parallel foils of very thin material. High voltage is applied between the foils. Primary electrons are accelerated on to the foils and secondary electrons emitted from the opposite side are accelerated to the next foil. Several such stages have been made to work in a single enclosure. I believe the principal problem is to find foil materials which multiply but are not fatigued by the electron bombardment. This type of structure is expected to have a small transit time spread because of the high voltage per stage (several kilovolts) and because of the similarity of electron paths. Such structures are also capable of image amplifications because they preserve the pattern of the intensity of the original primary electrons.

Research with the giant machines now under construction needs practical time resolutions of 10^{-10} sec in coincidence circuits. If we assume that phototubes will become available which are capable of such fast pulses, we shall need improved electron tubes to take full advantage of their outputs. I believe that transmission lines are presently available to carry the pulses to the coincidence circuit. Surely better vacuum tubes than conventional pentodes could be designed specifically for coincidence circuits. For example, many experimenters use type 6BN6 tubes. Could not both grids be shielded from each other and from the anode? Also, tubes should be constructed with coaxial inputs so that transmission lines could be matched directly to the grid structures.

It may be that we have almost reached the ultimate in resolution using pulses sent over transmission lines to conventional circuits. We should be planning arrangements in which the multiplier tubes themselves perform the coincidence operation. Dr. Morton has succeeded in forming the output current of a multiplier structure into an electron beam. Perhaps such beams at low intensity could be swept over the inputs of slower multipliers at a frequency of about 10^9 per second. Two or more of these devices might be driven by a common radio-frequency generator in such a way that knowledge of the phase differences of the sweeping frequencies would tell the difference in time of events which produced a pulse out of the slower multipliers.

Transistors will be used more in fast electronic circuitry. There are presently available transistors which work in pulse circuits above 100 megacycles.

Finally, at a recent meeting of the American Institute of Electrical Engineers a scaler circuit using non-linear magnetic elements was described, which worked at 100 kilocycles. We should watch this technique for its simplicity and reliability.

Some of the work I have mentioned was done under the auspices of the United States Atomic Energy Commission, and I wish to express my appreciation to the United States Office of Naval Research for making possible my attendance at this conference.

REFERENCES

- (1) WENZEL W. A., Millimicrosecond Coincidence Circuit for High speed Counting, UCRL-8000, Oct. 1957.
- (2) See *CERN Symposium*, 2 (1956).
- (3) WIEGAND CLYDE, Cherenkov Counters in High Energy Physics, *Trans I.R.E. Nuclear Sci.*, NS 5, 3-4 (1958).
- (4) JACKSON H. G., MACK D. A. and WIEGAND C., Beam Profile Indicator, UCRL-8386 Abstract Nov. 1958 Meeting IRE-PGNS.

A NANOSECOND VERNIER TIME ANALYZER

C. COTTINI, E. GATTI, F. VAGHI - LABORATORI C.I.S.E., MILAN (ITALY)

The instrument is the result of the development work started three years ago when we introduced the Vernier method(1), (2), (3), (4), but since then other instruments, based on the Vernier technique, have been developed(5), (6) and used(7). The block scheme of the instrument is shown in Fig. 1.

The pulses of the photomultipliers excite two resonant circuits (20 MHz and 20.2 MHz). The resulting wave trains are mixed in a diode bridge modulator, the phase of the low frequency modulation product being measured by the arrival time of a quasi-coincident (2.10^{-8} sec.) couple of photomultiplier pulses. This phase measurement is accomplished through a time-to-height converter based on a ramp function started by the 2.10^{-8} sec. coincidence, and stopped by the first zero crossing of the modulation product: resonant circuits are excited linearly to prevent a systematic error in time measurements related to the amplitude of the input pulses. At high counting rates the resonant circuits should be protected against successive pulses after an excitation: this is provided, for 4 microseconds, by a reversal of voltage of two successive dynodes of the photomultipliers driven by the slow coincidence (Fig. 2). The slow coincidence also supplies a signal to remove, for 4 microseconds, the damping which normally protects the resonant circuits from excitation due to each single pulse.

We obtain a calibration stability of about 5.10^{-11} sec. per day with a feedback arrangement: a pair of artificial coincident pulses is sent to the two photomultiplier anodes every tenth of a second, and the resulting pulse at the output of the instrument is stopped by a gate, and compared by a reference amplitude discriminator. This corrects continuously through a large time constant the reverse voltage of a junction diode, which acts as a controlled capacitor in parallel to one of the resonant circuits. Amplitude requirements on photomultiplier pulses can be introduced and they control the output gate of the instrument.

Fig. 3 shows the resonant circuits with damping devices and feedback arrangements for compensating losses. It is necessary for the satisfactory operation of the mixer to have wave trains of standard amplitude. The wave trains have to be limited without introducing amplitude-dependent phase shifts. We have two limiters consisting of vacuum diodes 6AL5, in parallel to the resonant circuits of the amplifying stages and a 6BN6. The 6BN6 alone is not sufficient because the grid voltage modulates the velocity of electrons in flight. Tuning adjustment of the low Q stages is also an easy adjustment of the phase amplitude dependence, which reverses its behaviour passing through the resonance. The scheme of the time-to-height converter is shown in Fig. 4 and the design follows some circuits of Chase and Higinbotham(5) and Lepri and others(8).

Fig. 5 represents two typical prompt coincidence curves of Na^{22} gamma ray annihilation radiation. The curves clearly show the insensitiveness of the instrument to a strong disturbing source as specified in the Figure. Pulses were accepted without amplitude requirements, and the lower threshold was about 100 KeV.

Fig. 6 shows a prompt coincidence curve of a Na^{22} gamma source. The amplitude requirements accept only the upper part of the 0.51 MeV.

Fig. 7 shows a measurement of positron lifetime in teflon. A source of about 15 μC of Na^{22} is sandwiched in the teflon and placed between the photomultipliers.

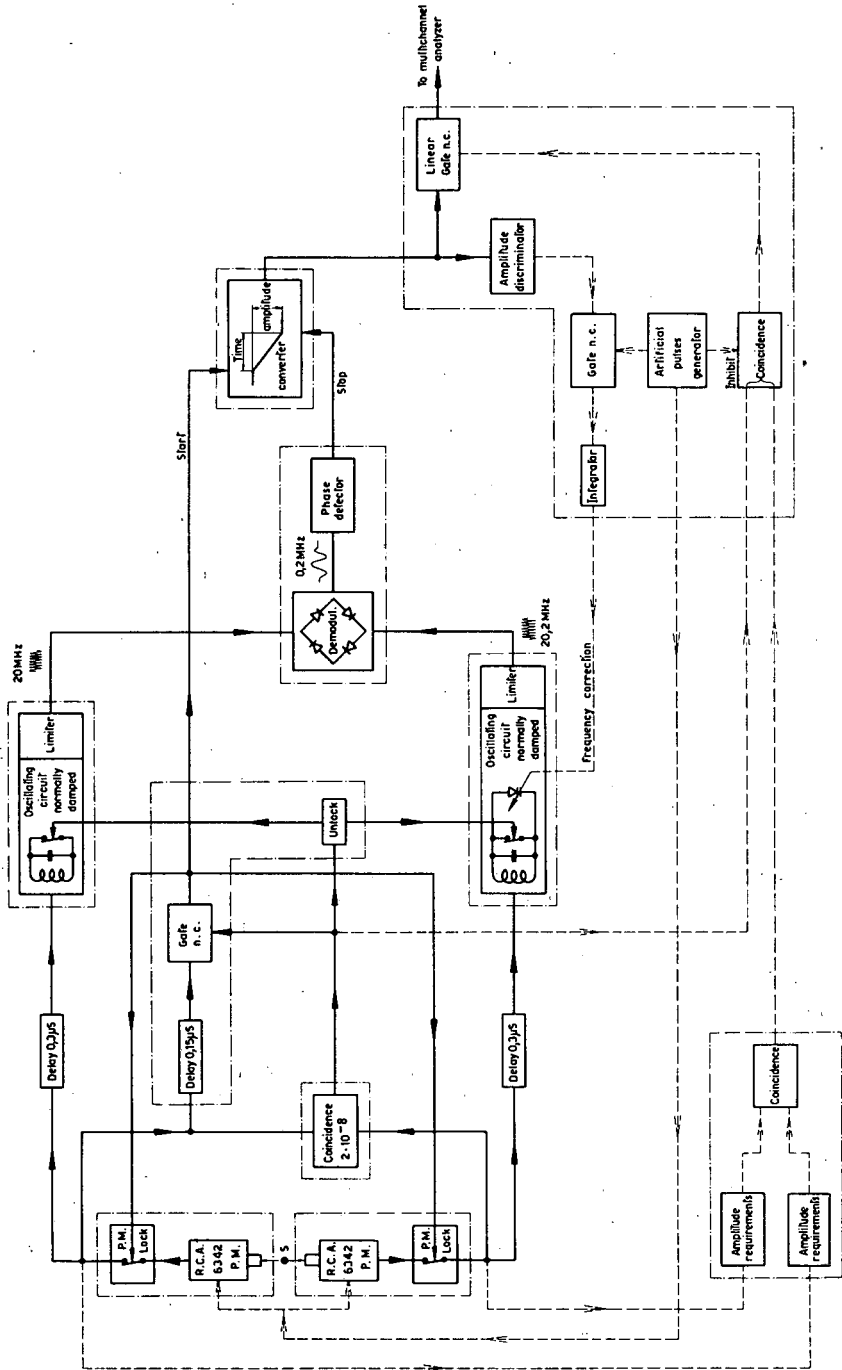


Figure 1

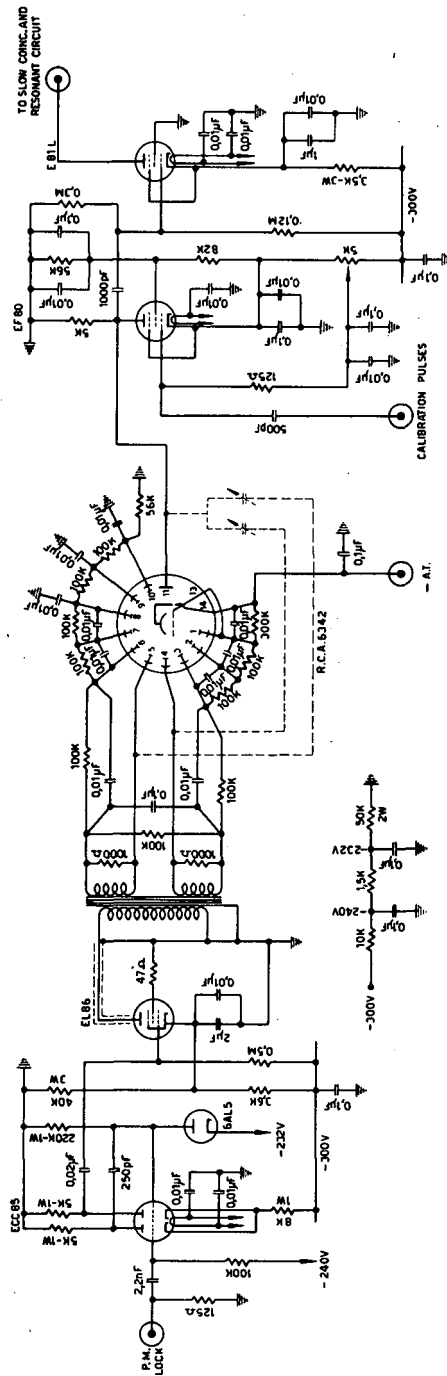


Figure 2

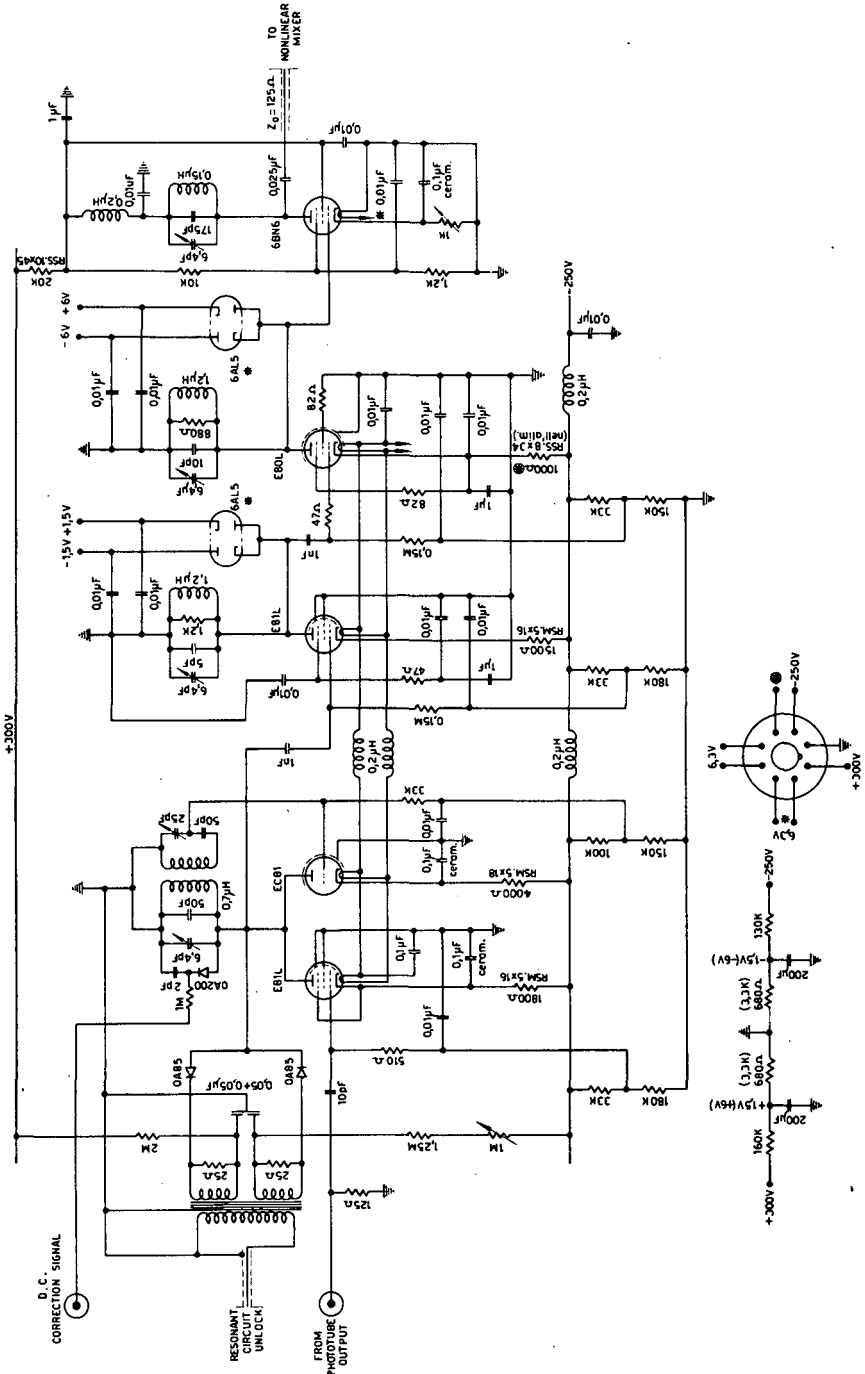


Figure 3

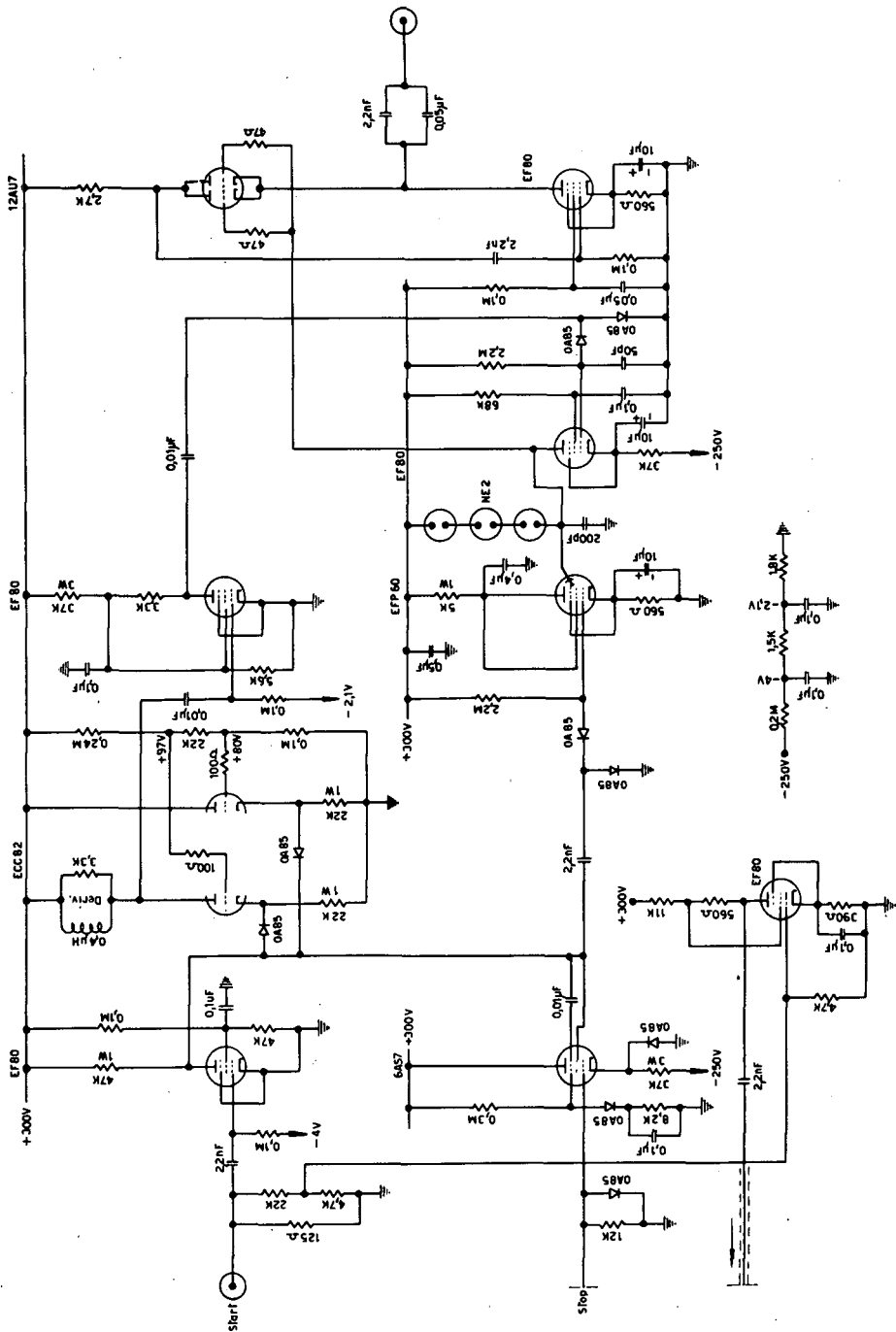


Figure 4

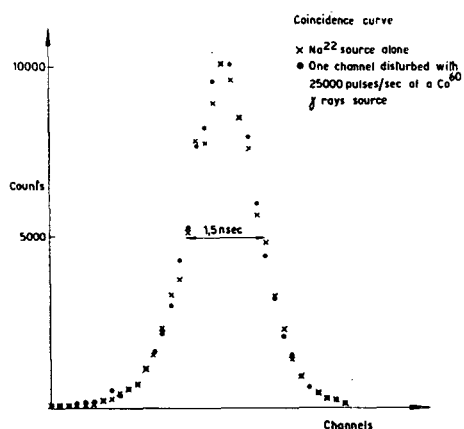


Figure 5

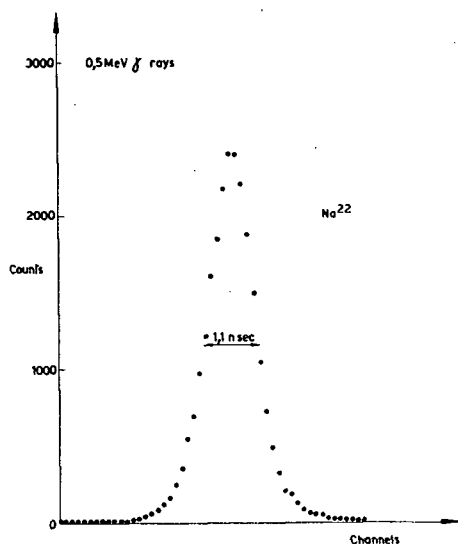


Figure 6

One of the photomultipliers accepts only the upper part of the 1.28 MeV gamma rays and the other accepts only the upper part of the 0.51 MeV annihilation quanta.

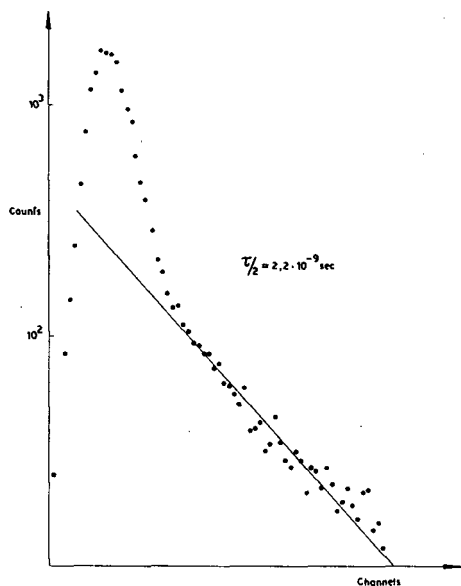


Figure 7

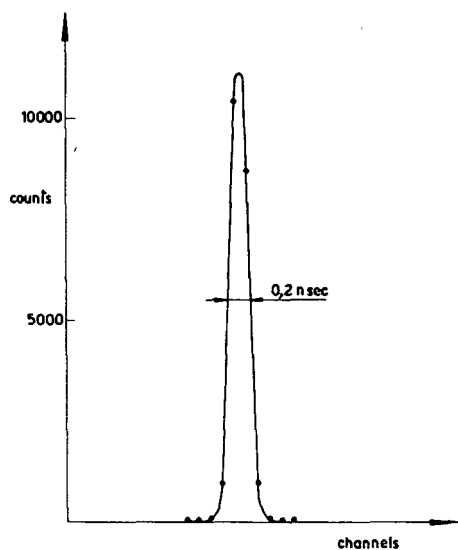


Figure 8

Fig. 8 shows a curve obtained with artificial light pulses of an amplitude corresponding to 40 times the light pulse due to a 0.51 MeV gamma ray with a plastic scintillator. The artificial light source is a hydrogen flash tube as described by J. H. Malmberg(9).

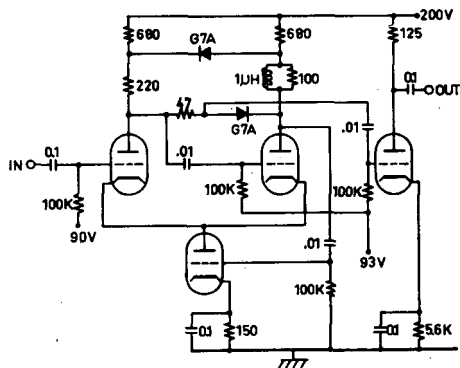
In conclusion, we think that the Vernier technique is a very useful one. However, linear excitation of resonant circuits makes the instrument rather sophisticated: our next attempt will be non-linear excitation and correction of the output pulse of the time-to-height converter with steps based on an amplitude measurement of the photomultiplier pulses.

REFERENCES

- (1) COTTINI C., GATTI E. and GIANNELLI G., *Nuovo Cimento* **4**, 156 (1956).
- (2) COTTINI C. and GATTI E., *Nuovo Cimento* **4**, 1550 (1956).
- (3) COLOMBO S., GATTI E. and PIGNANELLI M., *Nuovo Cimento* **5**, 1739 (1957).
- (4) COTTINI C. and GATTI E., *Nuclear Instruments* **2**, 88 (1958).
- (5) CHASE R. L. and HIGINBOTHAM W. A., *R.S.I.* **28**, 448 (1957).
- (6) LEFEVRE H. W. and RUSSEL J. T., *Bulletin American Physical Society* **2**, 175 (1957).
- (7) GLASOE G. N. and Others, Proceedings of Columbia Conference, 1957.
- (8) LEPRI F., MEZZETTI L. and STOPPINI G., *R.S.I.* **26**, 936 (1955).
- (9) MALMBERG J. H., *R.S.I.* **28**, 1027 (1957).

F. J. M. FARLEY - C.E.R.N., GENEVA (SWITZERLAND)

basic Schmitt circuit, valve V5 is added in place of the usual cathode resistor. For positive input pulses at the grid of V3, the trigger action requires that the cathode voltage of V3 must drop. This is achieved more rapidly in the circuit given by means of a positive signal applied to the grid of V5. Valves V4 and V5 can be regarded as a White cathode follower, transferring the negative signal from the anode of V3 to its cathode. Because of the good performance of the White cathode follower on negative fronts, the addition of V5 leads to more rapid trigger action. A version of the trigger circuit using double triodes is given in Figure 2.



185

A full description of the trigger circuit and the complete pulse height discriminator unit shown in Figure 1, has already been published(1). The unit measures pulse amplitudes from 1 to 21 volt with a dead time of order 20 millimicrosecond. The oscillograms of Figures 3 and 4 indicate the performance of the discriminator unit.

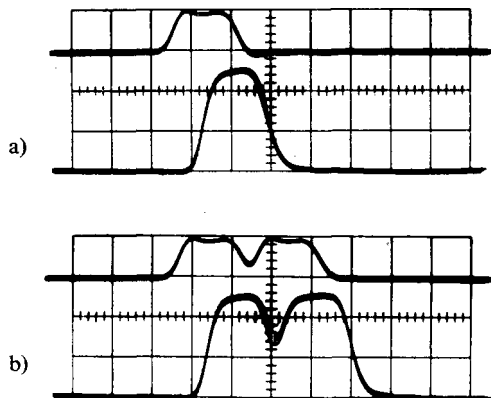


Figure 3

Input (upper) and output (lower) pulses for discriminator. Horizontal scale 40 mps per large division, vertical scale 2 v per large division. (a) single pulse input, (b) double pulse input.

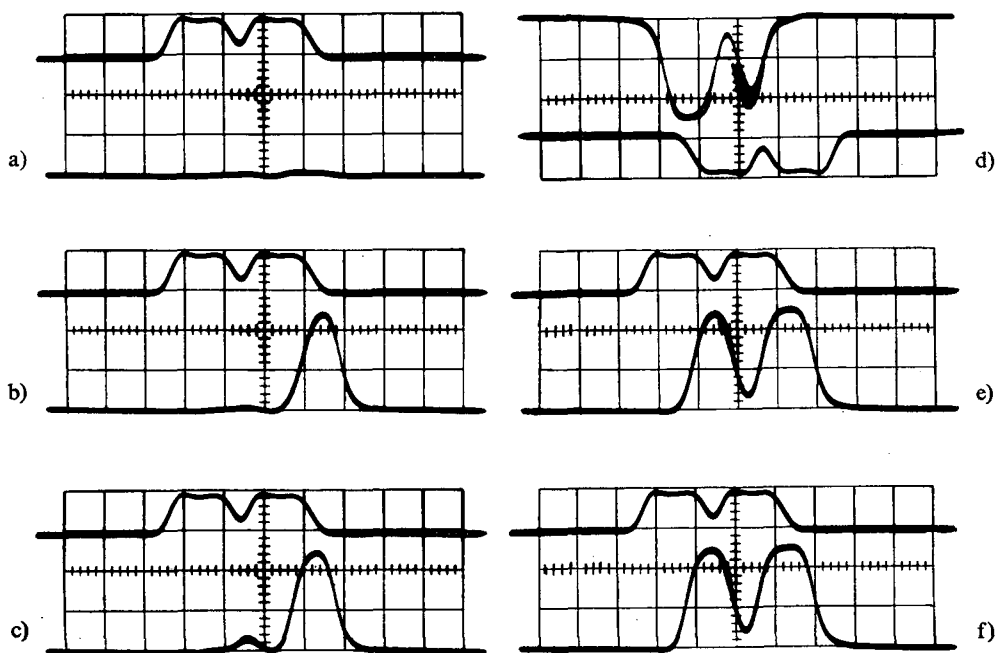


Figure 4

Effect of change of discriminator bias, with two input pulses of slightly different size. Vertical and horizontal scales as in Figure 3. Input upper line, output lower line. (a) Bias 2.00 v, changing successively by intervals of 0.04 v (2%) to (f) bias 1.80 v.

Another version of the trigger circuit is indicated in Figure 5, valves V3, V4 and V5. Here, the circuit is triggered by a negative front applied to the anode of V3 and it

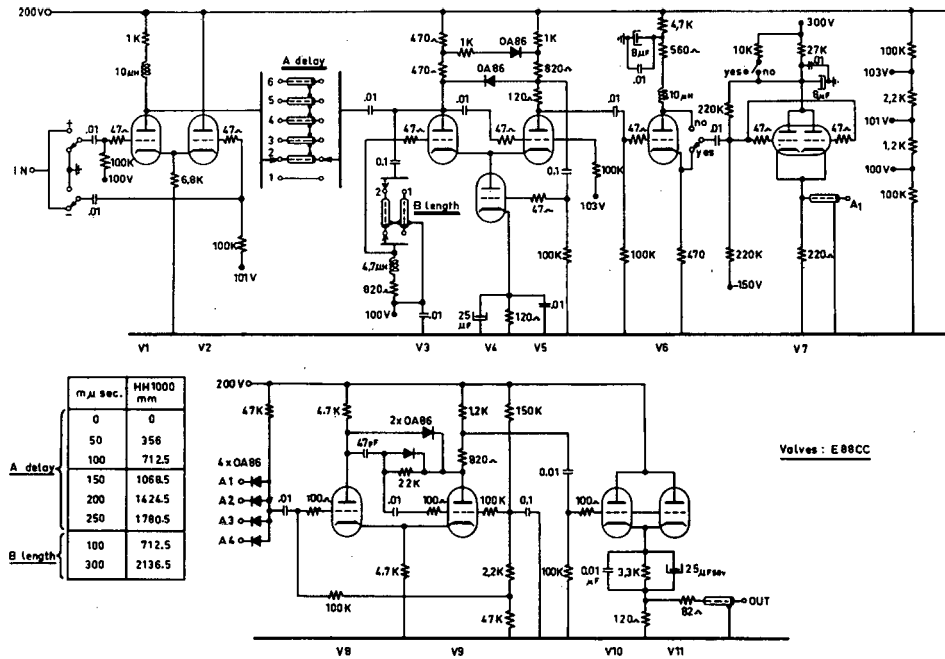


Figure 5

Trigger circuit with time resetting, valves V3, V4 and V5, in four channel coincidence box.

remains triggered until the negative front reaches the grid of the same valve after passing through the 1000 Ω delay cable B. The length of the pulse is therefore determined by the delay cable with rather good stability, independent of input pulse height and duration.

In the circuit shown, the trigger circuit forms part of a flexible four channel coincidence — anti-coincidence box used for mixing signals at medium speeds. In each channel there is a variable delay introduced by the delay cable A, and pulse lengths of 100 or 300 millimicroseconds can be selected by choosing a suitable cable length B. The signal can be used either in coincidence or in anti-coincidence with the other channels by means of the yes/no switch. The diode coincidence and output trigger circuit V8, V9 are indicated below.

I wish to thank Mr. R. Kiesler and Mr. F. Francia for their painstaking work in the detailed development of these circuits.

REFERENCE

- (1) FARLEY F. J. M., *Rev. Sci. Instrum.* **29**, 595 (1958).

A NEW METHOD OF PULSE TIMING APPLIED TO FAST COINCIDENCE WORK

DR. WOLFGANG GRUHLE - MAX PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK, HEIDELBERG
(W. GERMANY)

The object of this paper is a contribution to a problem which arises in fast coincidence arrangements using slow scintillators as NaI and anthracene. It is common practice with high speed scintillators to clip the pulses from the photomultiplier and feed them into a diode coincidence network. Thus a coincidence resolution of the order of nanoseconds is easily obtained. But when using slower scintillators usually standard pulse generators are triggered to feed the coincidence stage with unity pulses of constant width and amplitude. Then the well-known timing problem arises as it is seen in Fig. 1. The input pulse spectrum triggers the pulse generator

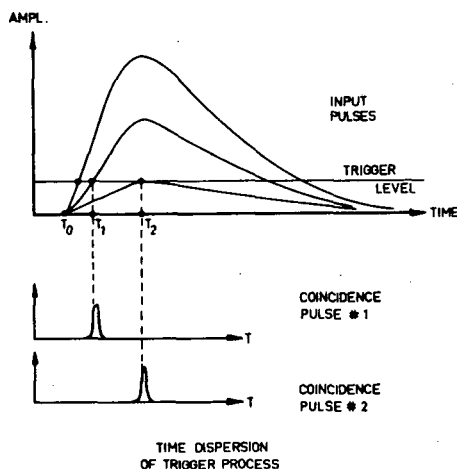


Figure 1

at a definite level and the time of triggering depends on amplitude. So, if a small standard pulse is derived, the time dispersion (which is of the order of the signal rise time) prevents the use of very short standard pulses or many true coincidences between different amplitudes are lost.

Usually the trigger level is held very low so that the interesting part of the signal spectrum falls inside the coincidence resolution defined by the standard pulse width. But it must always be looked for a compromise between the noise background and the coincidence efficiency.

There has been proposed and performed a solution of this problem by Weinzierl(1) and Johansson(2) which is shown in Fig. 2. The delayed signal is mixed with a pedestal of opposite polarity derived from the input signal in such a manner that there is a common crossing at a definite level on which the trigger level is placed. By this method the trigger time delay is independent of trigger amplitude. The disadvantage is the use of diodes and d. c. networks with their temperature dependence and long time d. c. drift. So we found another solution to this problem (Fig. 2). With

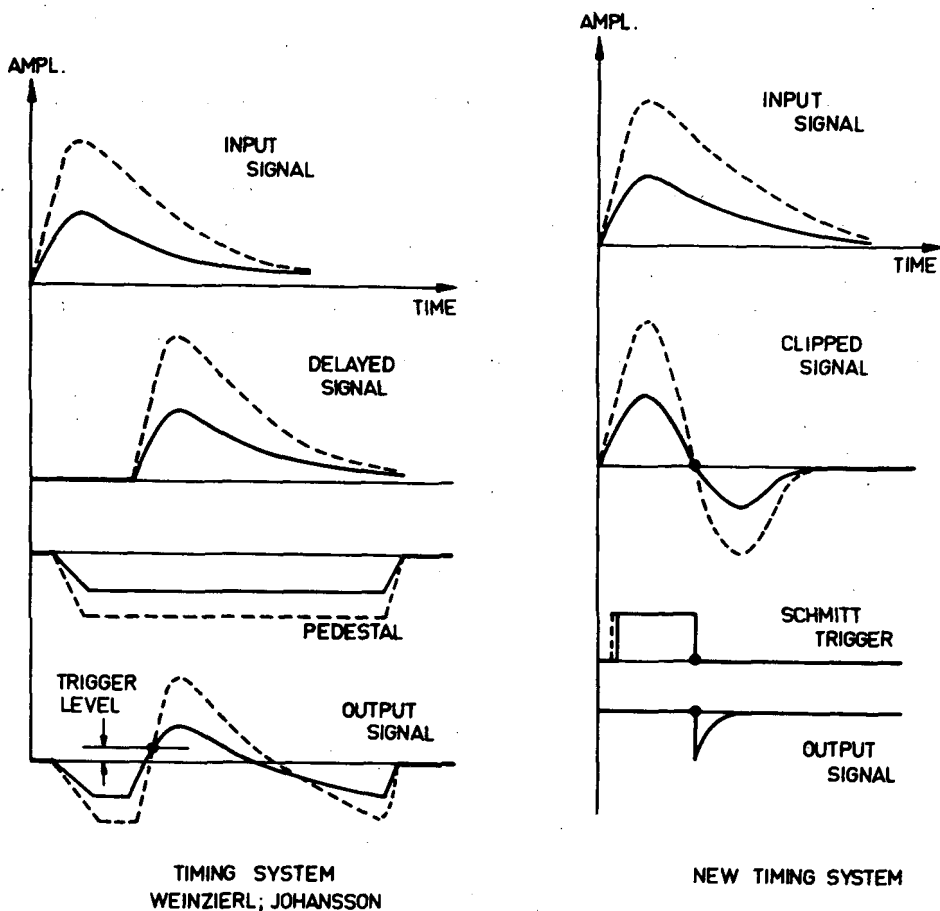


Figure 2

double differentiation (the first by a RC network, the second by a clipping cable) a pulse shape is obtained with a fixed crossing point exactly on zero level common for all amplitudes. It is this crossover which is used to trigger the coincidence pulse generator. The problem is to find a trigger stage which fires at zero level. This is possible by the well known Schmitt-trigger circuit with its characteristic backlash. It flips-in at a certain level (having the normal time dispersion), but flops-back at another level positioned here at zero line, and from the trailing edge an output pulse is derived to trigger the following pulse generator. It is possible to adjust and to operate the Schmitt circuit with a constant flop-back level exactly at the base line. A second overshoot of the pulse shape is avoided by a differentiating cable slightly mismatched by a terminating resistor $0 < R < Z_0$ instead of a short circuit.

The oscillogram (Fig. 3) shows the pulse shape of the input spectrum before and after the differentiating process (Cs^{137} , time scale $0.2 \mu\text{sec/cm}$). The circuit is shown in Fig. 4. The first two tubes have simple amplifying and inverting purposes and may be changed to match for other input amplitude ranges. The differentiating ele-

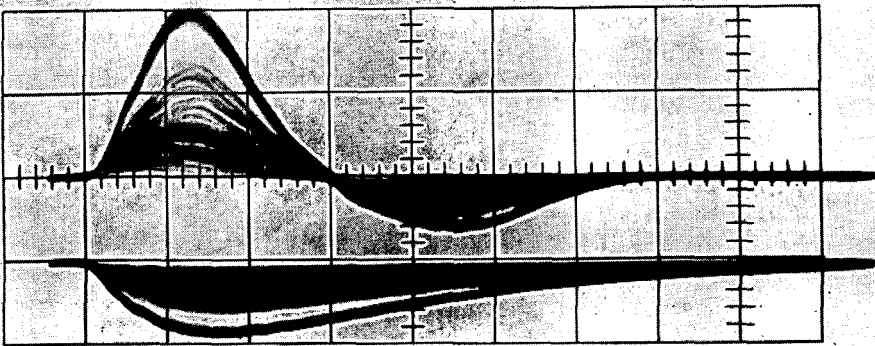
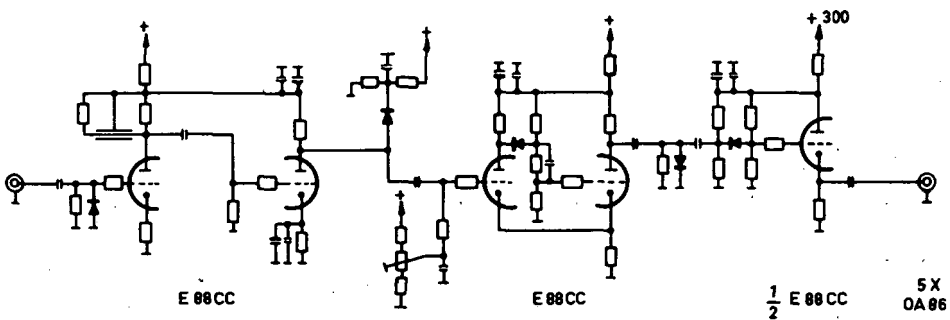


Figure 3



CIRCUIT OF PULSE TIMER

Figure 4

ments are placed in the grid and plate circuit of the first tube. The Schmitt circuit has a backlash of about two volts and uses a sharpening diode similar to that of the previous paper by Dr. Farley. The trailing edge of the Schmitt pulse is differentiated and feeds a cathode follower through a simple diode discriminator which has to remove very small pulses which may pass through the circuit capacitances. The diode clipper at the input of the Schmitt circuit prevents large pulses from drawing grid current.

To show the performance of the circuit, the delay was plotted over the various amplitudes of a test pulse generator (Fig. 5). The dashed curve was added to show

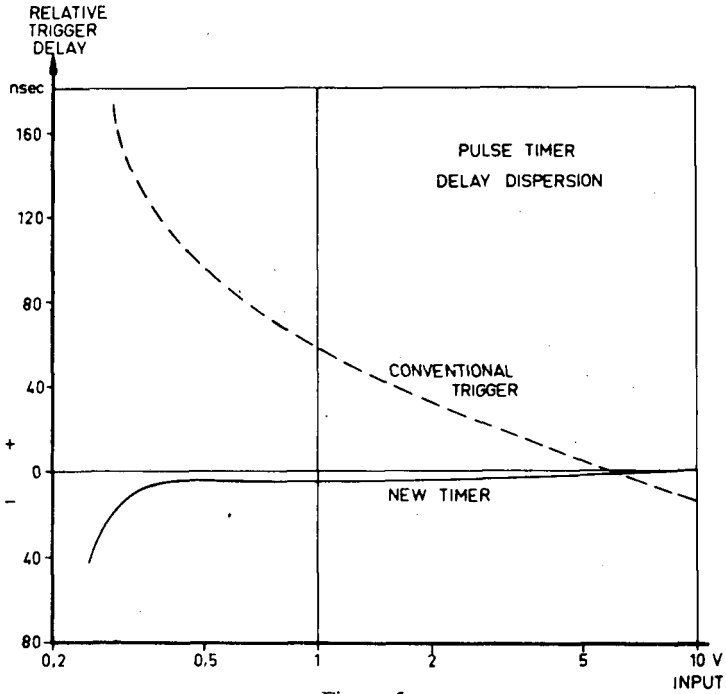


Figure 5

the usual delay without the timing circuit. With pulse timing (solid line) there still exists a small delay in the region of the threshold level just when the Schmitt circuit triggers. It covers only a negligible part of the pulse amplitude spectrum. (The slight increase for high amplitudes is due to the test pulse generator.) The actual performance with a pulse spectrum (Cs^{137} , NaI(Tl) with 6342) is seen in Fig. 6. The differentiated

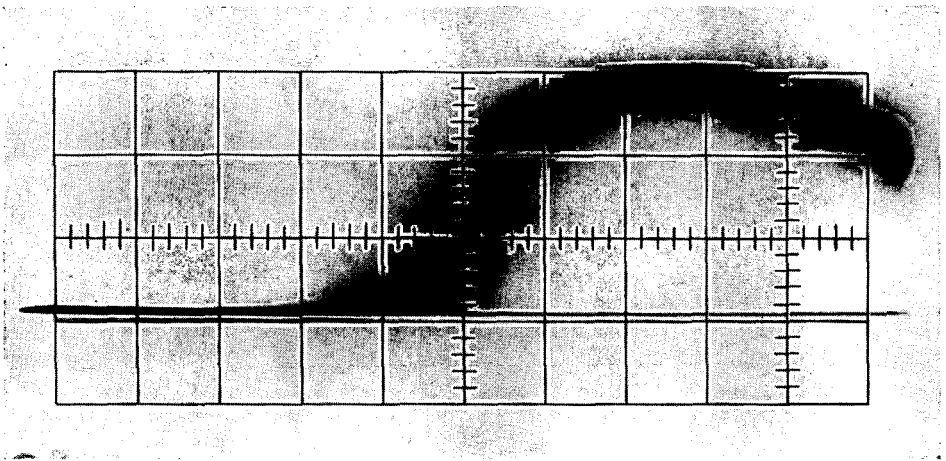


Figure 6

output pulse of the Schmitt circuit is displayed on a c.r.o. screen with 20 nsec/cm time sweep. The oscilloscope was triggered on a very low input level so that even very small pulses activated the sweep without triggering the Schmitt circuit, thus writing, in addition, the zero line. There is a certain remaining fluctuation in time the origin of which is supposed to be due to the decay time (pulse rise time) fluctuations of the scintillator, partly at the very beginning of the pulse (fluctuation of the sweep trigger) and/or partly at the time when the differentiation process occurs (fluctuation of the zero crossing). To obtain a very rough estimation, a photometer record of Fig. 6 was taken along the abscissa. The same procedure was repeated with anthracene scintillator under the same conditions except for the changed differentiation cable length. The result is shown in Fig. 7, plotted on a logarithmic

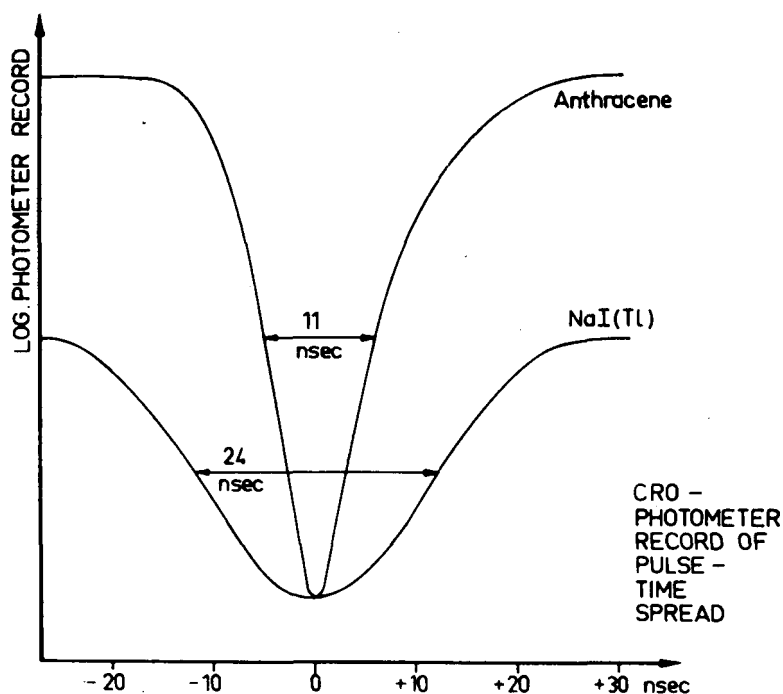


Figure 7

scale to respect the blackening characteristic of the film. The half-widths of the curves approximately give the highest possible coincidence resolution which seems reasonable in connection with slow scintillators.

The numerical results of 24 resp. 11 nsec are preliminary; the main purpose of this paper was to show the method. Various applications are possible in all trigger stages in oscilloscopes or in coincidence arrangements where different amplitudes are to be selected for coincidence (e.g. β - γ spectrometers). The circuit has been running in a twofold coincidence stage of a Compton spectrometer for months without readjustment.

REFERENCES

- (1) WEINZIERL, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 226 (1956).
- (2) JOHANSSON, *Nucl. Instr.* **1**, 274 (1957).

A NOVEL FAST COINCIDENCE CIRCUIT OF THE DICKE TYPE

W. F. HORNYAK AND H. YOSHIKI - UNIVERSITY OF MARYLAND AND PRINCETON UNIVERSITY (U.S.A.)

The ingenious circuit designed by R. H. Dicke(1) was modified to permit its practical use with fast scintillation detectors. It is perhaps not inappropriate to review briefly the operation of this circuit as originally conceived. Transmission lines l_1, l_2, l_3, l_4 , and l_5 (refer to Fig. 1) are connected to junctions A and B containing

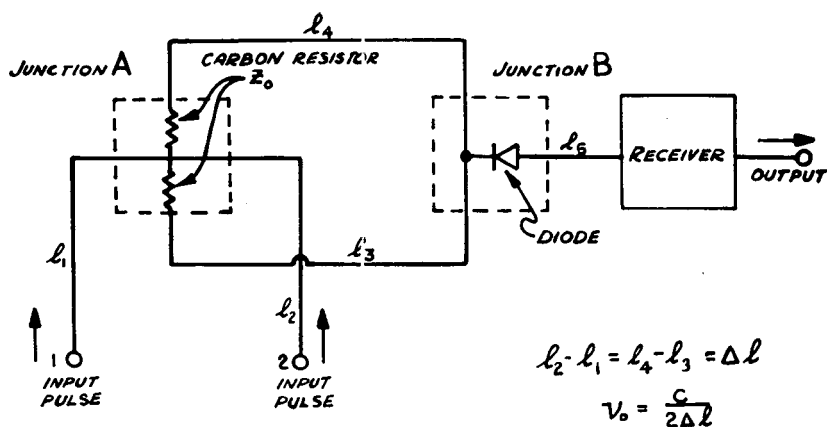


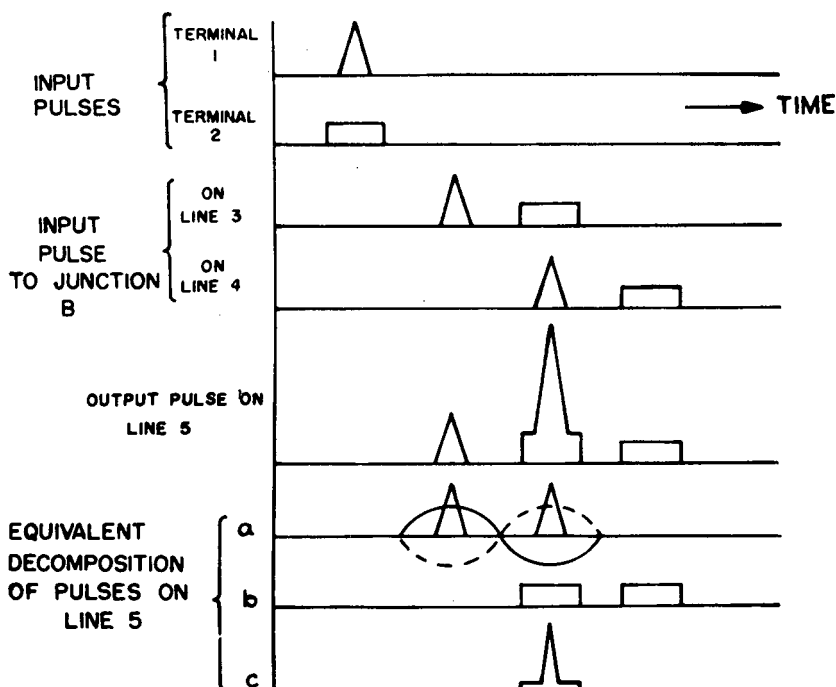
Figure 1

lumped circuit elements arranged physically to produce the least wave propagation discontinuities aside from the desired effects. The output impedance of the signal sources is assumed to be Z_0 , the characteristic impedance of the transmission lines.

Consider first, only an input pulse on line 1 and its interaction with junction A. In addition to the reflected pulse traveling back down line 1 and the transmitted pulse traveling down line 2 (each of which is completely absorbed at the matched input terminations), two equal pulses travel down lines 3 and 4 to junction B. Since lines 3 and 4 are made unequal in length, the two pulses arrive at junction B separated by a time $\frac{\Delta l}{c}$, where $\Delta l = l_4 - l_3$ and c is the cable propagation velocity. Two such equal pulses will have a Fourier spectrum containing amplitude zeros at frequencies $\nu_{on} = \frac{c(2n-1)}{2\Delta l}$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Thus the narrow band width receiver, viewing junction B through line 5, if tuned to one of these frequencies will have no output.

Consider now two simultaneous signals injected at inputs 1 and 2. If the lines 1 and 2 are also made unequal in length by Δl , $\Delta l = l_4 - l_3 = l_2 - l_1$, the time sequence of pulses shown in Fig. 1 results. The output signal on line 5, which passes through the diode acting as a non-linear circuit element, may be decomposed into the equivalent pulses labeled a, b, and c. The pulse c results from the non-linear behavior of

TIME SEQUENCE FOR COINCIDENT PULSES



To Figure 1

the diode; if the diode were a linear element component c would vanish. The sets of identical pulses a and b again have zero Fourier amplitudes at the frequencies ν_{on} , however, component c will in general have non-zero amplitudes at these frequencies. Thus the receiver tuned to one of the frequencies ν_{on} will have zero output for pulses originating from single events injected at either input and a non-zero output for coincident events. It should be pointed out that the input coincident pulses need not be equal in amplitude or for that matter they need not be even similar in shape. What is important however is that the time $\frac{\Delta \ell}{c}$ should be long compared to any of the input pulse durations or else pulse overlapping at the diode will occur even with single inputs, with the subsequent loss of the desired amplitude cancellation at the frequencies ν_{on} . It is also clear that the diode response time must also be short compared to $\frac{\Delta \ell}{c}$ to prevent the effect of first pulse being stretched to the arrival time of the second pulse.

The reason for inserting the carbon resistor in series with lines 3 and 4 is as follows. Due to the various interactions (both reflections and transmissions) at junction B pulses will travel back towards junction A on lines 3 and 4. Consider, for example, a pulse arriving back at junction A on line 4. It will be partially transmitted at junction A down line 3 towards junction B again. In order that this disturbance in arriving at junction B produces no signal at the receiver output, it must be paired

with a reflected pulse back down line 4. This condition, plus the obvious one of symmetry, require that the resistors be each equal to Z_0 in resistance. Under this condition these secondary pulses arriving back at junction B have only $1/36$ of the power of the pulses that left junction B to begin with.

The coincidence resolving time clearly depends on the detectable non-linearity introduced by the diode as non-coincident, but overlapping pulses are increasingly further separated in time. The combination of large diode non-linearity and high receiver sensitivity required to permit the detection of coincident pulses of large difference in height thus sets the coincidence resolving time near the signal pulse width. This assumed no response time limitation on the part of the diode, which, if present, would further increase the resolving time.

The signal sources in this work were diphenyl acetylene scintillation crystals mounted on 1P 21 photomultipliers. The anode load resistances were set equal to Z_0 . The 1P 21's were selected to permit operation at voltages as great as 2400 volts without breakdown. Under these conditions signal pulses several volts in amplitude and approximately 3 millimicroseconds (estimated) in width were produced.

Simple biased diodes (germanium types 1N34, 1N56, G7A, etc.) were tried in the manner described by Dicke. In addition, diode networks were tried in order to reduce the mismatch at junction B. In all cases, considerable conduction biasing of the diodes was required to realize a short diode response time which inevitably resulted in poor non-linearity. It should be remarked that the non-linearity encountered here involves a positive curvature of the (diode) output voltage versus (diode) input voltage (see Fig. 1) where c is a positive pulse.

Most successfully, non-linearity of negative curvature or of the saturating type was used. The saturating element was an overdriven distributed line amplifier

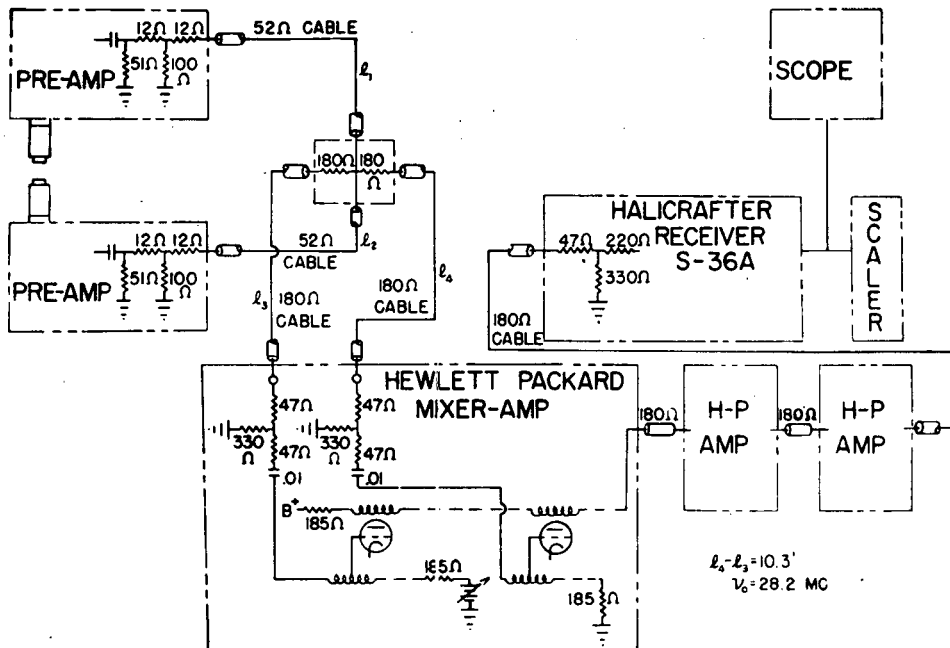


Figure 2

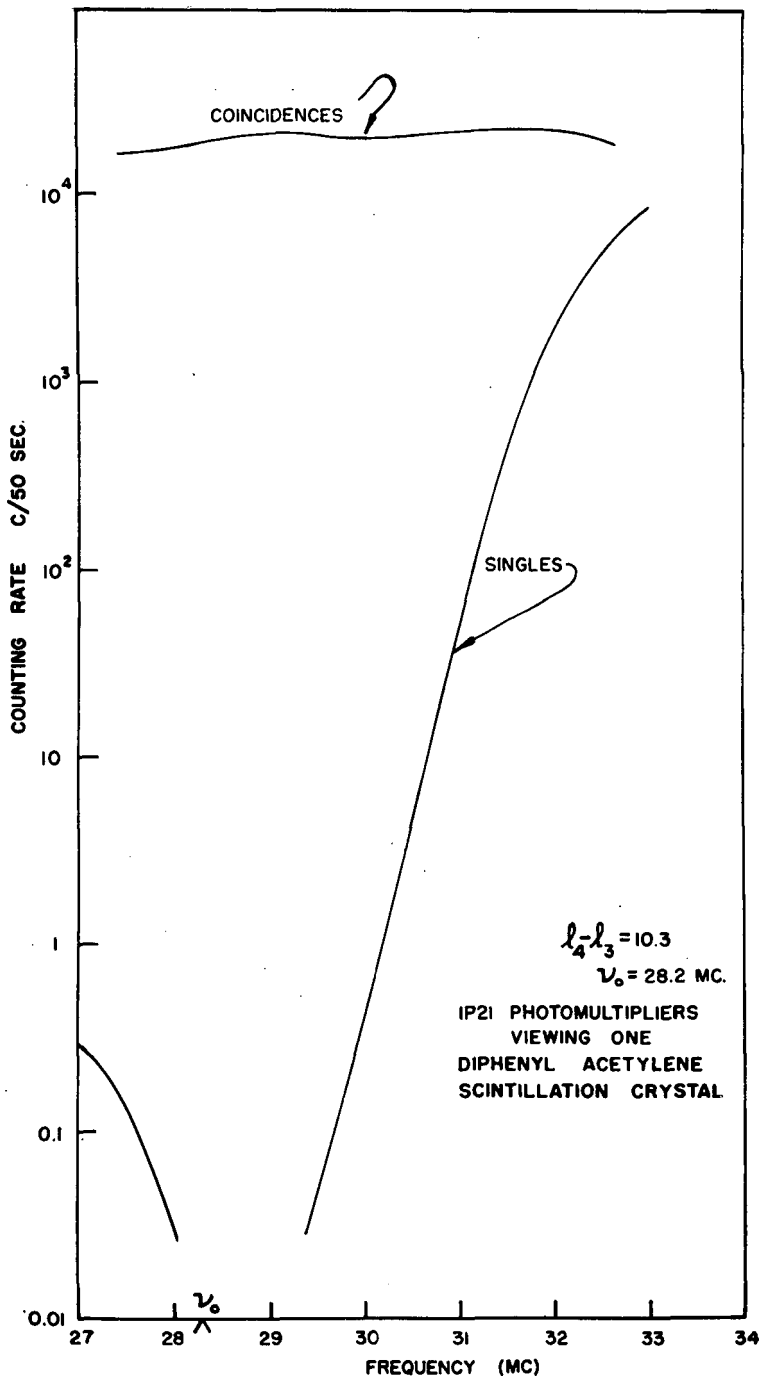


Figure 3

(actually two Hewlett Packard amplifiers in series). The input to this amplifier consisted of a distributed line mixer(2) (see Fig. 2). The transmission lines 3 and 4 were selected to have the same characteristic impedance as the mixer (180 ohms). Thus this results in a matched junction B with no reflections or cross transmissions coupling lines 3 and 4. The gain on one branch of the mixer was adjustable to permit

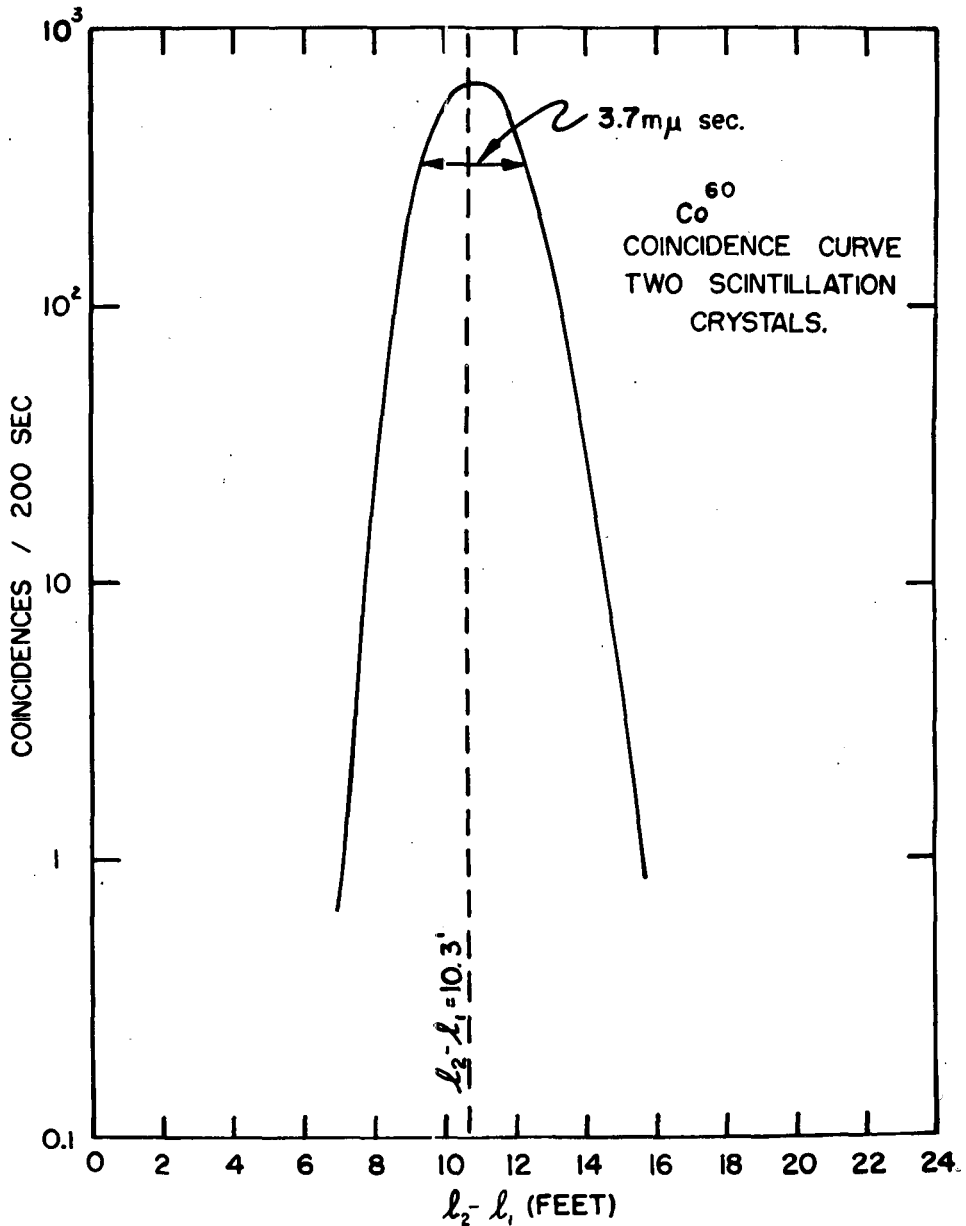


Figure 4

precise "double pulse matching". To check this feature of the operation, two photomultipliers were used viewing the same scintillation crystal, thus producing a large number of "coincidences" per second. Simply turning the high voltage off to either photomultiplier would simulate "singles" inputs. Fig. 3 shows the counting rate on the output of the receiver (a scaler was used to count the pulses from the second detector of the receiver that exceeded a prescribed height on the scaler input discriminator — in practice set just above the overall noise level in the video stages of the receiver) both for the "singles" and coincidence arrangement. The calculated minimum in the singles curve should be 28.2 megacycles. In actuality the minimum rate was unmeasurably low.

Fig. 2 shows the coincidence circuit as it finally evolved. Cables ℓ_1 and ℓ_2 having characteristic impedances of 52 ohms were used while ℓ_3 and ℓ_4 had $Z_0 = 180$ ohms as just described. All changes in cable lengths are most conveniently done in either lines 1 or 2 rather than lines 3 or 4. (Changing ℓ_3 or ℓ_4 would require resetting the mixer gain for "double pulse matching" due to the ensuing change in cable attenuation.) The small change in accepted pulse height dynamic range due to a change in cable attenuation as ℓ_1 or ℓ_2 is changed requires ℓ_1 and ℓ_2 to be low loss cable. Generally, low impedance cable is better in this respect; it further produces more severe RC clipping of the photomultiplier signal and consequently a shorter coincidence resolving time. The T-networks are introduced to improve cable impedance matching, particularly in the presence of shunt capacities.

The pulse energy within the bandwidth of the receiver results in generating a pulse in the second detector having a width of approximately 50 microseconds (the RC time constant of the second detector). The particular receiver used (Halicrafter S-36A) had a "high fidelity" audio section capable of passing the second detector pulse (high frequency audio cut-off being 50 KC). The 500 ohm output was used to drive a conventional scaler. The scaler discriminator and "Audio Gain" were used to bias above the noise generated in the RF section of the receiver. The particular receiver used had the best signal to noise figure at ν_{01} (i.e., the "first harmonic", $n = 1$ among the Fourier amplitude zeros).

Fig. 4 shows a typical coincidence resolution curve using diphenyl acetylene crystals and Co^{60} γ -rays. The observed resolving time is 3.7 millimicroseconds and the "drop-off" rate to produce a decrease of a factor of two in the counting rate, is $3 - 6 \times 10^{-10}$ seconds. Coincidence input pulses differing in amplitude by as much as a factor of 10 were counted with 100 percent coincidence efficiency.

REFERENCES

- (1) DICKE R. H., *Rev. Sci. Instr.* **18**, 907 (1947).
- (2) CHAGNON, ZERNOW and MADANSKY, *Rev. Sci. Instr.* **24**, 326 (1953).

A FAST PHOTOMULTIPLIER AND COINCIDENCE SYSTEM FOR PRECISE TIME MEASUREMENTS*)

G. A. MORTON AND R. M. MATHESON - RCA LABORATORIES, PRINCETON, N. J.
(U.S.A.)

In an earlier paper brief mention was made of a new photomultiplier, being developed at RCA Laboratories under the sponsorship of the Atomic Energy Commission, designed to have time resolution capabilities at least an order of magnitude better than the conventional high speed tube. We would like here to present a somewhat more detailed description of the tube and of the design principles involved in its construction.

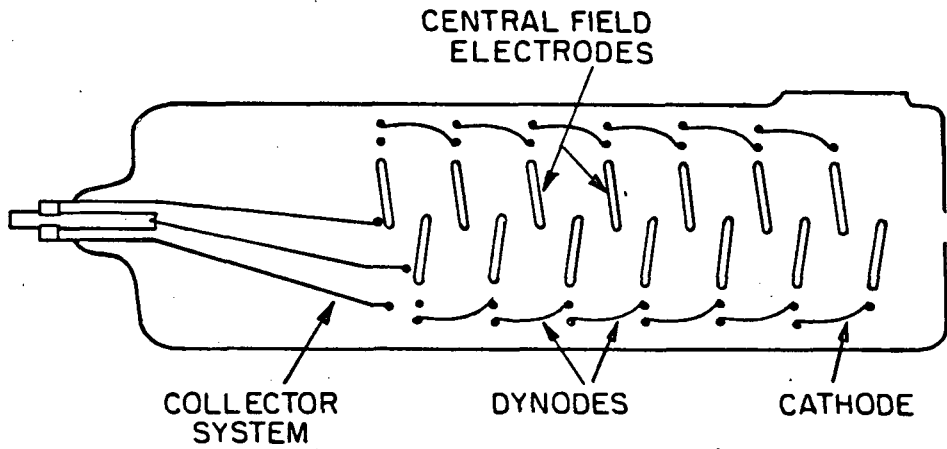
In order to take full advantage of the resolution of this tube, it was necessary to develop a new type of coincidence circuit to use with it inasmuch as conventional coincidence circuits are somewhat inadequate for the purpose. The new coincidence circuit makes use of a special beam deflection tube and is arranged so that coincidence occurs at a point which is a predetermined fraction of the total pulse height of the pulse from each photomultiplier.

The two principal causes of time error in a multiplier structure are the differences in path lengths of electrons going from one dynode to the next and the initial velocities of the secondary electrons. In a conventional multiplier, the first effect accounts for nearly 80% or 90% of the time error. The new structure aims toward reducing both of these causes of error. First, the path lengths of the trajectories followed by different electrons in going from one dynode to the next are made as nearly equal as is practical. Second, a series of electrodes is located between alternate dynodes. The potentials of these electrodes are made very high. An electron leaving a dynode is rapidly accelerated to a high velocity and then, as it approaches the succeeding dynode, it is slowed down so that it strikes this dynode with a velocity which is about the same as that in a conventional multiplier.

With this arrangement, electrons move very much faster across the interdynode space than they do when their velocity is due simply to the fields resulting from the normal interdynode voltage. The transit time from one dynode to the next is, in fact, essentially the same as would be the case if the interdynode voltage equaled the voltage on the central electrode system. However, this short transit time is obtained in the new structure without having to cascade the high voltages needed to make the transit time small. The high velocity of the electrons reduces the effect of differences of path length and the effect of initial velocities.

Fig. 1 shows the general arrangement of the multiplier structure while Fig. 2 is a photograph of an experimental model of this tube. Measurements made on the tube shown in the photograph indicate that the loss of electrons from the space current between dynodes to the central electrodes was at all points less than 20%. This means that the electron optical design of the structure is quite satisfactory. Fig. 3 is an enlargement of one stage showing the equipotential lines between dynodes and some of the electron trajectories. Calculations based on these field plots, considering path differences alone, indicate a time error of the order of a few times 10^{-12} sec. Estimates of transit time spread due to initial velocities indicate that the spread in any one stage would be expected to be of the order of 3 to 5×10^{-11} sec. An experimental measurement of the time spread of a six-stage structure made

*) This work was supported by the United States Atomic Energy Commission.



CENTRAL ELECTRODE PHOTOMULTIPLIER

Figure 1

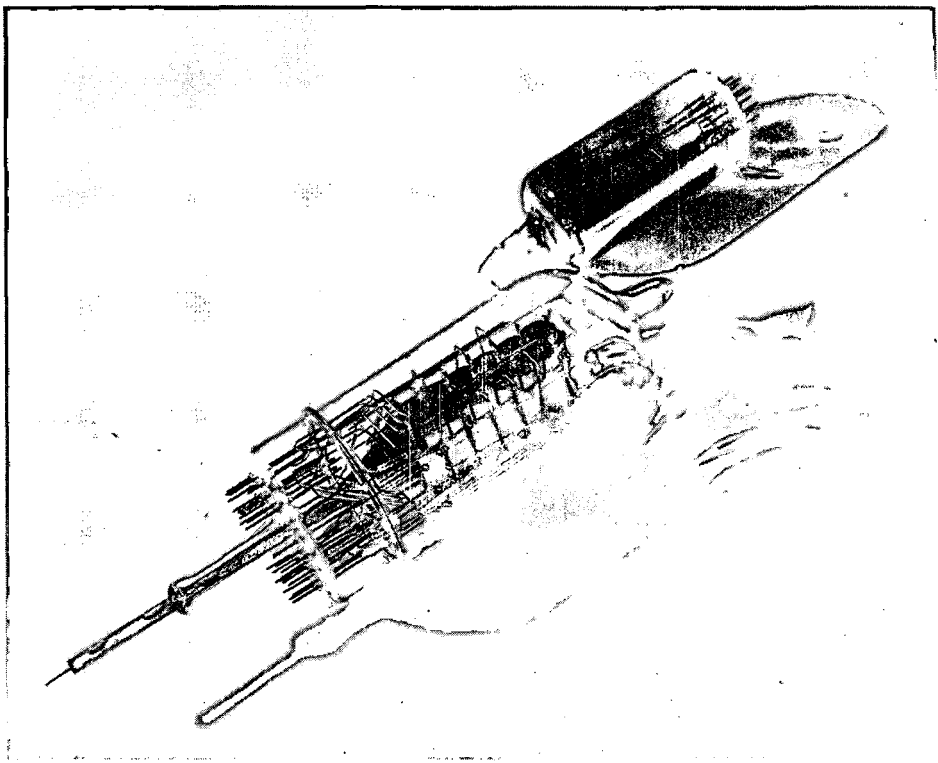
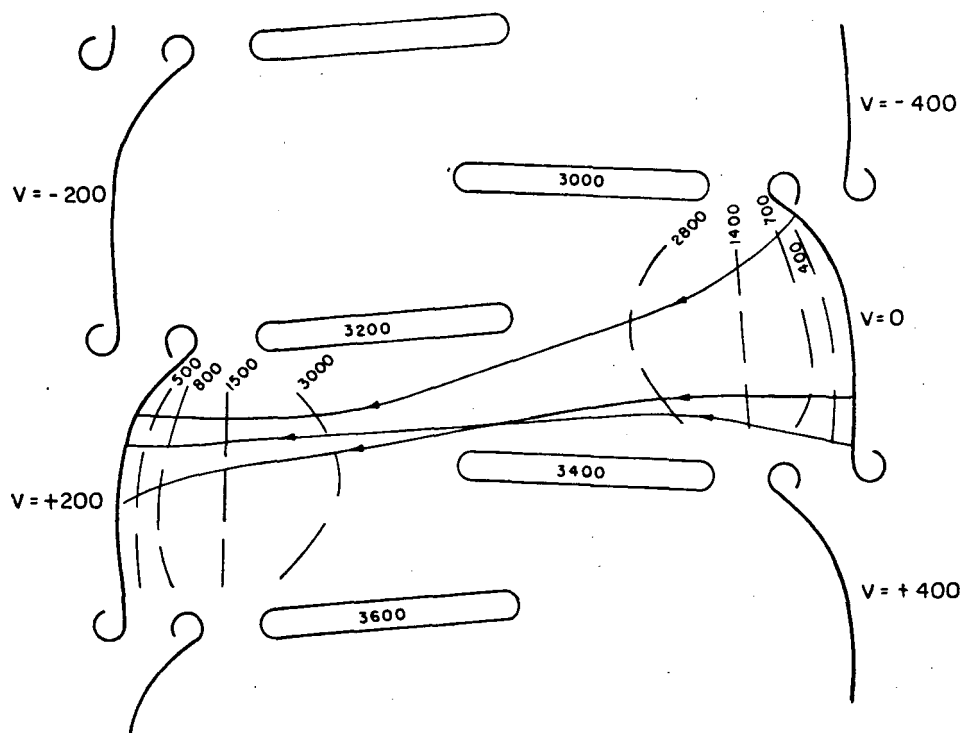


Figure 2



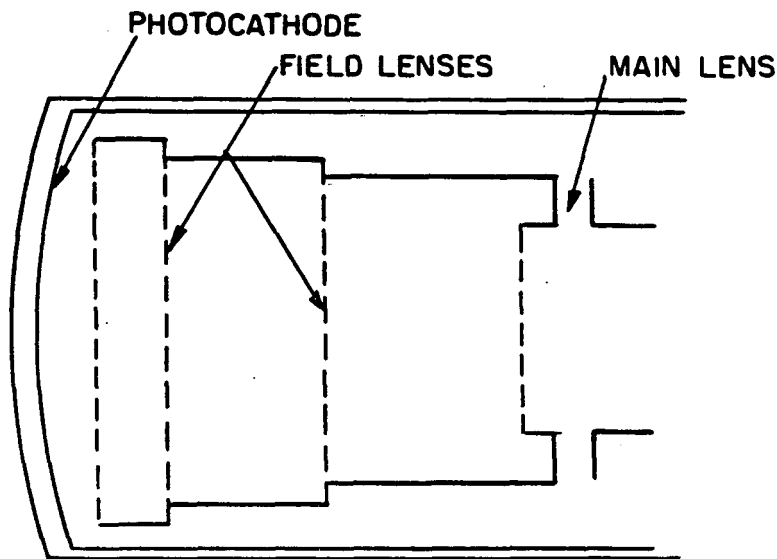
ONE STAGE OF C.E. MULTIPLIER

Figure 3

by M. H. Greenblatt, using an especially designed beam deflection type analyzing tube, shows that the total spread is about 1.2×10^{-10} sec. Assuming that the total spread is the square root of the sum of the squares of the spread per dynode, the interdynode transit time spread for this tube is of the order of 5×10^{-11} sec.

In addition to the multiplier itself, it is, of course, necessary to develop an anode system which does not introduce too great a time error. In a conventional multiplier, when an electron leaves the last dynode and moves toward the collector or anode, a displacement current is set up which continues during the entire transit of the electron. This is not serious with a conventional multiplier since the transit time spread is of the same order as the interdynode transit time itself. With the new tube, however, the time error is so small that the collector system must be radically modified. A shield surrounds the collector so that no displacement current is produced in the anode lead until the electrons pass through this shield. Since this does not occur until the electron velocity is very high, i.e., that corresponding to the potential of the central electrode system, the duration of the space current is very small.

Finally, it is necessary to design a photocathode-first-dynode electron optical system whose speed is commensurate with that of the multiplier. Fig. 4 shows the structure being developed for this. The curvature of the cathode is such that the

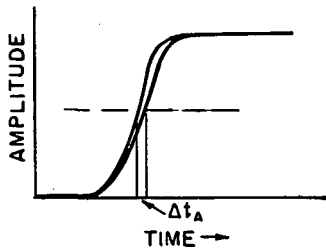


PHOTOCATHODE AND LENS SYSTEM

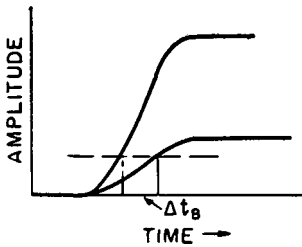
Figure 4

photoelectron transit times are essentially equal and the relatively high potential at which the lens elements operate (i.e., the potential of the central electrodes) minimizes the effect of the initial velocity of photoelectrons.

Before discussing the new coincidence circuit, let us briefly examine the nature of the time error from a multiplier. Let us assume that the scintillation which is to be timed consists of n photons arriving at the photocathode as a δ function in time. This will cause the release of $n_e = n\gamma$ electrons where γ is the quantum efficiency of the photocathode. At some later time, a pulse of average charge $n_e G$ will be collected by the anode. The pulse will no longer be in the form of a δ function but rather will be in the form of a Gaussian curve in time, with a variance of the time spread per dynode. The maximum of this pulse has a root-mean-square time deviation Δt from the average value t_0 given by the relation shown in Fig. 5. If, as is normally done in the case of the conventional fast coincidence circuit, triggering occurs when the anode voltage reaches some predetermined value (e.g., the voltage corresponding to the integral of a pulse due to $n_e G$ electrons integrated from the start of its rise to its maximum), there will be an additional time error due to the statistical fluctuation in amplitude of the output pulse and the finite rise time of the pulse. This is made clear from Fig. 5 which gives the total time variation Δt . However, if a coincidence circuit is used which triggers on a fixed fraction of the total integrated pulse, term Δt_B or πk under the radical will be eliminated or reduced to a very small value. Since this term depends upon the number of stages of the multiplier, a considerable improvement in time resolution where a high gain multi-stage multiplier is used can be effected by a ratio coincidence circuit.



$$\overline{\Delta t_A^2} = \frac{\beta^2}{N_e} \left(\frac{\sigma}{\sigma-1} \right)$$



$$\overline{\Delta t_B^2} = R^2 / \left(\frac{dn}{dt} \right)^2$$

$$= \pi k \frac{\beta^2}{N_e} \left(\frac{\sigma}{\sigma-1} \right)$$

$$\Delta t = \sqrt{\overline{\Delta t_A^2} + \overline{\Delta t_B^2}} = \frac{\beta}{\sqrt{N_e}} \left(\frac{\sigma}{\sigma-1} \right)^{\frac{1}{2}} (\pi k + 1)^{\frac{1}{2}}$$

WHERE N_e = NUMBER OF PHOTOELECTRONS

β = VARIANCE OF TIME SPREAD/ STAGE

σ = GAIN/ STAGE

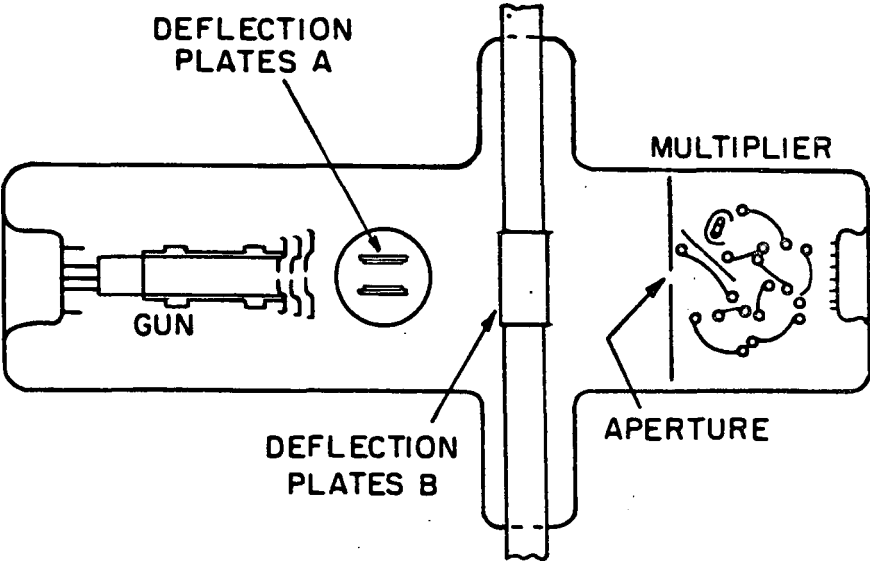
k = NUMBER OF STAGES

TIME DISPERSION EQUATIONS

Figure 5

The beam deflection tube used as the essential element of the ratio coincidence circuit for testing the performance of the new fast multiplier is shown diagrammatically in Fig. 6. It consists of an electron gun focused on to an apertured disk with a ten-stage circular multiplier mounted behind the aperture. Two pairs of deflecting plates mounted at right angles to one another serve to deflect the beam. These deflecting plates are designed to be as nearly as possible part of 50-ohm transmission lines passing through the tube. One end of each transmission line is connected to the multiplier outputs while the other end permits matched terminations to avoid reflections.

The operation of this coincidence element can be described with the aid of Fig. 7. Two signals are brought out from each of the two multipliers in the coincidence circuit. One of these signals is obtained from the last dynode and fed through an attenuator to the deflecting plates. The second signal comes through a fixed delay network directly onto the deflecting plates. For the problem at hand, the attenuator is set to reduce the amplitude of the pulse from the last dynode to just half the value of that from the collector. The rest position of the beam in the coincidence tube is such that it strikes the aperture disk just below and to the left of the aperture on a line making 45° with the deflecting plates. The pulse from the last dynode of multiplier A deflects the beam downward, while that from multiplier B deflects it to the left. The pulse from the collector of A, which is opposite in sign from that of the last dynode, deflects the beam upward, but since its amplitude is twice the



BEAM DEFLECTION COINCIDENCE TUBE

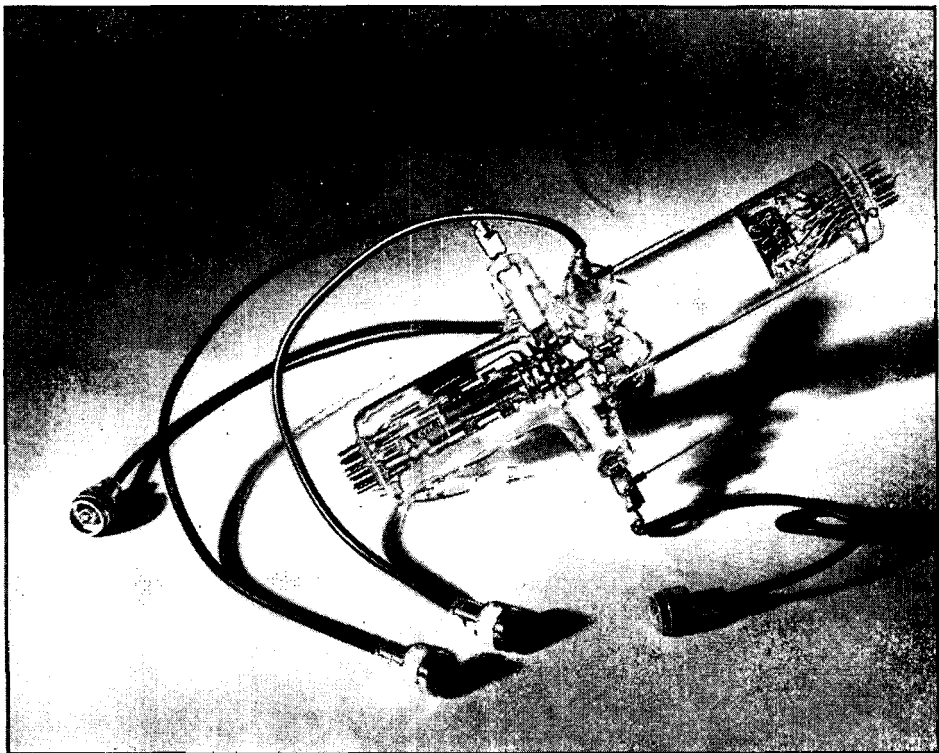
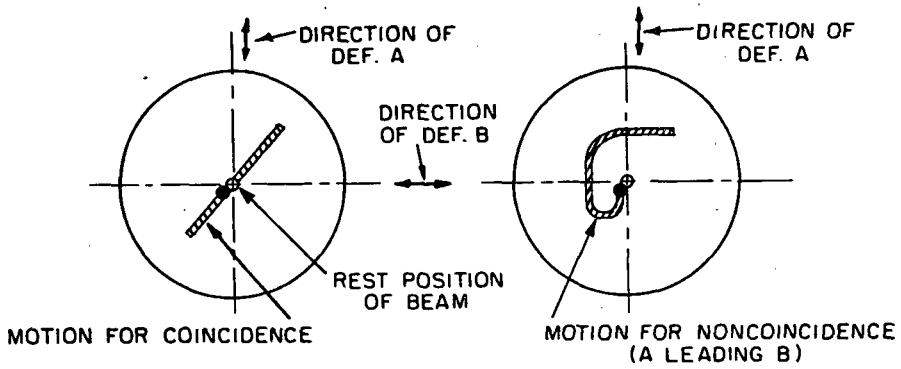
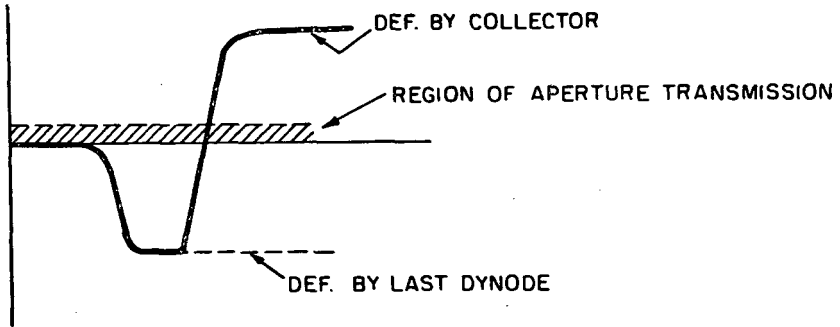
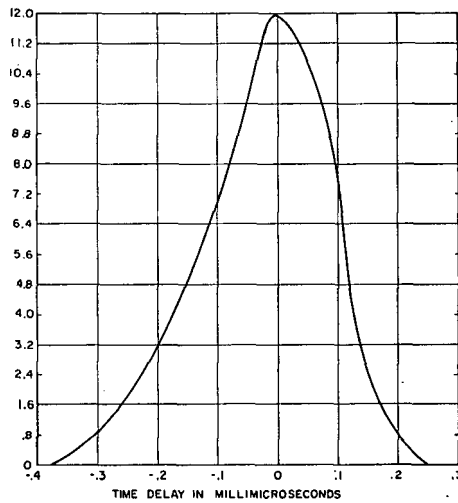


Figure 6



OPERATION OF BEAM COINCIDENCE SYSTEM

Figure 7



COUNT RATE AS A FUNCTION OF TIME DELAY

Figure 8

amplitude of the pulse from the last dynode, the beam crosses the horizontal diameter at approximately the half-way point of the rise of the integrated pulse. Similarly, the pulse from the collector of multiplier B deflects the beam to the right, crossing the vertical diameter at the mid-point of the rise of the pulse. This is independent of the amplitude of the two pulses since the deflection in one direction is always half that in the other. When the two pulses are truly in coincidence, the beam deflects in a straight line, crossing the aperture at the mid-point of the rises of the two coincident pulses. When the pulses are not in coincidence, the beam deflects along a curved path which does not cross the aperture.

The coincidence tube has been subjected to preliminary tests using a C7251 developmental multiplier. Fig. 8 shows the time distribution curve of the coincidence between the multiplier output, when excited by a fast rise time spark light flash, and the spark current. It will be seen that the full width at half maximum of this curve is about 2.5×10^{-10} sec. which is in agreement with the time fluctuation expected from this type of multiplier.

THE PULSE SAMPLING OSCILLOSCOPE

P. R. ORMAN - ATOMIC ENERGY RESEARCH ESTABLISHMENT, HARWELL (ENGLAND)

There have been great advances in the design of high speed cathode ray tubes in recent years and bandwidths in excess of 5000 Mc/s have been achieved with good sensitivity. The increase in sensitivity has been achieved partly by use of the travelling wave deflection system and partly by reduction of the spot size. Careful design of the electron gun has ensured high beam current density and so maintained the writing speed in spite of the reduction in spot size. In Table I, I have listed some characteristics of a few of the more recent cathode ray tubes.

TABLE I
Fast Oscilloscope Data

Tube Type	Size of Display	Vertical Sensitivity	Bandwidth (3db)	Deflection System
K 1056 (Dumont)	Y direction 10 cm X direction 10 cm	3V/sw 100V/cm	1000 Mc/s	Y Plates X Plates
E 2234-3341A (E.G. and G.)	Y direction 1 cm X direction 1.5 cm	30mV/sw 8V/cm	2000 Mc/s	Y Balanced Trans- mission Lines (120 Ω) X Plates
T.W.11 (Rauland)	Y direction 3.5 cm X direction 10 cm	0.46V/sw	5000 Mc/s	Y Balanced Trans- mission Lines (125 Ω) X Plates
Sampling Oscilloscope	LARGE	$\approx$ mV/sw	300 Mc/s (Harwell) 560 Mc/s (Sugarman)	

Whilst we must give credit to these designs, we must also remember that they have disadvantages, apart from their price. The improvement of sensitivity by reduction of spot size is perfectly admissible when photographic recording methods are used, but the associated small area display is a great inconvenience to the engineer making constant visual observations in the course of circuit development. He will not, in general, be studying single transients and he may not require quite as much bandwidth as is possible with the tubes I have listed. Nevertheless, he requires at least the same order of sensitivity, and his eye is not the untiring eye of the camera.

It is my purpose in this talk to describe another approach to the problem of displaying high speed waveforms, namely the pulse sampling technique. This is a technique which can be used wherever the waveform to be displayed is recurrent. For visually observed displays it is helpful if the recurrence rate exceeds about 100 c/s, but it must be emphasized that there is no reason why the recurrence should be regular, the waveforms may occur randomly in time. The bandwidth of sampling oscilloscopes at present in use is much more moderate than the 5000 Mc/s I have mentioned for the best conventional high speed oscilloscopes, but the sensitivity is very greatly improved and the display is large and bright.

The sampling oscilloscope is not a new device, the first design by Janssen(1) was reported in 1950. A commercial design by McQueen(2) followed, and during

the last five years almost all the fast circuit work that has been done at Harwell has been done with its aid. Recently, at our laboratories this most useful instrument has been felt to be rather cumbersome and costly and accordingly smaller and cheaper instruments have been designed to satisfy the growing demand for fast oscilloscopes. Two designs have emerged, one using valves(3) and one using transistors(4). Each takes the form of an "add-on" attachment to a conventional low bandwidth oscilloscope, and the bandwidth in each case is in the region of 300 Mc/s. One other design, with considerably higher bandwidth (560 Mc/s) has been reported by Sugarman(5) who has used it to study output waveforms from scintillation counters.

The Principle of Operation

Reduced to its essentials, the pulse-sampling oscilloscope may be drawn schematically as shown in Figure 1.

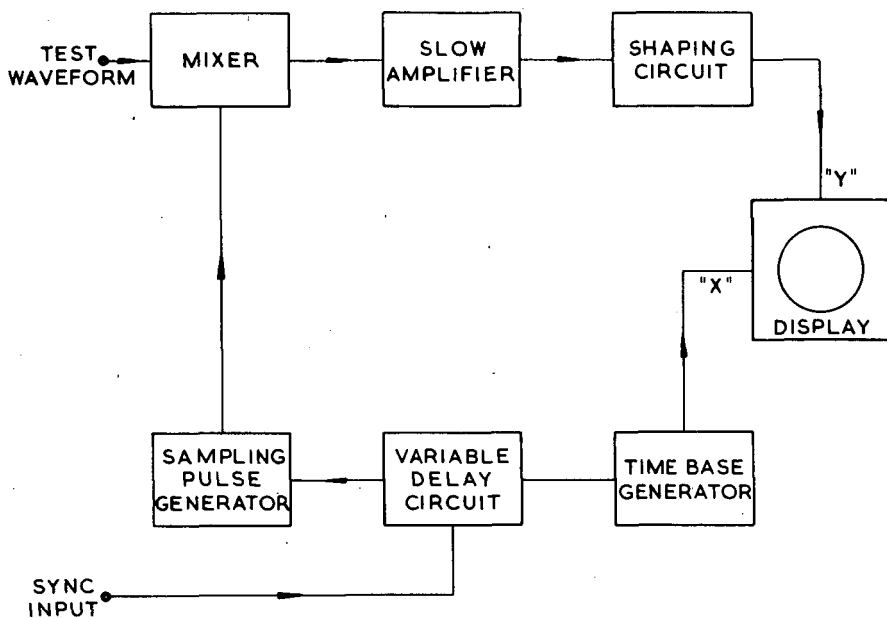


FIG. 1. SIMPLIFIED SCHEMATIC DIAGRAM

The test waveform to be displayed is applied to a circuit which I shall call the mixer, where its average amplitude is measured over a very short period, short, that is, compared to the time scale of the test waveform itself. This "sampling" period, typically in the region of one nanosecond, is defined by the width of a "sampling" pulse, which is applied to the mixer once for every recurrence of the test waveform.

The output of the mixer is a long pulse whose amplitude is proportional to that of the test waveform over the sampling period. This long pulse is amplified by a narrow bandwidth amplifier, shaped to a convenient rectangular form of perhaps

50 microseconds duration, and then applied to the vertical deflection system of a conventional oscilloscope. This series of operations is illustrated in Figure 2.

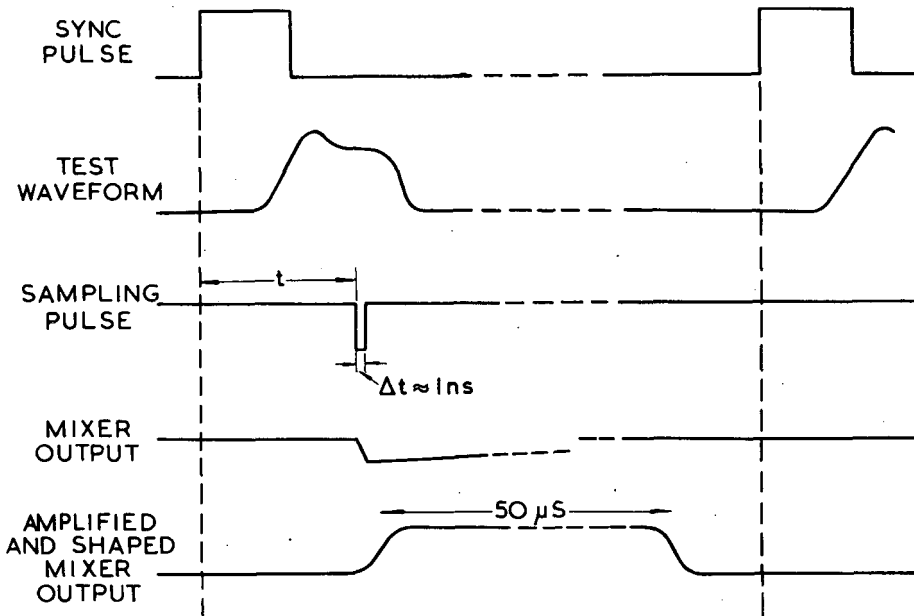


FIG. 2. WAVEFORMS SHOWING PRINCIPLE OF THE PULSE SAMPLING TECHNIQUE

In Figure 2 we see that the time t at which sampling takes place is referred to a synchronising pulse associated with (or derived from) the test waveform itself. It is arranged, by means of a suitable variable delay circuit, that the sampling time, t , shall vary between successive test waveforms and that the horizontal deflection in the display oscillograph is made proportional to it.

In order to clarify this, let us consider one of the several ways in which the desired result may be obtained. In this method (see Figure 3) the synchronising pulses (a) are converted to fast ramp waveforms (b) and applied to the input of a trigger circuit. A non-synchronised slow ramp waveform (c) is also applied to the trigger circuit input as a time varying back bias. The two waveforms are shown superimposed at Figure 3 (d). The intersections of the rising parts of the waveforms give the instants at which the trigger circuit fires and it will be clear that the final output pulses become progressively delayed from their corresponding synchronising pulses. We shall see later that the instants of sampling the test waveform are determined by the instants at which this trigger circuit fires. The slow ramp waveform which has been used to give the variable delay is also used as the horizontal deflection in the oscilloscope.

In this way we shall build up a display consisting of a number of pulses whose amplitude envelope depicts the original test waveform. The form of the display is as shown in Figure 4. In practice, brightness modulation will be applied, so that only the tops of the pulses will be visible, and the display then consists of "dashes".

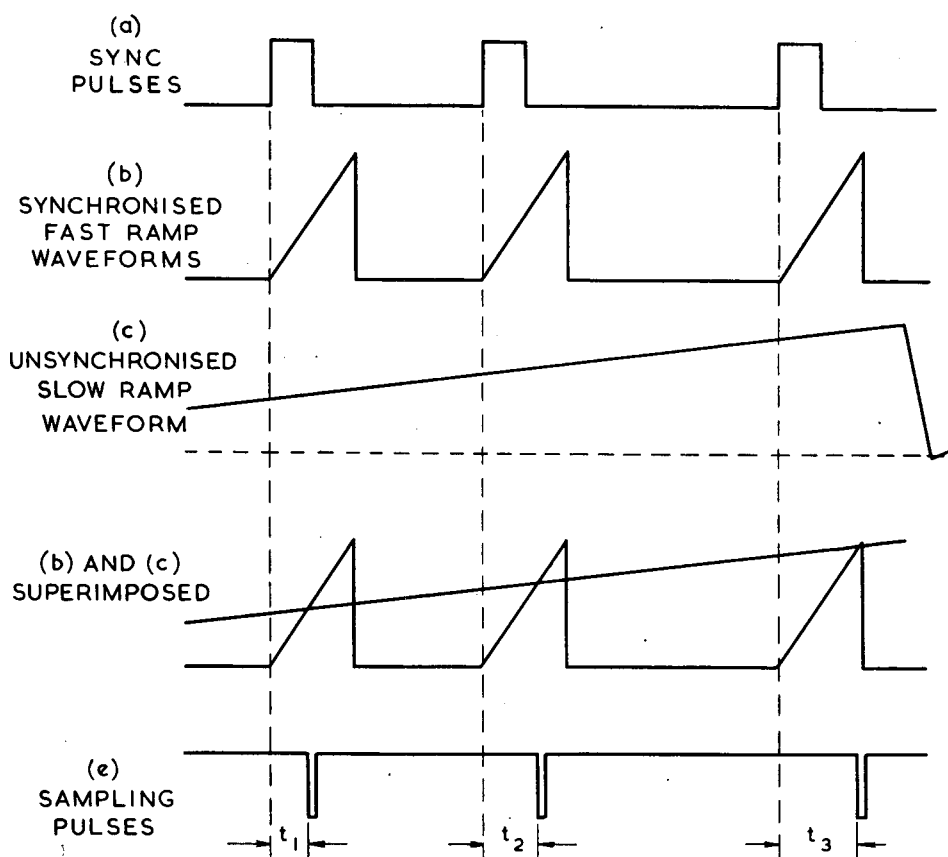


FIG. 3. WAVEFORMS ILLUSTRATING ONE METHOD OF AUTOMATIC DELAY VARIATION.

Moreover, in this diagram, for ease of drawing, I have shown very few elements in the display. For reasonable definition, there would, in practice, be something in the order of a hundred elements and the "dashes" would become "dots".

It is relevant here to point out that there is really no need to use a cathode ray tube display at all. A system has been designed in which the slowly varying bias referred to above, which provides the automatic delay variation and X sweep, is obtained from a potentiometer linked mechanically to a pen recorder. The pen of the recorder may be made to trace out the shape of the test waveform.

The Mixer Circuit

There are several possible designs for the mixer circuit, and I shall describe first one which is adequate for moderately high bandwidths and which has been used successfully for a number of years. The circuit is shown in Figure 5a and is basically that used by McQueen(2). The pentode is normally biased beyond cut-off by a negative

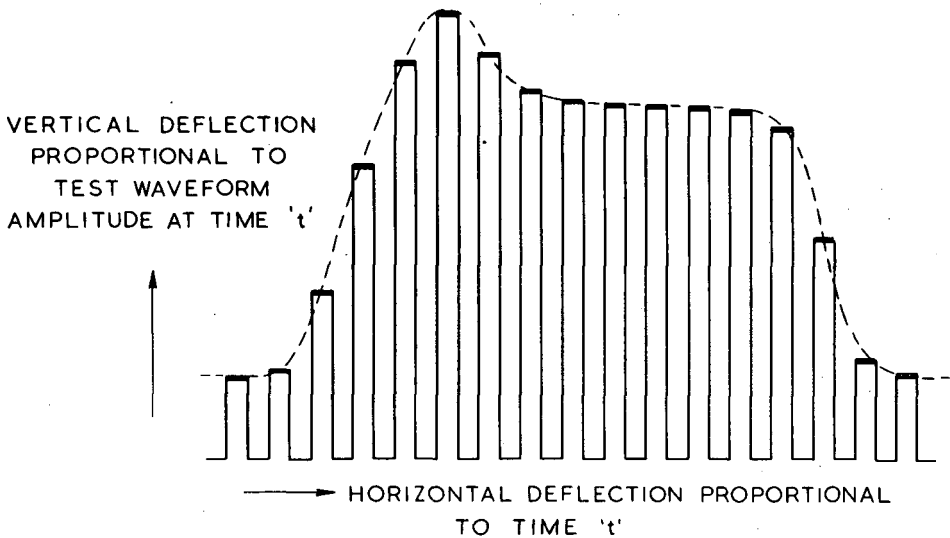


FIG. 4. THE FORM OF THE DISPLAY IN THE SAMPLING OSCILLOSCOPE.

potential applied at its grid, but is brought into conduction by the narrow negative sampling pulse applied at its cathode. The grid bias and the amplitude of the sampling pulses are so adjusted that when conducting, the valve is in its normal Class A operating condition. The precise amount of anode current which flows during the sampling pulse is controlled by the amplitude of the test waveform applied to the grid through an attenuator. In order to ensure sensibly linear operation, the attenuation must be such that the total peak to peak excursion of the test waveform at the grid does not extend beyond the linear region of the valve characteristic. The anode current consists, therefore, of a series of pulses whose amplitude is modulated in a linear manner by the test waveform. Each pulse is integrated by stray, or added, capacitance at the anode so that only low bandwidth amplifiers are required thereafter.

A mixer circuit using a transistor has been designed by Chaplin et al.(4) and this is illustrated in Figure 5b. The transistor J1 is normally cut off by the positive potential V applied at its base through the transformer TR1. The test waveform is applied at the emitter after sufficient attenuation to ensure that the bias level V is not exceeded. The sampling pulse is applied through the transformer to the base and the output voltage at the collector for each sampling pulse is modulated as before by the "instantaneous" amplitude of the test waveform.

Fundamentally, an oscilloscope of the pulse-sampling type cannot display a rise-time shorter than the duration of the sampling pulse used (for detailed analysis see Lewis and Wells(6)), but it is clearly necessary that any mixing circuit shall not degrade the bandwidth below this fundamental limit. The circuits described have been used with sampling pulses of about one nanosecond duration and are satisfactory for bandwidths up to about 300 Mc/s. Where greater bandwidth than

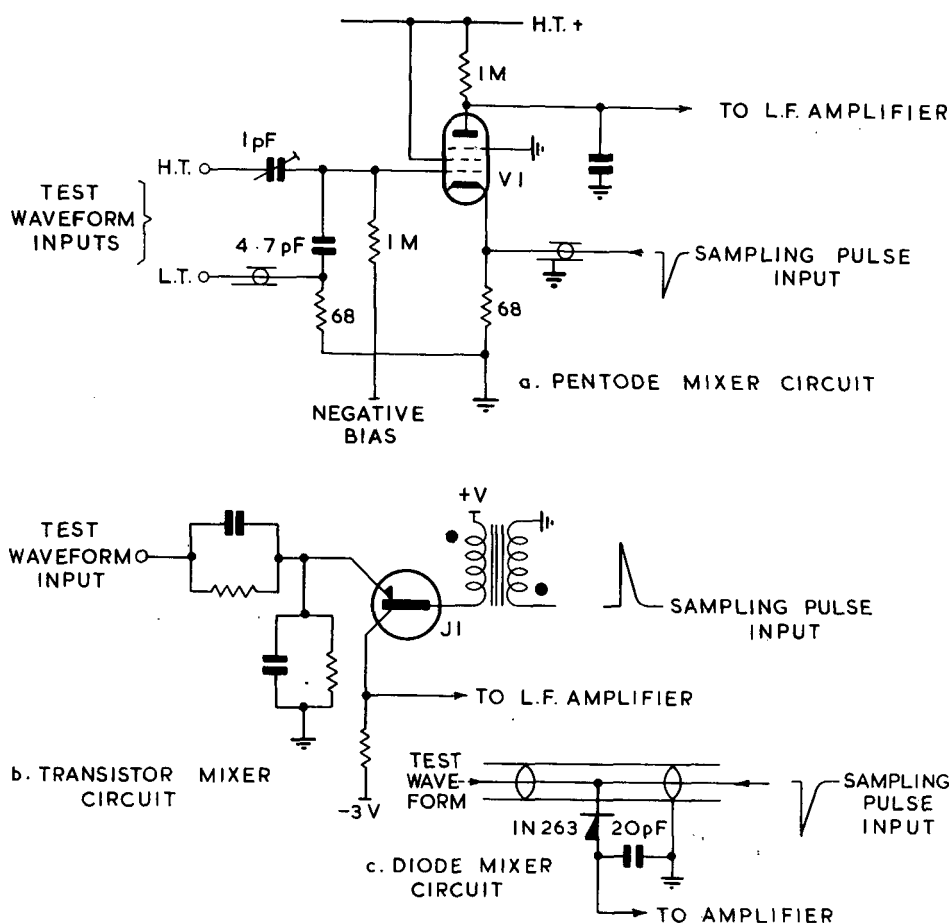


FIG. 5. MIXER CIRCUITS

this is required, it is necessary to produce shorter sampling pulses and also probably to seek a more suitable mixer circuit. Sugarman(5) has reported a design with a bandwidth (3db) of 560 Mc/s in which he uses a sampling pulse duration in the region of 0.5 nanosecond. His mixer consists of a biased silicon point contact diode tapped into a coaxial transmission line. See Figure 5c. Integration occurs at the diode anode.

D.C. Connection.

When a D.C. potential is applied to the mixer circuit input terminals the operation is rather akin to that of the D.C. chopper amplifier. It is clear, therefore, that the sampling oscilloscope can have the advantages of a direct coupled oscilloscope. If there is superimposed on the test waveform a variable and accurately measurable D.C. potential, then precision measurements of amplitude and D.C. level are possible.

Sensitivity.

Since there is, in principle, no limit to the low frequency amplification that may be applied after the mixer circuit, the sensitivity of the sampling oscilloscope is probably most usefully referred to the noise at the input terminals. Neglecting the attenuator, which may or may not be required to precede the mixer circuit, the effective noise at the input is in the millivolt region for the designs I have described. One can therefore consider these oscilloscopes as having a sensitivity in the region of a millivolt per spot width. The sensitivity can then be compared with that of conventional oscilloscopes, although as I mentioned earlier, one often needs to bear in mind the area of display as well as the sensitivity.

Disturbance of the Circuit under Test.

It should be noticed that, as distinct from the passive action of the conventional oscilloscope, the mixer circuits I have described have the property of injecting pulses of charge into the circuit under test. This effect will clearly be most pronounced when there is little or no attenuation in the coupling between the mixer and test circuits. Very often this does not matter, but the effect has nevertheless sometimes led to misleading displays, for example, when the circuit contains diodes in certain configurations. For this reason, it may sometimes be necessary to use a wide-band buffer stage, such as a cathode follower, between the mixer and the circuit under test.

The Display of Scintillation Counter Output Waveforms

In order to display fast output waveforms from scintillation counters it is, of course, necessary first of all to produce a synchronising pulse. This is often generated at one of the lower dynodes of the photomultiplier although it may, if necessary, be derived from the actual waveform it is desired to display. In either case, it will also be necessary to insert some appropriate amount of time delay in the input to the display system proper. Having obtained the synchronising pulses, we must now take account of the fact that they occur at statistically varying times and provide some sort of paralysis in the circuit which accepts them. By this means, we shall ensure that the circuit, once triggered, will ignore all further synchronising pulses until every circuit involved in the system has returned to its quiescent state.

I need hardly say that none of the procedures I have just outlined is special to the application of the pulse sampling technique. What is special is that we must now also take account of the wide variation in amplitude of the waveforms we wish to display. This involves the use of a single channel pulse amplitude analyser in order to select pulses whose amplitudes lie within a suitably small range. This can conveniently be done by generating at one of the lower dynodes of the photomultiplier a slow proportional pulse, and applying this to the input of the analyser. The output pulse from the analyser can then be used in a number of ways, but perhaps the easiest is to use it to control the brightness modulation of the display cathode ray tube.

Conclusion

To summarise briefly what I have said, the pulse sampling oscilloscope is a very high sensitivity, and reasonably high bandwidth device, giving a large and bright display of recurrent high speed waveforms. These waveforms may vary statistically both in amplitude and in time of occurrence; all that is necessary is that they should be recurrent.

Considered as an attachment to a cheap, conventional, low bandwidth oscilloscope, the pulse sampling equipment need not be excessively costly, large or complicated. The "thermionic" version designed at Harwell contains about 20 valves, the transistor version less than a dozen transistors.

I hope I have said enough to explain the enthusiasm for these instruments at Harwell. They seem to have been used very little elsewhere, and since the basic ideas are not novel, it would be very interesting to find out why this should be so.

REFERENCES

- (1) JANSSEN J. M. L., "An Experimental Stroboscopic Oscilloscope for Frequencies up to about 50 Mc/s.", *Philips Tech. Review* **12**, 2, 52 (1950); and **12**, 3, 73 (1950).
- (2) McQUEEN J. G., "The Monitoring of High Speed Waveforms", *Electronic Engineering* **24**, 346 (1952).
- (3) Pulse Sampling Equipment Type 1584A; Specification & Manuals Section, A.E.R.E., Harwell.
- (4) CHAPLIN G. B. B., OWENS A. R. and CANDY C. J. N., Transistorised Sampling Equipment, Provisional Patent Spec. App. No. P. 37642/57, Dec. 1957.
- (5) SUGARMAN R., "Sampling Oscilloscope for Statistically Varying Pulses", *Review of Scientific Instruments* **28**, 933 (1957).
- (6) LEWIS I. A. D. and WELLS F. H., Millimicrosecond Pulse Techniques, p. 212; Pergamon Press, London 1954.

DEUX APPAREILS DEMULTIPLICATEURS D'IMPULSIONS A POUVOIR RESOLUTIF ELEVE

U. PELLEGRINI, B. RISPOLI - COMITATO NAZIONALE PER LE RICERCHE NUCLEARI - CENTRO DI COORDINAMENTO ELETTRONICA (ITALIE)

1. On connaît déjà plusieurs publications dans lesquelles on décrit des échelles rapides avec un pouvoir résolutif de l'ordre de 10 ns. Avec le schéma proposé par Bay et Grisamore(1) il semble qu'on peut atteindre un pouvoir résolutif de 10 ns; l'échelle de huit publiée par Nakamura(2) divise jusqu'à 40 Mc/s; on espère obtenir avec les transistors un temps de résolution du même ordre de grandeur, puisque Baldinger(3) avec les transistors Philco S.B.100, a obtenu un temps de résolution de 50 ns.

Néanmoins, on doit remarquer que ces démultiplieurs rapides ne sont pas encore suffisamment stables. Pour ceci nous avons étudié deux nouveaux appareils démultiplieurs d'impulsions à pouvoir résolutif de 30 ns. Le temps de résolution est donc du même ordre que celui des circuits déjà publiés; mais il semble que, au moins avec le premier appareil, on puisse atteindre une stabilité assez bonne, puisque cet appareil a déjà fonctionné pendant plusieurs centaines d'heures. A présent on pense construire en série plusieurs exemplaires.

2. Le premier appareil a un facteur de démultiplication de 16; il est constitué par un formateur d'impulsions suivi de quatre éléments d'échelle binaire dont le schéma est représenté par la Fig. 1.

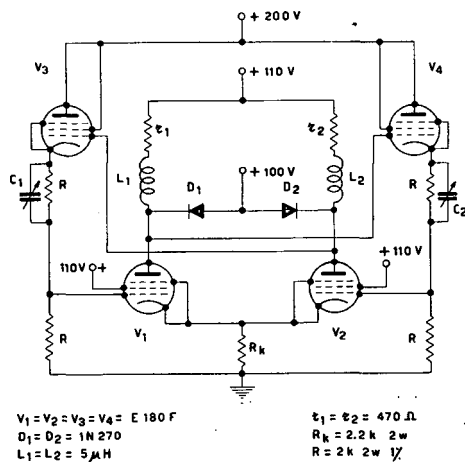


Figure 1

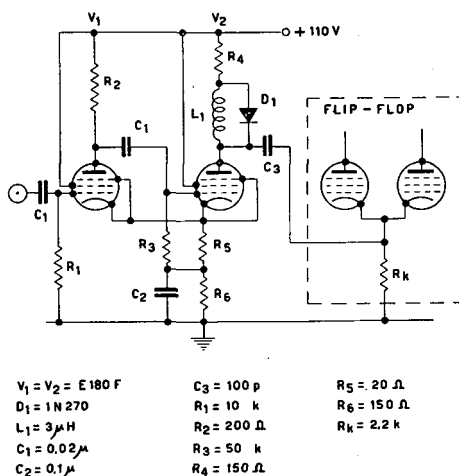


Figure 2

Les lampes V_1 et V_2 établissent les deux positions d'équilibre stable du flip-flop. Le couplage en continu entre V_1 et V_2 est établi avec les «cathode-follower» V_3 et V_4 . Ces lampes auxiliaires ont pour fonction d'améliorer la rapidité de la bascule puisqu'elles fournissent, pendant le temps de commutation, tout le courant nécessaire pour charger les capacités parasites.

Les inductances L_1 et L_2 introduisent une surcompensation des circuits d'anode, et partant, le temps de montée est de l'ordre de 10 ns. Les diodes limiteuses D_1 et D_2 ont pour fonction d'éliminer les «undershoots» introduits par L_1 et L_2 .

Pour que l'échelle fonctionne correctement, les impulsions d'attaque doivent être aussi courtes que le temps de commutation de la bascule. Pour cela nous avons mis à l'entrée de l'appareil un formateur d'impulsions qui est représenté par la Fig. 2.

Si les impulsions d'entrée ont une amplitude au moins de 2 Volts et un temps de montée inférieur à 1 μ s, on obtient sur l'anode de V_2 des impulsions rectangulaires avec un temps de montée de 10 ns. Ces impulsions sont envoyées aux cathodes des lampes V_1 et V_2 du flip-flop; elles sont alors dérivées avec une constante de temps déterminée par la capacité de couplage et la transconductance des lampes du flip-flop. Ainsi on obtient sur les cathodes du flip-flop une impulsion positive de 20 ns relative au front positif de l'impulsion d'entrée et une impulsion négative de la même durée relative au front négatif. L'amplitude de ces impulsions dérivées est telle que seulement les impulsions positives provoquent la commutation du flip-flop, tandis que l'échelle est insensible aux impulsions négatives.

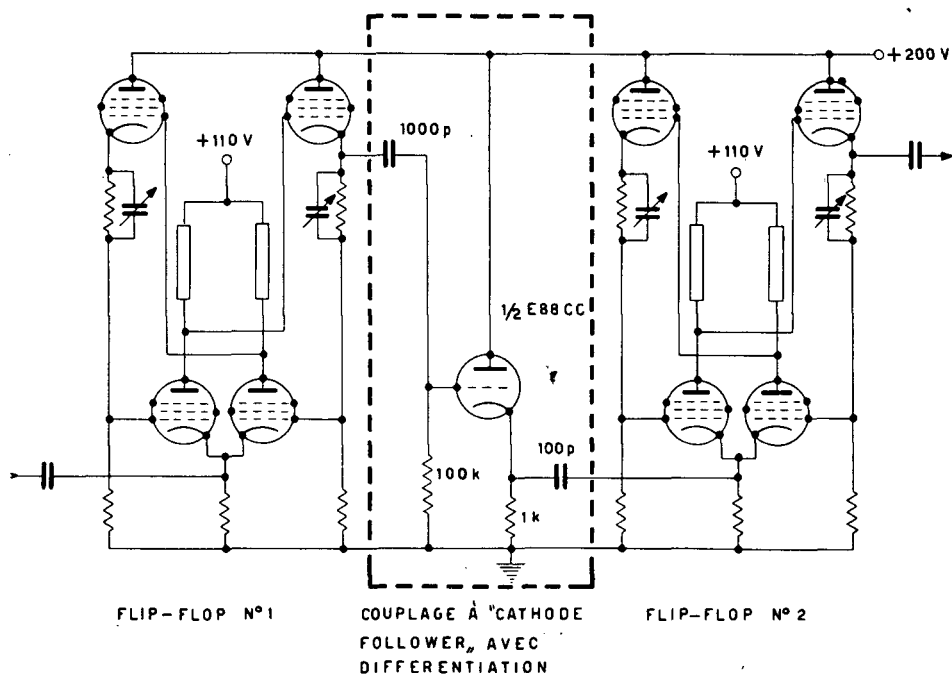


Figure 3

Dans la Fig. 3 est représenté le schéma du couplage entre un flip-flop et le suivant.

Le couplage est effectué simplement avec un cathode-follower. De cette manière on ne perturbe pas le flip-flop précédent; ainsi on peut utiliser le front de montée délivré par le «cathode-follower» à chaque commutation du flip-flop et attaquer le flip-flop suivant en effectuant la dérivation ainsi que nous l'avons déjà décrite.

Pour visualiser, nous avons adopté le système bien connu d'envoyer dans un microampèremètre (150 μ A f.s.) un courant proportionnel au nombre des impulsions demeurées entassées dans l'échelle.

Dans la Fig. 4 est représenté le schéma complet de l'échelle de 16.¹⁾

Nous avons mesuré le pouvoir résolutif de l'échelle en régime impulsif et nous avons trouvé un temps de résolution de 34 ns.

En régime sinusoïdal l'échelle divise jusqu'à 30 Mc/s.

Avec ces caractéristiques l'échelle présente une bonne stabilité. Nous avons fait des épreuves de fonctionnement à longue durée, et nous avons contrôlé que le facteur de démultiplication et le pouvoir résolutif restent toujours inaltérés.

3. Le deuxième appareil se compose d'un formateur d'impulsions suivi d'un élément anneau avec un facteur de démultiplication 5 et ensuite d'un élément binaire normal. L'élément anneau est réalisé avec les lampes «Philips EFP 60» à émission secondaire.

Il est possible de projeter un élément bistable avec une seule lampe EFP 60. Nous l'avons réalisé en adoptant le schéma classique du circuit de déclenchement décrit par Moody et en le modifiant pour rendre stable, soit l'état dans lequel la lampe est à l'interdiction, soit l'état de saturation.

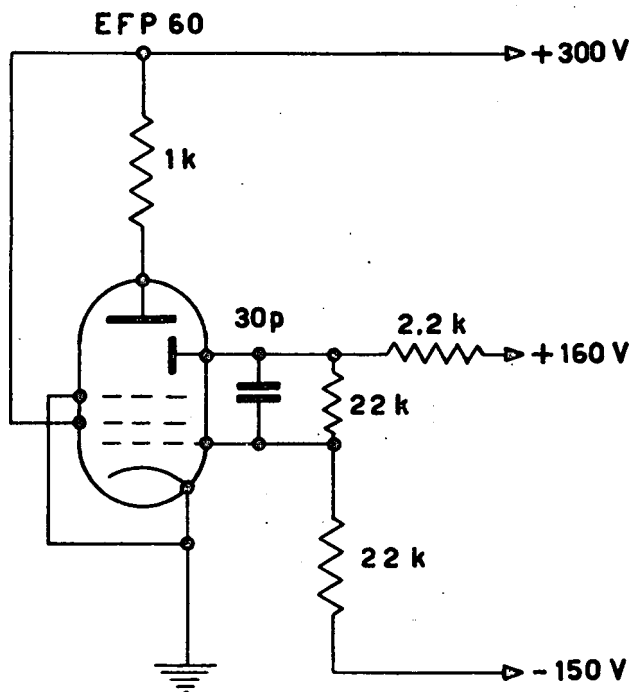


Figure 5

Le schéma adopté pour une seule EFP 60 est représenté par la Fig. 5. La seule variation en comparaison avec le circuit de Moody est le couplage en continu entre la dynode et la grille établi avec les résistances R_1 et R_2 .

¹⁾ For technical reasons it has not been possible for the publisher to reproduce the above mentioned table; the reader may, however, obtain a photo-copy of this table at cost price, by writing to: The International Atomic Energy Agency, Kärntnering, Vienna I, Austria.

Pour des raisons d'ordre technique, il n'a pas été possible à l'éditeur de reproduire le tableau dont il est fait mention; le lecteur peut toutefois se procurer une photo-copie de ce tableau, au prix coûtant, en écrivant à: l'Agence internationale de l'énergie atomique, Kärntnering, Vienne I, Autriche.

Lorsque la lampe conduit, la tension de la dynode est plus positive que la tension d'alimentation; au contraire, lorsque la lampe est interdite, la tension de la dynode est négative en comparaison de la tension d'alimentation. Il est donc possible de donner à R_1 et R_2 des valeurs telles que la grille maintienne la même tension de la cathode lorsque la lampe conduit, et vice versa une tension négative au-dessous de l'interdiction lorsque la lampe ne conduit pas.

Avec l'élément bistable décrit, il est facile de projeter une échelle à anneau avec un facteur de démultiplication quelconque. Mais on ne peut pas augmenter trop ce facteur puisque le démultiplicateur devient de plus en plus instable. Nous avons trouvé qu'il est possible d'obtenir encore une bonne stabilité avec une démultiplication de 5.

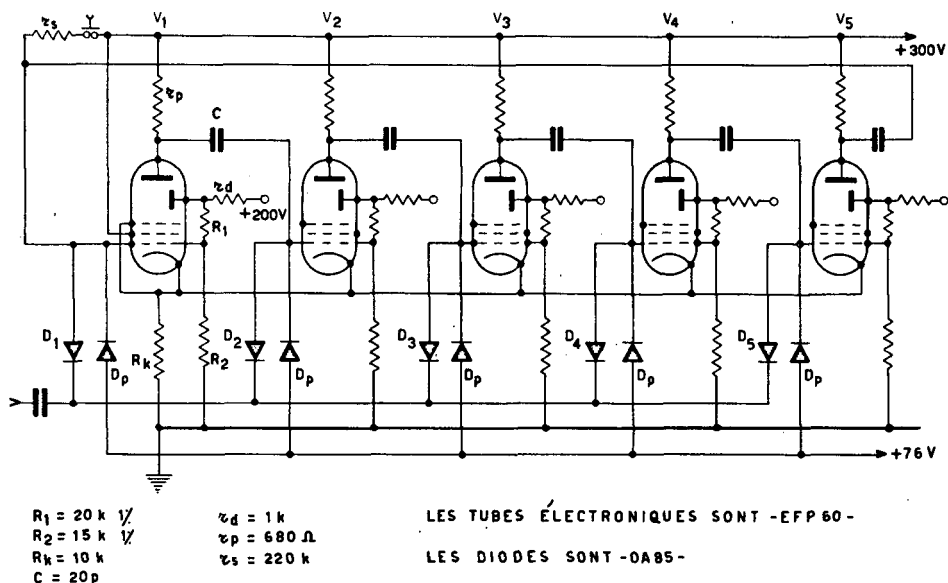


Figure 6

Le schéma de l'anneau de cinq est représenté par la Fig. 6.

Les lampes ont les cathodes réunies ensemble parmi une seule résistance R_k . De cette façon, quelle que soit la condition de l'échelle, on peut avoir seulement une lampe qui conduit et toutes les autres qui sont interdites. De plus, la résistance R_k introduit une réaction négative qui est utile pour rendre plus stable l'état d'équilibre dans lequel la lampe conduit.

L'anode de chaque EFP 60 est liée à la grille de la lampe successive dans l'anneau parmi un condensateur. Les impulsions d'attaque négatives sont envoyées aux cathodes des diodes $D_1, D_2 \dots D_5$.

Dans ce cas il est simple de décrire le fonctionnement du démultiplicateur.

Imaginons qu'au commencement V_1 soit en conduction; donc même D_1 est en conduction. Au contraire les autres lampes et les diodes D_2, D_3, D_4 et D_5 sont à l'interdiction.

La première impulsion d'attaque négative sera appliquée seulement à la grille de V_1 . Cette lampe change son état et ne conduit plus. Dans le même temps on a une impulsion positive sur l'anode de V_1 qui attaque la grille de V_2 . Pour cela V_2 conduit pendant que V_1 s'interdit.

La deuxième impulsion d'attaque interdit V_2 et fait conduire V_3 . Cette opération continue jusqu'à ce que la cinquième impulsion fasse conduire de nouveau V_1 et le démultiplicateur retourne à son état initial.

Les diodes D_p limitent la tension négative des grilles.

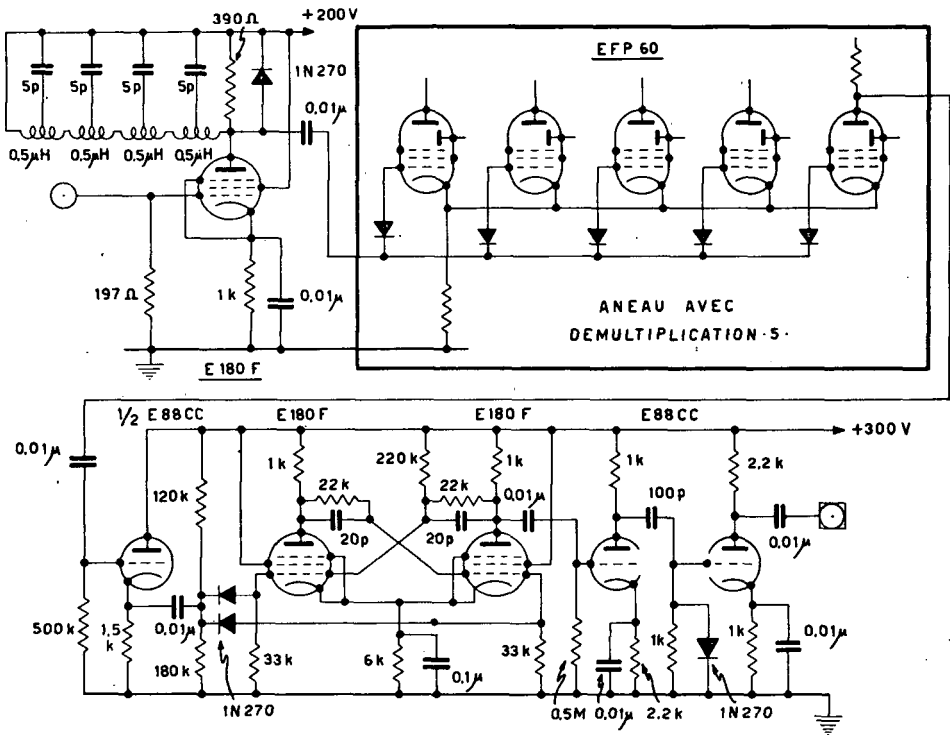


Figure 7

Dans la Fig. 7 est représenté le schéma complet du démultiplicateur avec l'étage formateur d'impulsions à l'entrée et avec l'échelle à flip-flop qui suit l'anneau de 5.

En comparaison du premier appareil que nous avons décrit, ce démultiplicateur a toujours un temps de résolution de 30 ns, mais il présente l'avantage d'avoir un facteur de démultiplication 10 et une faible absorption de courant parce que dans l'anneau une seule lampe EFP 60 est en conduction.

Pour obtenir une bonne stabilité de l'échelle, il faut choisir les lampes EFP 60 de façon que la transconductance des dynodes ne diffère pas d'une lampe à l'autre de plus de 10%.

Néanmoins nous ne pouvons rien affirmer au sujet de la stabilité de l'échelle dans le fonctionnement à longue durée puisque l'appareil est encore un prototype

de laboratoire, et nous désirons surtout examiner quelle est la constance des caractéristiques des lampes à émission secondaire.

4. Les mesures en régime impulsif du pouvoir résolutif des démultiplicateurs ont été faites avec un générateur de train d'impulsions dont le schéma de principe est représenté par la Fig. 8.

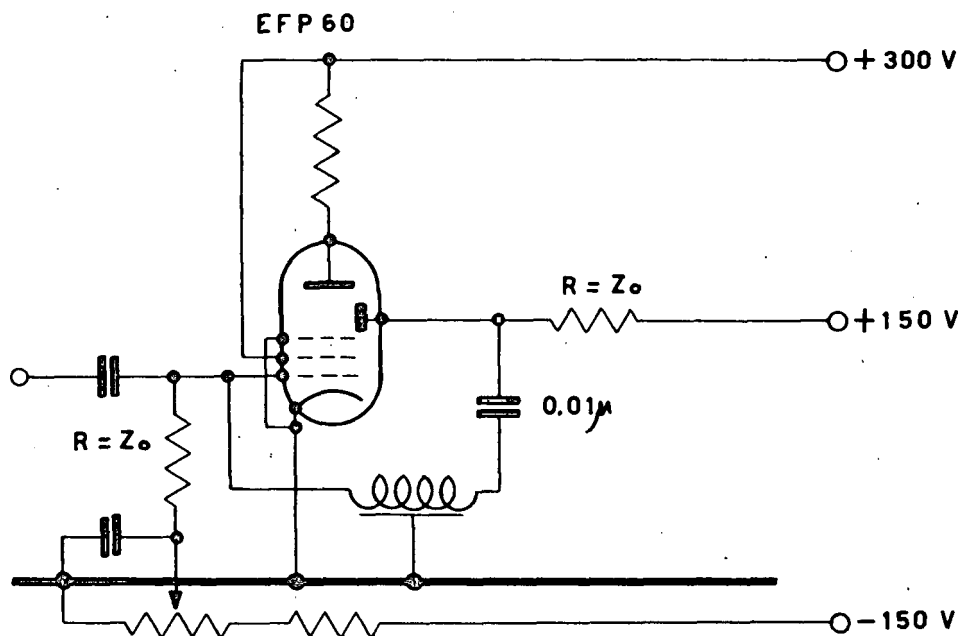


Figure 8

Le circuit est formé par un étage amplificateur non déphasé (qui est polarisé à l'interdiction) avec une réaction positive établie par une ligne à retard.

Lorsqu'on envoie une impulsion positive à la grille, l'on retrouve la même impulsion avec le même signe sur la dynode. Cette impulsion est ramenée à la grille avec un retard établi par la longueur de la ligne.

On peut avoir ainsi plusieurs impulsions successives; leur nombre est fonction de l'amplification de la dynode et de la polarisation de la grille. En agissant sur la polarisation on fait varier le nombre des impulsions et en agissant sur la ligne à retard, on fait varier le retard entre les impulsions.

Le circuit employé est représenté par la Fig. 9. Il y a à l'entrée un étage à cathode-follower pour séparer le générateur qui fournit l'impulsion d'attaque et le générateur du train d'impulsions. Il y a encore deux étages V_3 et V_4 pour limiter à une même valeur l'amplitude des impulsions de la dynode et de l'anode; comme on peut le voir avec plus de détails(4), l'amplitude des impulsions successives va en décroissant sur l'anode et sur la dynode.

Les caractéristiques de cet appareil sont les suivantes:

- 1) La durée des impulsions est fonction de la durée de l'impulsion d'attaque, mais la valeur minimum est de 15 ns.

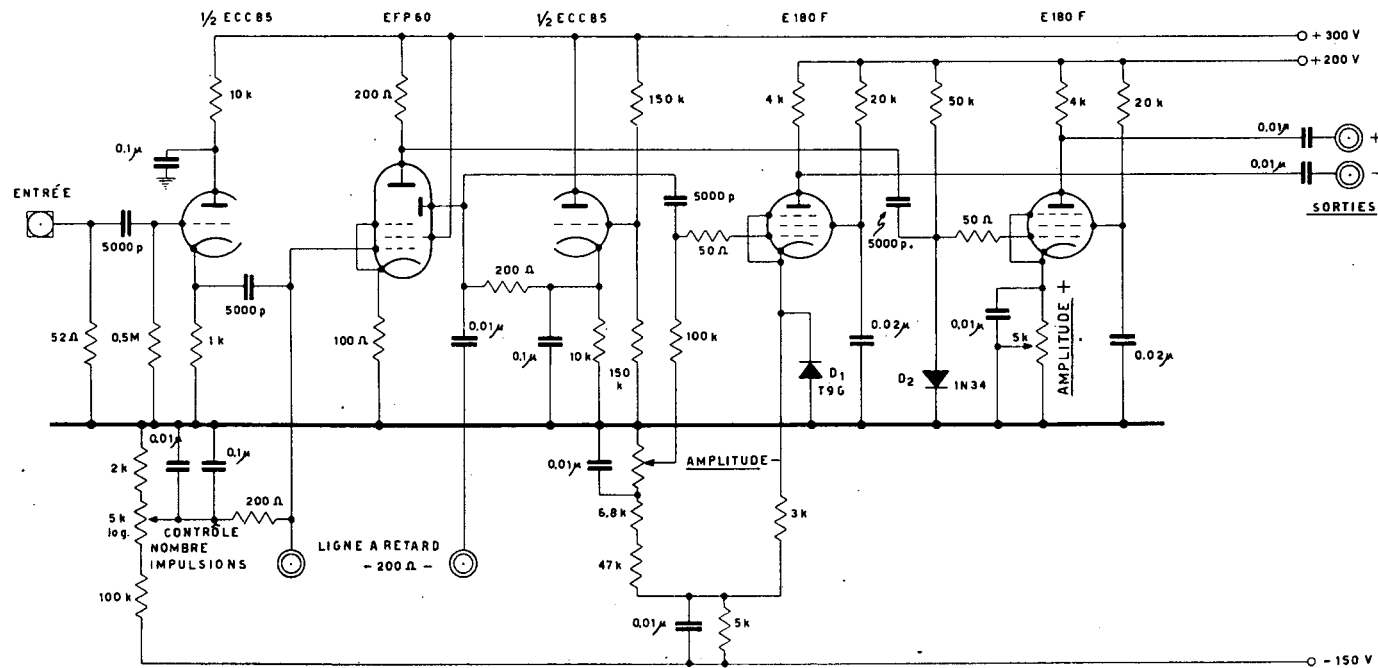


Figure 9

- 2) Le retard entre les impulsions successives peut varier jusqu'à un minimum de 25 ns.
- 3) L'amplitude des impulsions de sortie peut varier entre 0 et 5 Volts.
- 4) Le nombre des impulsions peut varier d'unité en unité jusqu'à l'ordre d'une centaine d'impulsions.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) BAY Z. et GRISAMORE N. T., *IRE trans. on electronic computers EC* 5, 121 (1956).
- (2) NAKAMURA M., *R.S.I.* 28, 1015 (1957).
- (3) BALDINGER E. et SANTCHI P., «CERN Meeting on Nucleonic Instrumentation», April 1958.
- (4) PELLEGRINI U., *Nuovo Cimento* 9, 533 (1958).

A FAST STORAGE SYSTEM FOR MULTICHANNEL PULSE HEIGHT ANALYSIS

G. F. PIEPER - YALE UNIVERSITY - NEW HAVEN, CONN. (U.S.A.)

Multichannel pulse height analyzers are usually used to determine the amplitude distribution of pulses from a detector such as a scintillation counter and from this distribution to obtain the energy spectrum of the radiation incident on the detector. The two most important characteristics of the analyzer are, first, its amplitude resolution and stability, and second, its resolving time or "dead time", which is the time required to analyze a single pulse.

Present-day multichannel analyzers may be conveniently divided into two classes, each of which excels in one of these two characteristics. Thus the multiple-discriminator type of analyzer has a very short resolving time, usually only one or two microseconds. It suffers, however, from the disadvantage that equality and stability of channel widths are difficult to achieve and maintain. Such analyzers are usually made with 20 or sometimes as many as 50 channels.

The other class of analyzer excels in amplitude resolution and stability, but suffers from a long resolving time. This type of instrument usually generates a time interval proportional to the input pulse amplitude, and then accurately measures the time interval to determine the height of the input pulse. Most present-day versions of such instruments derive from the original designs of Wilkinson(1) and Hutchinson and Scarrott(2) and make use of digital memory systems with magneto-strictive or acoustic delay lines, or magnetic cores. The resolving times of these devices commonly lie in the range of 50 to a few hundred microseconds.

The Problem of Pulsed Accelerators

For many applications in nuclear physics and other fields, an analyzer of one or the other class described above will, of course, be completely satisfactory. However, a particularly difficult problem may arise in connection with the use of a pulsed accelerator, such as a betatron, synchrotron, or linear accelerator. Such machines produce their particle beams in short bursts at regular intervals, and a large number of events may occur in the detector from each burst. Thus, an analyzer with a short dead time is required, presumably one of the first class mentioned above. However, the rest of the time between accelerator bursts is available, and not made use of. So the thought occurs that if one could somehow store temporarily the pulse height information acquired during the beam burst, one might then extract it from the temporary memory more or less at leisure during the interval between beam bursts, and place it in a pulse height analyzer of the second class, thereby obtaining the advantages of both classes of analyzer.

Earlier Fast Storage Systems

The use of a conventional cathode ray tube as a temporary storage device in this application was first demonstrated by James A. Cunningham of the National Bureau of Standards in Washington, D. C.(3). The tube was adopted for storage purposes by the addition of an external pick-up plate, in the manner commonly employed when such tubes are used in electrostatic digital memories, that is, as Williams' tubes(4), (5). In Cunningham's analyzer the input pulses were applied to a single set of deflection plates of the CRT and a line of charge thereby created on the phosphor. This line was subsequently scanned with a slow reading sweep

to detect the locations of the charge discontinuities created at the peaks of the stored pulses. The times of occurrence of the signals from the pick-up plate indicated the respective heights of the stored pulses. Separation of these times into channels was accomplished by a series of time discriminators, and separate scalers and registers were employed for each channel.

The next development in such systems was made by John A. Reeves, also working at the U. S. National Bureau of Standards(6). Reeves' system employed a CR storage tube in a manner that allowed many pulses in a single burst to be stored and analyzed, even if some or all happened to be of the same height. (This latter statement was not true for Cunningham's machine.) Furthermore, Reeves avoided the need for a multiplicity of scalers and registers by inventing an electrostatic digital memory in which to store the information permanently. In Reeves' analyzer, the pulses to be analyzed are written as a charge pattern on the face of the CR storage tube. The pattern is then scanned, using the same CR beam, and the information obtained from a pick-up plate in this reading process is transferred to the digital memory. The pattern on the storage tube is illustrated in Fig. 1. Each vertical line represents

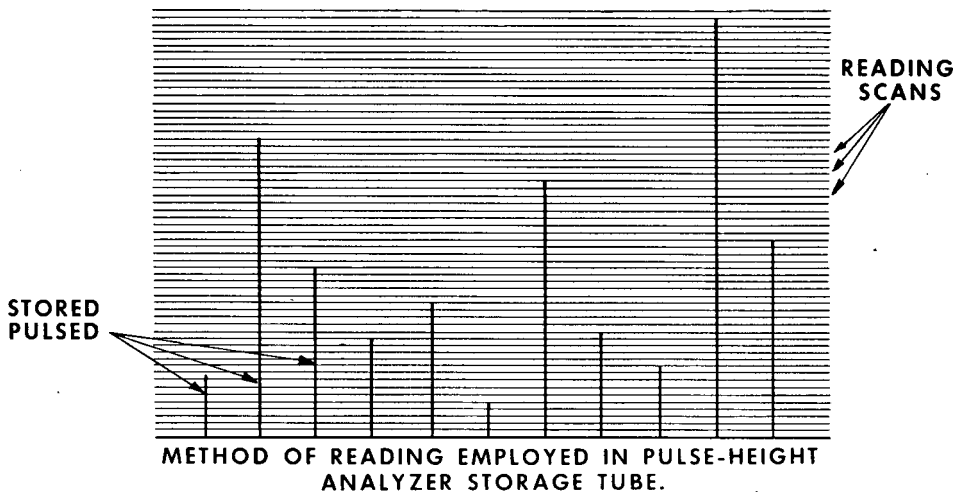


Figure 1

a pulse to be analyzed. Only eleven such pulses are shown, but up to 31 could be stored. By using a staircase deflection voltage, the horizontal spacings between adjacent pulses are equalized, even though the pulses occur randomly in time. The stored pulses are analyzed by scanning the stored charge pattern with a television-raster-type of scan, a series of equally spaced horizontal lines. Each scan line represents a particular channel. Reeves' first model was designed for 128 channels and operated originally with 64 channels. When a scan line crosses a stored pulse line on the CR tube face, a signal is induced on the pick-up plate in front of the tube face. So, for each line the number of signals from the pick-up plate is equal to the number of input pulses having an amplitude equal to, or greater than, the amplitude corresponding to that scan line. These signals from the pick-up plate are counted in a temporary storage binary scaler. After each scan line, the count in this scaler

is removed and added to the count already accumulated in the corresponding channel of the digital memory. The temporary scaler is then reset to zero and used again for the next scan line. It will be clear that, when used in this way, the instrument operates inherently as an integral pulse height analyzer.

Present Developments

Chronologically, we come now to the present developments. The first model of Reeves' analyzer was completed and operated successfully somewhat over two years ago. Shortly thereafter and, regrettably from the point of view of those of us concerned with such instruments, Mr. Reeves resigned from the Bureau of Standards to enter private business, and it appeared that no further development of his analyzer would take place.

At Yale University, in New Haven, Connecticut, we have several multichannel analyzers(7) of the second class that I mentioned earlier. These are derived from the original idea of Hutchinson and Scarrott, differing in the use of a quartz delay line, and in the use of many of the logic circuits commonly found in digital computers. They do, of course, have long resolving times, in the hundreds of microseconds region. We have also had recently come into operation a heavy ion linear accelerator, so the need for a short resolving time analyzer has become acute.

My approach to this problem has, I believe, been the simplest one; I have chosen not to follow Reeves in the use of a permanent electrostatic digital memory, but rather to attempt to adapt the fast electrostatic storage system, whose feasibility he and Cunningham have clearly demonstrated, for use with our quartz line analyzers.

Storage CRT Operation

Before describing my approach to this problem, let me review briefly the idea of storage CRT operation. Basically, one simply constructs a capacitor, using the phosphor of the CRT as one plate, a metallic foil or screen placed against the tube face as the other plate, with the CRT glass as dielectric. The outer foil or pick-up plate is grounded through a resistor. If the overall CRT voltage has the proper value, the CR beam will charge the bombarded spot on the phosphor positively as a result of the fact that the electron secondary emission ratio is greater than one. Some of the secondary electrons land on adjacent areas of the phosphor surface, leaving the positively charged spot surrounded by a ring of negative charge, and other secondary electrons escape the phosphor entirely. An equilibrium potential is quickly achieved, under normal circumstances, in a few millimicroseconds. Since the phosphor is quite a good insulator, neutralization of the charge anomaly does not take place for a relatively long time — of the order of a second. If, now, the beam is deflected across the face of the tube, the area bombarded is charged positively with respect to the surrounding area. One obtains a line of positive charge completely surrounded by negative charge. The maximum writing speed obtainable is a function of the beam spot size, secondary emission ratio, and capacitance to ground of the target. Under usual circumstances, it seems to be of the order of several cm/ μ sec. If a reading sweep voltage is now applied at a later time after the writing sweep and if it causes the beam to move along the same path, then at the instant when the beam deflection exceeds that of the original pulse, the beam then begins to strike a previously uncharged region of the phosphor, and, once again, secondary electrons are emitted for the balance of the duration of the reading sweep. Since some of these electrons fall outside the phosphor, its average potential rises and an output signal is generated across the resistor attached to the pick-up plate. The time interval

between the beginning of the reading sweep and the beginning of the further rise in potential of the phosphor is clearly proportional to the peak voltage of the original pulse. This situation is demonstrated in Fig. 2. Here a test pattern is shown in

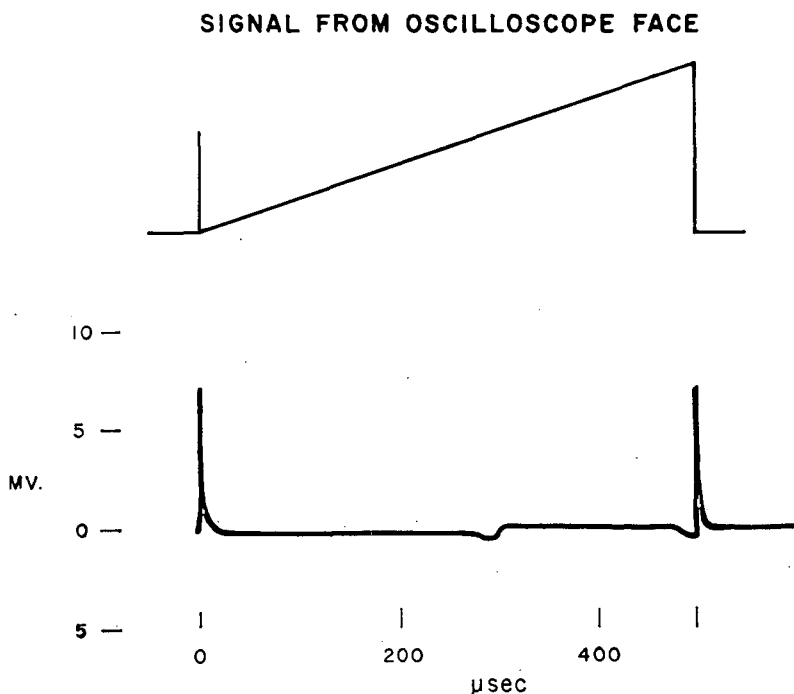


Figure 2

which a simulated NaI signal is written on the screen of the CRT and followed immediately by a 500- μ sec reading sweep. The actual signal observed at the pick-up plate resistor is shown at the bottom. The output signal is small, about half a millivolt, but clearly present. The large signal at zero time is from the writing pulse, and that at 500 μ sec from the sawtooth flyback. These two large signals must be eliminated in some way in order to select preferentially the desired small one. This method of writing and reading is the same as that originally used by Cunningham. Reeves' method differed in that he used vertical writing signals and horizontal reading scans. He therefore got negative pulses from each crossing of a signal line by a reading scan. His signals were also about 1/2 millivolt in magnitude.

Details of Present Development

As I said a moment ago, I have attempted to adapt the fast electrostatic storage method for convenient use with existing Yale quartz line multichannel analyzers. To do so it seemed most reasonable to replace the amplitude-to-time converter unit of these analyzers with the fast storage unit. I have chosen to retain the stepwise horizontal displacement of the written pulses introduced by Reeves, but to return to the use of vertical reading sweeps along each pulse position. Thus in the writing cycle, the incoming pulse writes on a vertical line; at the end of the pulse, the beam

is moved horizontally one step, where it waits for the next input pulse. This process is repeated across the tube face — pulse, step, wait; pulse, step, wait. At the beginning of the reading cycle, the beam is repositioned to the lower left hand corner of the screen. It then rises slowly on the reading sweep; at the instant when the reading beam crosses the charge discontinuity left at the top of the pulse line, an output is produced on the pick-up plate. After suitable amplification, this pulse is sent directly to the existing analyzer, which now operates simply as a time channel analyzer.

The maximum number of pulses which may be stored temporarily is limited by one or the other of two possible reasons. The first is the beam spot size and the requirement that adjacent pulse traces must have a space between them of at least 1.33 spot diameters to prevent interference. With a spot diameter of .010" or 1/4 mm, and a separation factor of 3 for safety, one can store 33 lines/inch or about 13/cm. Using 4 inches of a 5 inch CRT, one could store some 130 pulses. The other possible limiting factor is determined by the amount of time available to remove information from the temporary storage and the time required to remove one signal. The linear accelerator with which this instrument is designed to work produces a 2 millisecond beam burst 10 times per second. The time channel analyzer has a 500 μ sec delay line. The maximum number of reading sweeps available is thus 196.

FAST STORAGE SYSTEM

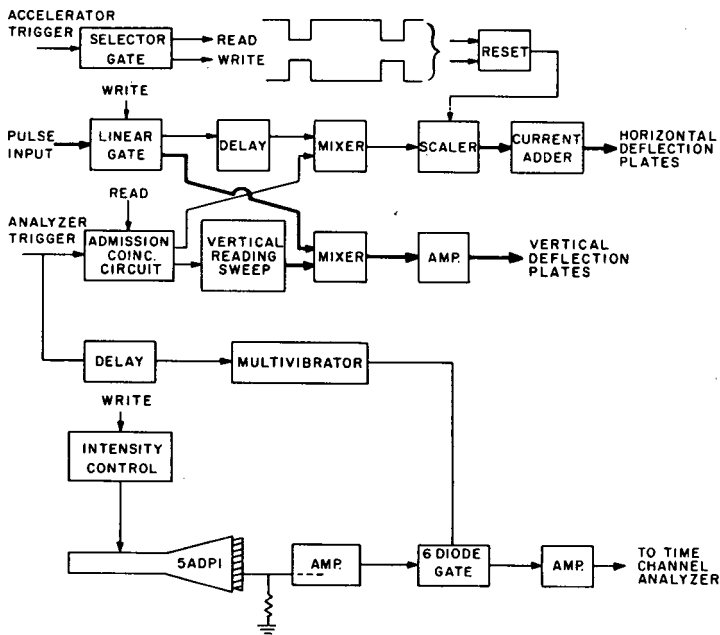


Figure 3

A block diagram of the temporary storage system as it presently exists is shown in Fig. 3. The accelerator trigger, coming 10 times per second, produces writing and reading gates which control the admission of input pulses and trigger signals

from the time channel analyzer. A reset pulse is also produced at the beginning of both writing and reading periods in order to reposition the CR beam properly. During a writing period — 2 milliseconds, as determined by the accelerator — an input pulse can pass through the linear gate, the lower mixer, the vertical amplifier and be written on the storage tube. A Schmitt circuit is used for the delay element, so the horizontal scaler and current adder are activated at the end of the input pulse and cause the horizontal position of the beam to change by one unit. During writing periods, the zero-time analyzer triggers are blocked at the admission coincidence circuit. During the reading period, however, input pulses from the detector amplifier are blocked at the linear gate and analyzer triggers are allowed to enter. The vertical reading sweeps are generated as indicated, and the horizontal positioning of the beam is controlled by the analyzer triggers.

In order to achieve accurate repositioning of the beam horizontally and to avoid any duty cycle effects from variations in the input pulse rate, it is necessary to use direct coupling everywhere where the blocks in the diagram are connected by wide arrows. Since the same beam and deflection systems are used for both writing and reading, any gradual changes in amplifier gain or the deflection sensitivity of the CRT are not important. Similarly, although the horizontal positioning scaler and current adder are constructed of precision components, it is not necessary that all horizontal steps be of exactly the same size, since precisely the same combination of on and off tubes is used to locate a given position in both writing and reading. At the present time, I have constructed a scaler-current adder with a capacity of 64. It was completed just before I left for Geneva, but did seem to operate satisfactorily.

The analyzer trigger-delay-multivibrator-6 diode gate chain was constructed in order to eliminate the large signals from the writing pulses and the flyback of the reading sweeps which you saw earlier. The technique here is rather crude, and I think it can be done better. The writing gate also controls the intensity of the CR beam. My experience is that the best signal size and signal-to-noise ratio at the pick-up plate occur when the writing and reading traces have approximately the same visual brilliance. The pick-up plate is a half-aluminized piece of 3/16" lucite, but apparently almost anything will work, down to and including a fine mesh insect screen.

At this time, the whole unit is barely working completely, so I regret that I have no real performance data to report on it, other than the fact that it does seem entirely possible to store NaI pulses, spaced just a few microseconds apart.

Recent NBS Development

At the Geneva Conference last fortnight I had the opportunity to talk at considerable length with Dr. William Koch, Director of the Betatron group at the National Bureau of Standards. From him, I learned of the following very interesting developments: That Dr. Louis Costrel and Mr. Robert Bruekman of the Nucleonic Instrumentation Section have continued work on fast storage systems at NBS. They have, however, decided to adapt Reeves' analyzer for use with a Radiation Counter Laboratory 256 channel analyzer. They are using an ordinary CRT and are writing whole pulses at 10 horizontal positions on the screen. The resolving time in writing is 2 μ sec. For reading purposes, they insert a fixed vertical displacement larger than the maximum pulse size and read down to the top of the pulse with a reading sweep which Dr. Koch recalls as being 100 or 200 μ sec long. The resolution of the unit is such that signals of a fixed amplitude from a signal generator all fall in one channel of the 256 channel machine, and the resolution of a NaI crystal and photomultiplier for the Cs¹³⁷ gamma ray is the same when the fast storage

system is used as it is when the 256 channel analyzer is operated in its normal manner.

The only major difference between the new NBS work and my own appears to lie in the fact that I read up while they read down. Which way is preferable I am at this time unable to say. In any case, I hope that the use of electrostatic fast storage will soon be feasible with many existing multichannel analyzers.

Finally, I should like to express my thanks to Messrs. Cunningham and Reeves. I was fortunate to have had several conversations with each of them, and benefited greatly from these discussions.

REFERENCES

- (1) WILKINSON D. H., *Proc. Camb. Phil. Soc.* **46**, 508 (1950).
- (2) HUTCHINSON G. W. and SCARROTT G. G., *Phil. Mag.* **42**, 792 (1951).
- (3) CUNNINGHAM J. A., *U.S. National Bureau of Standards Report no. 3258* (1954).
- (4) WILLIAMS F. C. and KILBOURNE T., *Proc. Inst. Elec. Eng. Part III*, **96**, 81 (1949).
- (5) KROLL M. and KAZAN B., "Storage Tubes", J. Wiley and Sons, New York, 1952.
- (6) REEVES J. A., *National Research Council Publication 467* (report of the Gatlinburg Conference), 1956; *National Bureau of Standards Internal Report*, November 1956.
- (7) SCHULTZ, PIEPER and ROSLER, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 437 (1956).

NOTES ON A MULTIPLE FAST COINCIDENCE UNIT

KRISTIAN SKARSVÅG*) - NUCLEAR PHYSICS RESEARCH LABORATORY, UNIVERSITY
OF LIVERPOOL (ENGLAND)

The reader is kindly requested to refer to the article on this subject already published by the same author in Nuclear Instruments, 3, 336 (1958).

Nous prions le lecteur de bien vouloir se référer à l'article qui traite de ce sujet et a déjà été publié par le même auteur dans Nuclear Instruments, 3, 336 (1958).

*) Now at the Joint Establishment for Nuclear Energy Research, Kjeller (Norway).

CIRCUIT DE COINCIDENCE A TEMPS DE RESOLUTION COURT ET A HAUT TAUX DE COMPTAGE

J. C. BRISSON, G. VALLADAS ET R. VAN ZURK - COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE
(FRANCE)

Une méthode d'identification et de mesure des particules de haute énergie consiste à placer sur leurs trajectoires des détecteurs à scintillation dont la lumière excite des photomultiplicateurs. La simultanéité des impulsions électriques ainsi produites permet de conclure à l'existence d'une particule sur cette trajectoire. La fréquence instantanée des particules provenant des accélérateurs pulsés peut être très élevée. Il est donc nécessaire d'employer un circuit possédant un temps de résolution court et permettant un taux de comptage élevé. Le circuit que nous présentons ici a été étudié dans ce but. Nous sommes astreints à utiliser des solutions simples et de réglage facile pour obtenir une grande sécurité de fonctionnement, si importante auprès des accélérateurs.

Principe du fonctionnement

Dans ce circuit, la coïncidence est détectée lorsque l'amplitude d'une impulsion atteint un niveau donné; celle-ci résulte de l'addition des signaux des photomultiplicateurs standardisés en amplitude et en durée. Ces signaux, de V volts chacun, sont additionnés et, si nous avons n voies en coïncidence, le signal résultant aura une amplitude de nV volts. Si un compteur n'a rien détecté ce signal sera de $(n-1)V$ volts. Il suffira donc, pour détecter une coïncidence d'ordre n , de placer un discriminateur dont le seuil sera fixé entre $(n-1)V$ et nV volts. L'anticoïncidence est obtenue par soustraction d'un signal de V volts.

Le circuit se compose (Figure 1):

- 1) D'un circuit d'entrée remplissant les rôles de limiteur, d'amplificateur et de mélangeur.
- 2) D'un circuit de discrimination à seuil variable.
- 3) D'un circuit de sortie permettant d'obtenir des signaux de polarité positive et négative.
- 4) D'une alimentation régulée $+250 -150$ V. que nous citons pour mémoire.

Description

1) Chaque entrée est constituée par un amplificateur distribué à deux pentodes à fortes pentes E 180 F. Pour que le discriminateur fonctionne de façon stable, il importait de l'attaquer avec de grandes impulsions, ce qui a conduit à utiliser deux tubes en parallèle; le courant de repos de ces tubes est fixé à 15 mA, ce qui permet de les bloquer par une impulsion négative de 2,5 V. Nous obtenons ainsi dans la ligne d'anode une impulsion de courant de 30 mA; l'utilisation d'un seul tube fonctionnant avec un débit plus élevé conduisait à un circuit moins sensible.

L'impédance de la ligne de grille est fixée à 100 Ω par les liaisons coaxiales nécessaires; compte tenu du support et du câblage, les capacités d'entrée et de sortie du tube sont de 15 pf et de 5 pf; l'impédance de la ligne d'anode s'est donc trouvée fixée à 300 Ω . L'addition des signaux est obtenue en mettant en série les lignes d'anode des différentes voies d'entrée. L'une des extrémités de la ligne est fermée sur son impédance caractéristique et permet l'alimentation en haute tension des

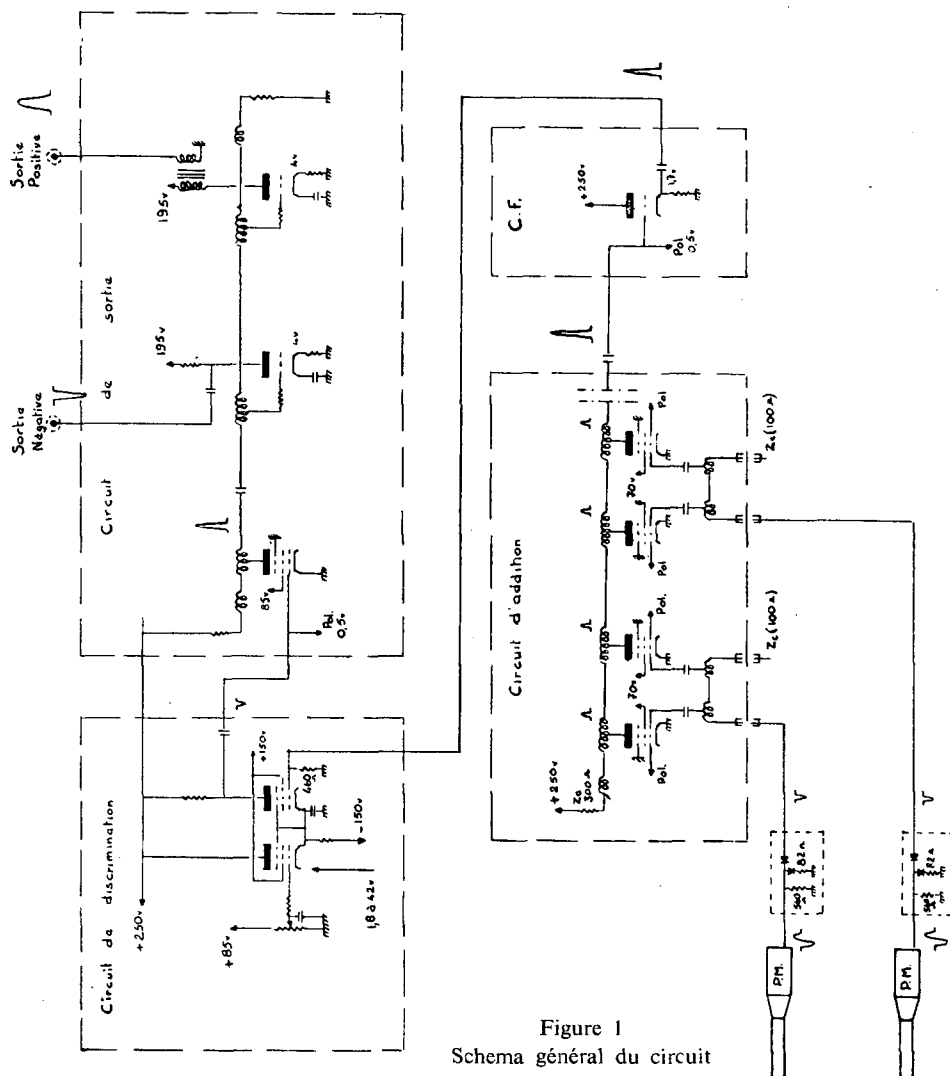


Figure 1
Schema général du circuit

anodes. L'autre, ouverte, permet d'obtenir une impulsion d'amplitude maximum $30.10^{-3} \times 300 = 9 \text{ V}$ par voie.

Les courants anodiques des tubes d'entrée sont régulés par contre-réaction écran-grille, procédé qui s'est montré très efficace.

Un interrupteur sur l'alimentation en haute tension des écrans de chaque voie permet la mise hors-service de la voie correspondante.

On utilise souvent un câble coaxial en court-circuit pour limiter la durée de l'impulsion à la sortie du photomultiplicateur à cause de la simplicité de ce procédé. Mais cela conduit à l'apparition d'une impulsion positive à la suite de l'impulsion fournie pouvant entraîner le débit d'un courant de grille provoquant le blocage du

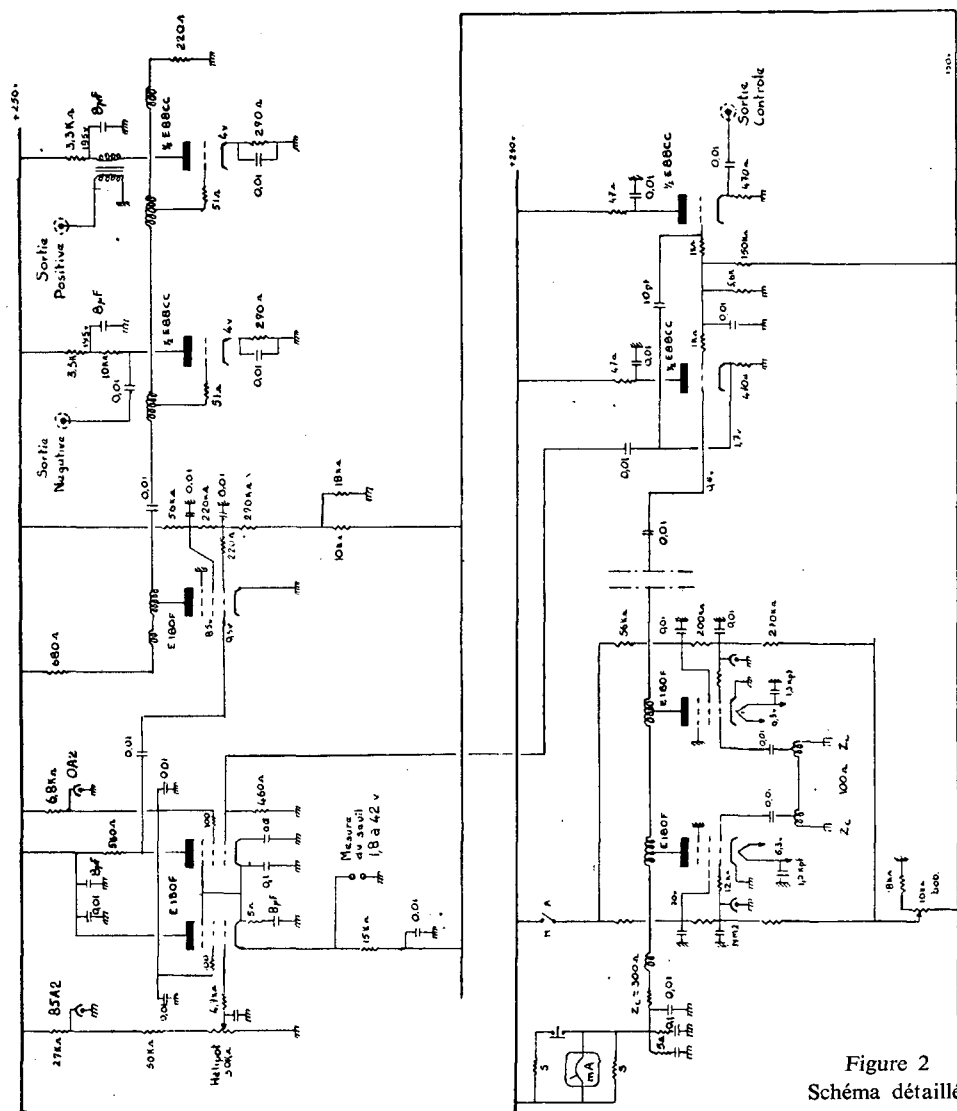


Figure 2
Schéma détaillé

tube aux fréquences élevées. Ce risque est éliminé par l'usage d'un système à deux diodes gEx66 qui dirige l'impulsion positive vers une résistance d'adaptation et l'impulsion négative vers la ligne de grille.

L'extrémité de chaque ligne de grille est connectée à une prise coaxiale, ce qui permet, soit d'adapter la ligne sur 100 Ω , soit de brancher un câble 100 Ω pour diriger l'impulsion vers un autre circuit, l'adaptation se faisant alors sur ce dernier.

L'anticoïncidence consiste à envoyer une impulsion positive limitée à 3 volts sur une voie dont le courant de repos a été préalablement réglé à un millampère. L'impulsion négative de la ligne d'anode se soustrait de l'impulsion de coïncidence et interdit son enregistrement.

2) Le circuit de discrimination se compose d'un étage à liaison cathodique à faible capacité d'entrée (5 pf), suivi d'un amplificateur «symétrique» à seuil réglable par action sur le potentiomètre fixant la tension de grille du second tube. On sait que ce procédé permet de réduire les variations de seuil provenant de changements de la tension de chauffage. La résistance de fuite de grille du premier tube a été choisie faible pour réduire l'effet du courant de grille de ce tube aux fréquences élevées. Le seuil ainsi obtenu est stable à mieux que 0,1 V et peut être ajusté de 0 à 40 V. Les impulsions sont recueillies sur l'anode.

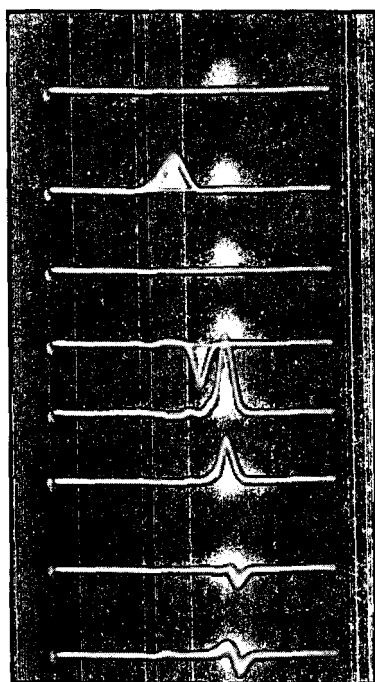
Ce procédé de discrimination a été préféré à l'emploi d'une diode à cristal pour sa sécurité de fonctionnement et l'absence de transmission de résidus.

Le circuit de discrimination est suivi d'un amplificateur dont le gain est de l'ordre de 4. Il comprend une sortie positive par transformateur à ferrite fournissant des impulsions d'une durée de 2 à $3 \cdot 10^{-8}$ s et une sortie négative. Cette dernière qui donne des impulsions plus courtes que 10^{-8} s est destinée à effectuer de nouvelles coïncidences.

Le schéma détaillé du circuit est représenté sur la Figure 2.

Utilisation

Les photomultiplicateurs choisis parmi les P.M. à grand gain actuellement disponibles sont directement connectés aux différentes entrées par des liaisons coaxiales de 100 Ω .

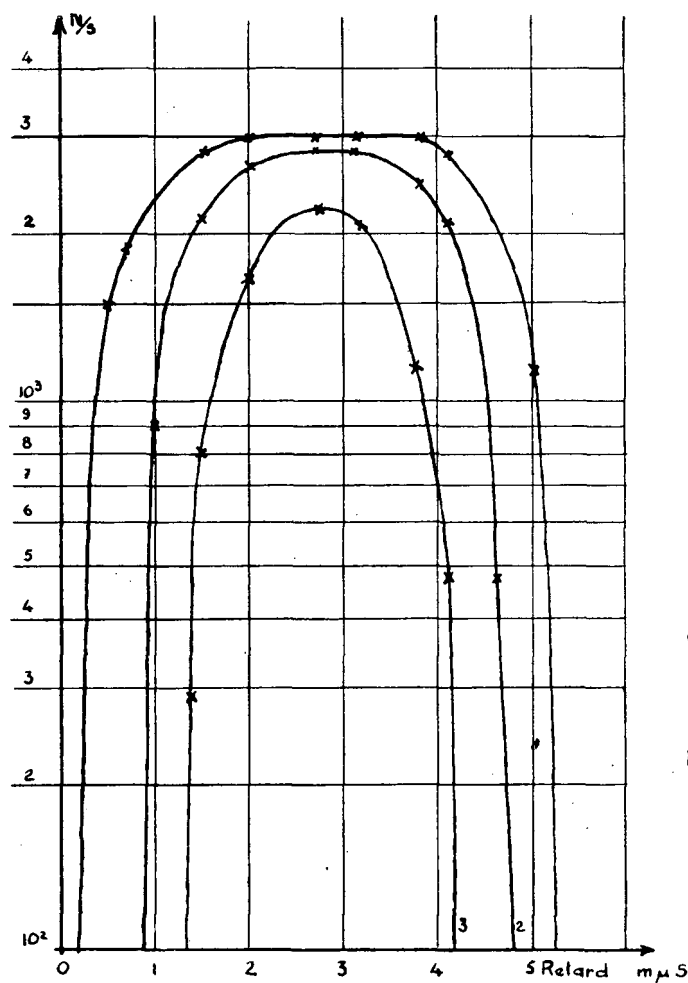


Sens de balayage de l'oscilloscope.

- 8 même sortie en l'absence de coïncidence.
- 7 sortie positive lors de coïncidence.
- 6 même sortie dans le cas où les impulsions ne sont point en coïncidence.
- 5 sortie négative du circuit dans le cas de coïncidence.
- 4 signal dans la ligne de plaque pour deux voies en coïncidence.
- 3 Signal dans la ligne de plaque correspondant à une seule voie d'entrée.
- 2 impulsion après le système à diode seule; l'impulsion négative est conservée.
- 1 impulsion mise en forme à la sortie du Photomultiplicateur.

Les impulsions proviennent d'une source d' α du Polonium entre deux plastic minces, la fréquence est d'environ 3000 coups par seconde.

Figure 3



Signal de $2 \cdot 10^{-9}$ s

Courbe 1 Seuil 240 - 10,8 v

2 260 - 11,6 v

3 275 - 12,2 v

Rejection: un facteur 1000
pour $1,5 \cdot 10^{-9}$ s

Figure 4
Courbes de résolutions

Un étage à liaison cathodique permet d'observer le signal de la ligne d'anode, ce qui constitue un contrôle global en cours de fonctionnement.

La sortie positive peut être connectée directement à un univibrateur rapide ayant un seuil d'environ 1 volt.

Les circuits réalisés comportent quatre voies de coïncidence et deux d'anticoïncidence.

Le temps de résolution est égal à la durée des impulsions appliquées tant que celle-ci est grande devant le temps de réponse des circuits d'entrée. Lorsque cette durée est du même ordre que le temps de réponse (environ 4 μ s), le temps de résolution est aussi fonction de la valeur du seuil. Il diminue lorsque le seuil croît mais ne peut être pratiquement inférieur à 10^{-9} s en raison des fluctuations du seuil de discrimination et des fluctuations dues aux photomultiplicateurs.

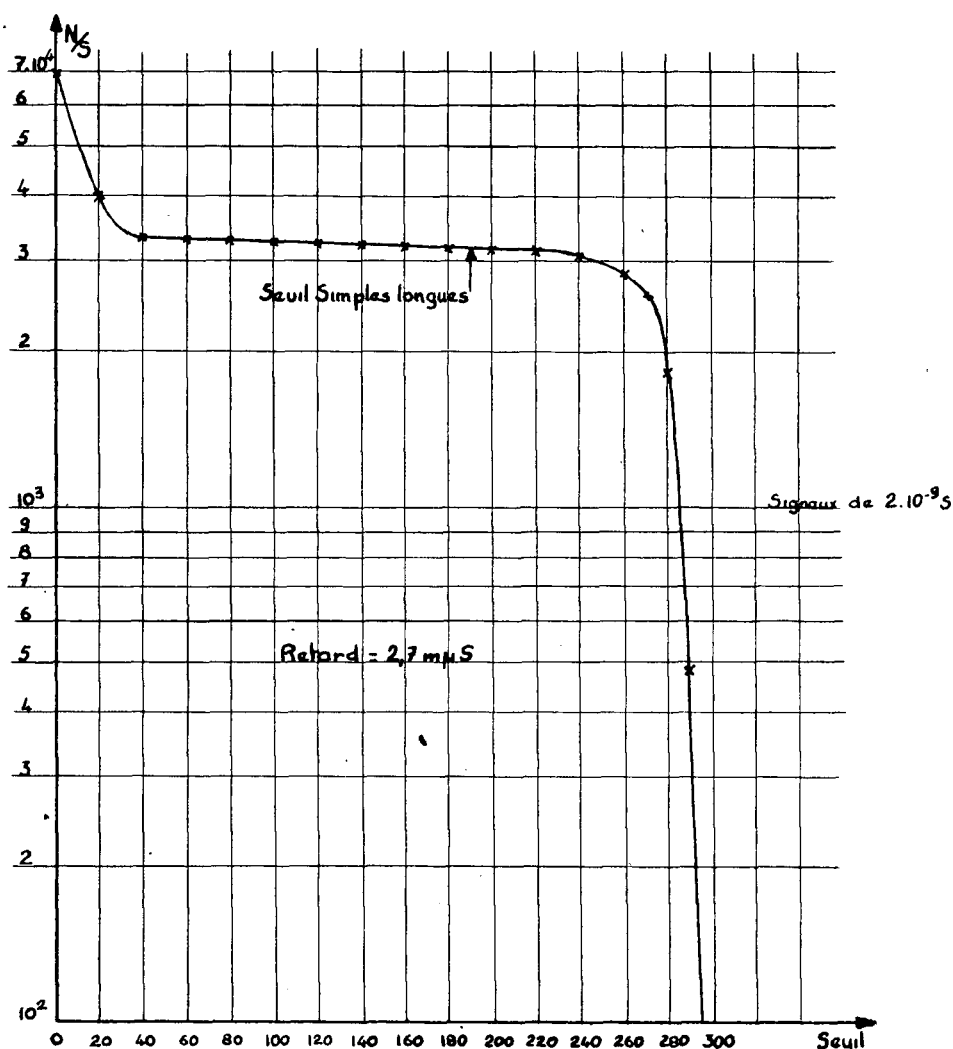


Figure 5
Courbe de discrimination

Mesures effectuées sur le circuit: Les essais de ce circuit ont été faits en réalisant des conditions se rapprochant le plus possible des conditions d'utilisation. Les impulsions envoyées dans le circuit provenaient de photomultiplicateurs regardant une source alpha dans un scintillateur plastique mince (Figure 3). Nous avons ainsi réalisé des coïncidences doubles, triples et quadruples.

Nous avons effectué les mesures suivantes:

- 1) Fréquence des coïncidences en fonction du retard relatif entre les deux voies (courbe de coïncidence). Cette mesure permet de déterminer le temps de résolution pour le seuil de discrimination qui a été choisi.

- 2) Fréquence de coïncidences en fonction du seuil de discrimination pour le retard relatif correspondant au maximum de la courbe de coïncidence. Cette courbe doit présenter un plateau et elle permet de fixer le seuil à la valeur maximum compatible avec la stabilité désirée.

Des courbes typiques obtenues sont présentées sur les Figures 4 et 5.

En coïncidences doubles les chiffres suivants peuvent être retenus pour exprimer les résultats moyens obtenus avec le circuit.

- (a) Photomultiplicateurs utilisés : 6810 A (RCA)

Rendement : environ 100%

Temps de résolution : demi-largeur à mi-hauteur de la courbe de coïncidence : 2.10^{-9} s.

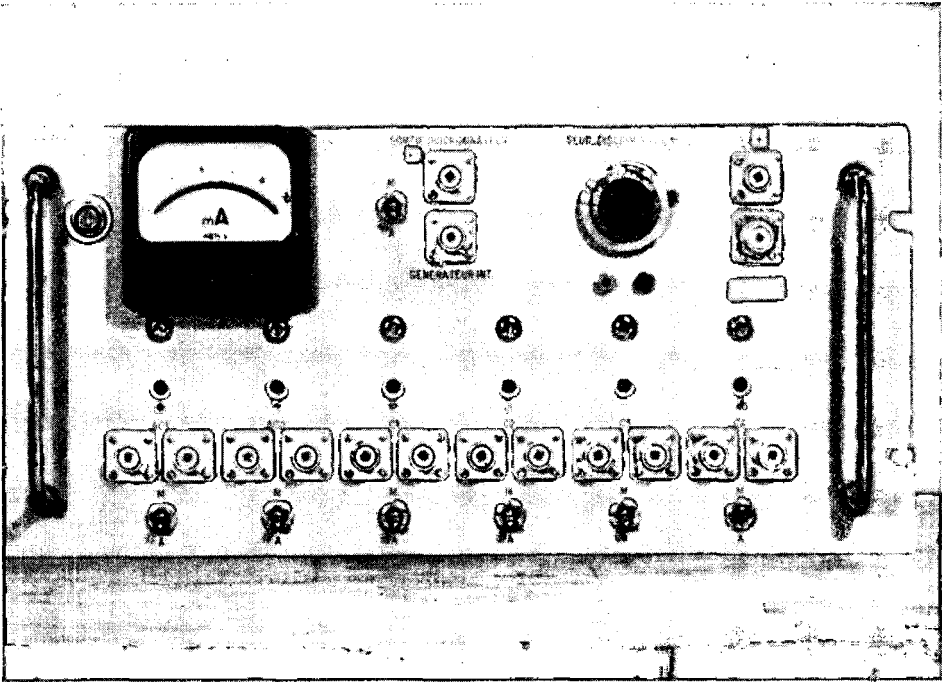


Figure 6

Vue avant du circuit comportant 2 anticoïncidences et 4 coïncidences

Pente des flancs de la courbe de coïncidence : le taux de comptage tombe d'un facteur 1000 à partir de la valeur à mi-hauteur pour un retard de l'ordre de $1.5.10^{-9}$ s. (Cette caractéristique qui exprime les fluctuations dans le temps de l'impulsion incidente fournie par le photomultiplicateur varie peu avec le seuil.)

Avec des rendements de 95 et 75 %, les temps de résolution obtenus tombent respectivement à 1,5 et $1.25.10^{-9}$ s.

- (b) Photomultiplicateurs utilisés : 56 AVP (Radiotechnique). Des résultats analogues ont été obtenus. Cependant, pour un rendement de 75 %, le temps de résolution était un peu plus court que précédemment : un peu inférieur à 10^{-9} s.

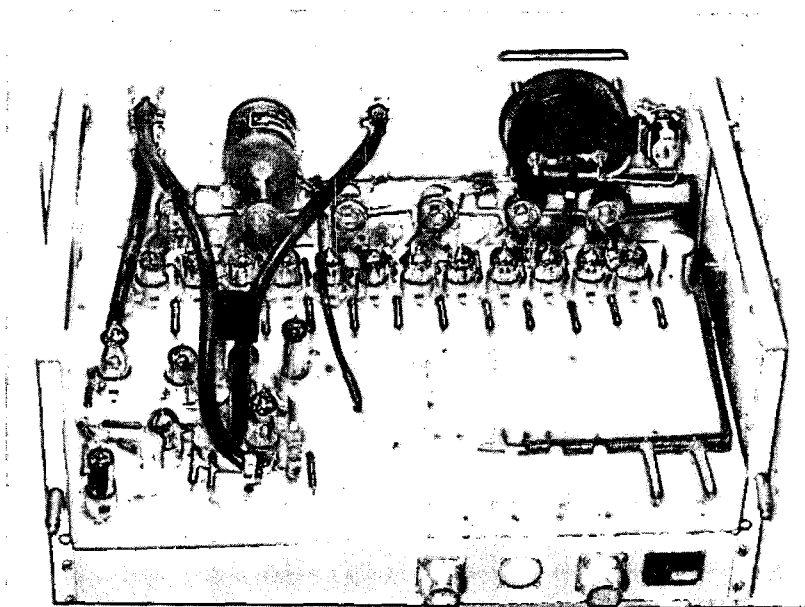


Figure 7
Vue de dessus

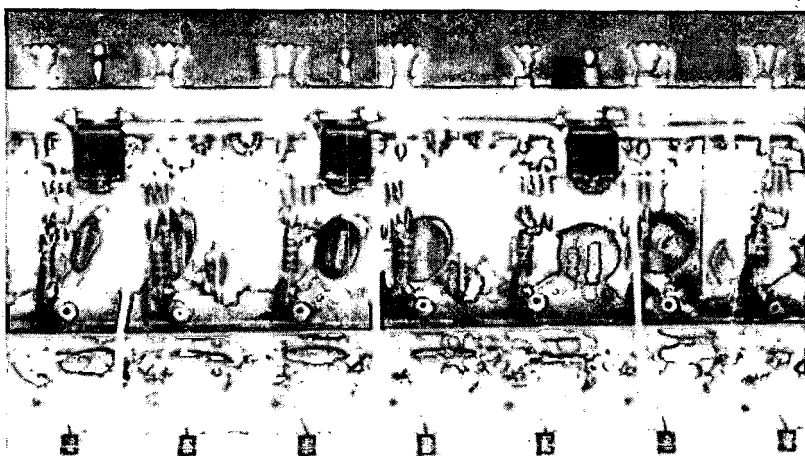


Figure 8
Vue de dessus, détail du circuit d'entrée

Fonctionnement aux fréquences élevées: La fréquence maximum à laquelle peut fonctionner l'appareil dépend beaucoup des conditions d'utilisation et surtout du temps de résolution désiré. Le seul effet des fréquences élevées est de faire fluctuer les potentiels moyens. Les précautions prises permettent de penser que jusqu'à 1 ou $2 \cdot 10^6$ Imp./s ces fluctuations ne peuvent pas perturber de façon notable le circuit.

Le temps mort est fonction de la durée des impulsions fournies par le photomultiplicateur. Il semble limité à une valeur de l'ordre de 2 à $3 \cdot 10^{-8}$ s sur la sortie négative et dépend des conditions expérimentales. Il faut tenir compte également des impulsions secondaires du photomultiplicateur.

Six exemplaires de ce circuit ont été réalisés et la stabilité de fonctionnement a été suivie pendant plusieurs milliers d'heures.

Conclusion

Nous avons décrit un circuit de coïncidences multiples adapté aux mesures près d'une machine. La simplicité de structure et la sûreté de fonctionnement permettent son emploi aisé par des physiciens (Figures 6, 7, 8).

BIBLIOGRAPHIE

- CASSELS J. M., *Nuclear Physics Research Laboratory of Liverpool* (Communication privée).
WIEGAND, *Radiation Laboratory, University of California* (Communication privée).

CONSTRUCTION D'UN CHRONOTRON POUR SPECTROMETRE A NEUTRONS RAPIDES

J. DUCLOS - LABORATOIRE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE DE LA FACULTÉ DES SCIENCES DE GRENOBLE (FRANCE)

Spectromètre à neutrons rapides

L'appareil qui sera décrit ici a été réalisé en vue d'effectuer la mesure du temps de vol de neutrons rapides dans les conditions particulières suivantes.

La source de neutrons est constituée par une cible de tritium, bombardée par des deutons issus d'un accélérateur électrostatique de 300 KV. La réaction qui en résulte donne lieu à l'émission, dans des directions sensiblement opposées, d'un neutron de 14 MeV environ et d'une particule α de 3 MeV environ.

L'instant de départ du neutron est repéré en détectant la particule α . L'efficacité du détecteur α est très voisine de 1. D'autre part, pour des raisons d'angle solide, le détecteur de neutrons ne peut être placé à une distance supérieure à 1 mètre. Ceci impose, pour mesurer à 10% près des neutrons de 14 MeV, un temps de résolution pour l'ensemble de l'appareillage de 10^{-9} s environ.

Par ailleurs, l'efficacité du détecteur de neutrons est faible et son rendement par rapport à la source devient très faible lorsque les neutrons sont étudiés après diffusion sur des cibles d'étude. Pour conserver un taux de comptage appréciable, l'intensité de la source doit être augmentée et nous avons calculé que dans ce cas le nombre de particules α détectées peut être supérieur à 10^5 par seconde, dont une très faible partie servira à effectuer des coïncidences.

Aussi nous avons dû réaliser un appareil à coïncidences remplissant les conditions suivantes:

- 1) Il doit avoir un temps de résolution physique de 10^{-9} s environ;
- 2) Il doit pouvoir recevoir dans l'une de ses voies d'entrée 10^5 impulsions par seconde au moins;
- 3) Le taux de coïncidences étant faible dans la plupart des cas, il doit constituer un système multicanaux permettant de diviser l'échelle des temps en un nombre aussi grand que possible d'intervalles de temps.

Choix du système à coïncidences

Compte tenu de ces données, nous avons choisi d'améliorer un chronotron décrit par O'Neil en 1955, et en utilisant des lampes 6BN6 comme détectrices de coïncidences. L'avantage des lampes 6BN6 dans un tel montage est de réaliser ce qu'on peut appeler une «coïncidence préalable», les circuits d'analyse n'intervenant que dans le cas d'une coïncidence. Ainsi, lorsqu'on a un taux de coïncidences faible tout en ayant un nombre élevé d'impulsions par seconde, dans l'une des voies d'entrée, on peut malgré tout conserver des circuits d'analyse ayant un temps mort confortable compris entre 10^{-6} et 10^{-5} s.

Chronotron de O'Neil (1955)

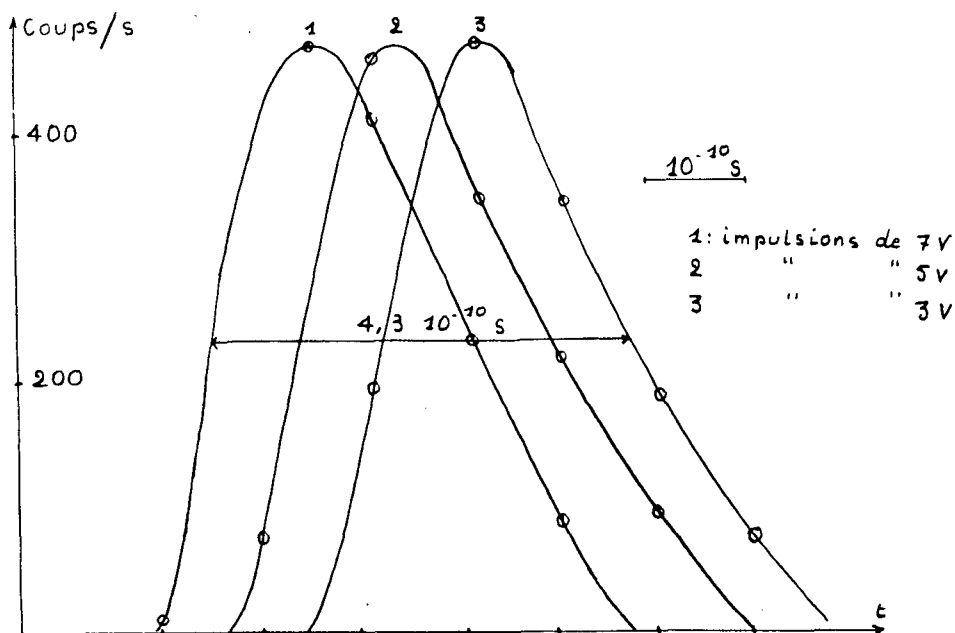
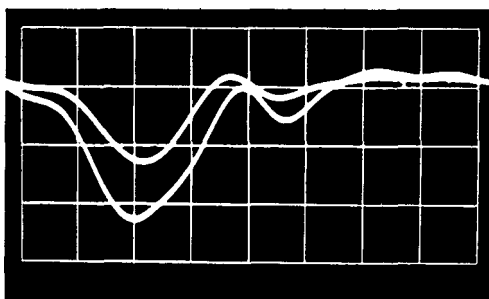
Le montage de O'Neil est constitué de la façon suivante:

Les impulsions de commande sont envoyées aux extrémités opposées de deux lignes à retard parallèles à constantes localisées. Dix lampes 6BN6 sont connectées à intervalles réguliers entre ces deux lignes par l'intermédiaire de leurs deux grilles de commande. Pour construire les lignes à retard, on utilise d'ailleurs les capacités

parasites des grilles suivant la technique des amplificateurs distribués. Lorsque les impulsions se croisent devant l'une des lampes, celle-ci délivre une impulsion de courant plaque. Les circuits de O'Neil permettent de repérer la lampe qui délivre l'impulsion de courant maximum. C'est devant cette lampe que s'est faite la superposition la plus large des impulsions d'entrée, ce que nous admettrons comme étant la définition de la coïncidence.

La position de cette coïncidence permet alors de préciser le retard primitif de l'une des impulsions d'entrée sur l'autre. Mais ce système ne donne sur la position de la

Impulsion-enveloppe de la
ligne-plaque pour des im-
pulsions d'entrée de 3 et
7 volts



Courbes de résolution du chronotron

pour des impulsions de commande de 3, 5, 7 volts

Figure 1

coïncidence que des informations discrètes. Aussi l'exploration de l'échelle des temps ne se fait qu'en un nombre limité de points. En d'autres termes, la largeur du canal du sélecteur de temps réalisé a une valeur minimum qui, dans le cas du chronotron de O'Neil, est de 4.10^{-9} s.

Description du chronotron réalisé (Fig. 1)

(a) Circuits d'interpolation

Nous avons repris le principe du chronotron de O'Neil en essayant d'abord d'abaisser le minimum ci-dessus. Compte tenu des capacités parasites des grilles des lampes 6BN6, nous avons pu l'abaisser à 2.10^{-9} s. Mais cette valeur est encore trop élevée. La solution est alors d'effectuer une interpolation entre les informations discrètes obtenues par les lampes 6BN6 sur la position de la coïncidence. Le problème de cette interpolation se pose dans de nombreux types de chronotrons; nous l'avons, quant à nous résolu de la façon suivante:

Des selfs L de 1 mH environ sont branchées entre les plaques des lampes 6BN6. La capacité répartie γ de ces selfs est très petite: 2 pF environ. Les capacités parasites C des plaques des lampes 6BN6 sont augmentées à 25 pF environ. On réalise ainsi une ligne à retard lente (Fig. 2). L'impulsion de courant i_n de la section n charge

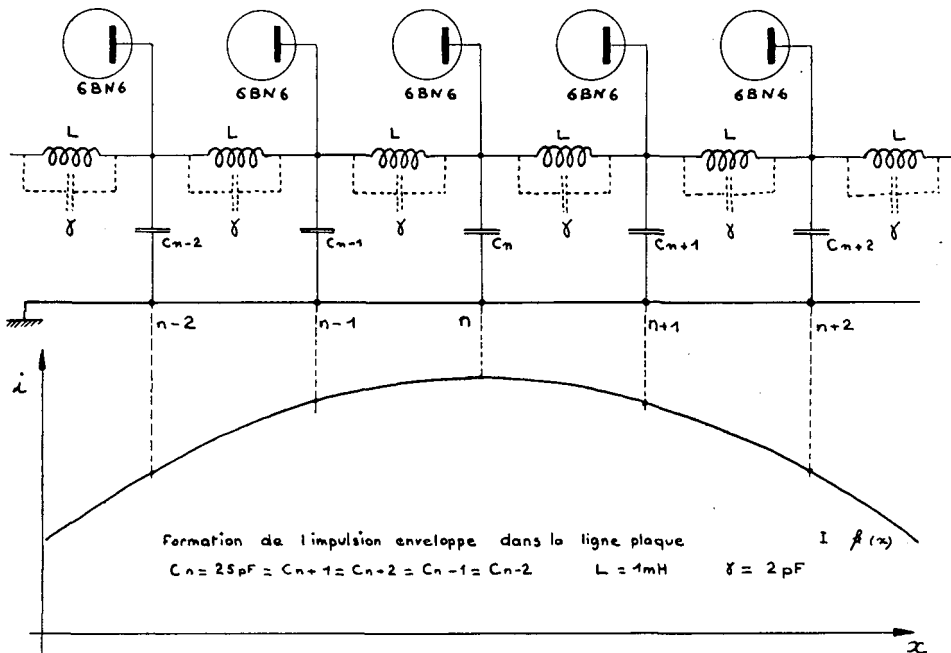


Figure 2

la capacité C_n . La fraction de ce courant qui traverse les capacités C_{n-1} et C_{n+1} est faible. En effet, la durée des impulsions de courant est sensiblement la même que celle des impulsions de commande, c'est à dire 10^{-8} s environ. Pour une durée aussi brève, les selfs jouent le rôle de selfs de choc, laissant seulement passer le courant au travers de leur capacité répartie. Or, le rapport γ/C_n étant faible, la fraction de

courant i_n qui atteint C_{n-1} et C_{n+1} est également faible. On peut donc admettre que, à la fin de l'opération de coïncidence rapide dans les lampes 6BN6, chaque capacité de la ligne lente se trouve chargée sous une tension proportionnelle à l'intensité de l'impulsion de courant correspondante. Ceci revient à dire que dans cette ligne lente est inscrite une impulsion qui n'est autre que l'enveloppe de l'amplitude des impulsions de courant. On a donc effectué l'interpolation souhaitée.

(b) Circuits d'analyse

Cette impulsion enveloppe se propage alors dans la ligne lente. A l'une des extrémités on détecte l'instant d'arrivée T de son maximum, à l'aide d'un amplificateur différentiel. Cet instant T dépend de l'endroit où à l'instant T_0 s'est effectuée la coïncidence des deux impulsions de commande. Le temps $T - T_0$ correspond, à un facteur multiplicatif près, au retard de l'une des impulsions de commande sur l'autre. En d'autres termes, à ce stade nous avons effectué une dilatation du temps (dans un rapport de 80 environ). L'opération de coïncidence dans les lampes 6BN6 peut être considérée comme instantanée par rapport aux durées de parcours intervenant dans la ligne lente. T_0 est alors l'instant où se produit cette opération de coïncidence. Il est déterminé par une coïncidence parallèle semi-rapide de temps de résolution: $5 \cdot 10^{-8}$ s. L'impulsion issue de cette coïncidence déclenche le début de la charge d'un condensateur par un courant constant. Cette charge est arrêtée à l'instant T défini précédemment. L'impulsion finale après cette transformation temps-amplitude est analysée par un sélecteur d'amplitude multicanaux.

L'ensemble représente un sélecteur de temps comportant 100 canaux de largeur $3 \cdot 10^{-10}$ s.

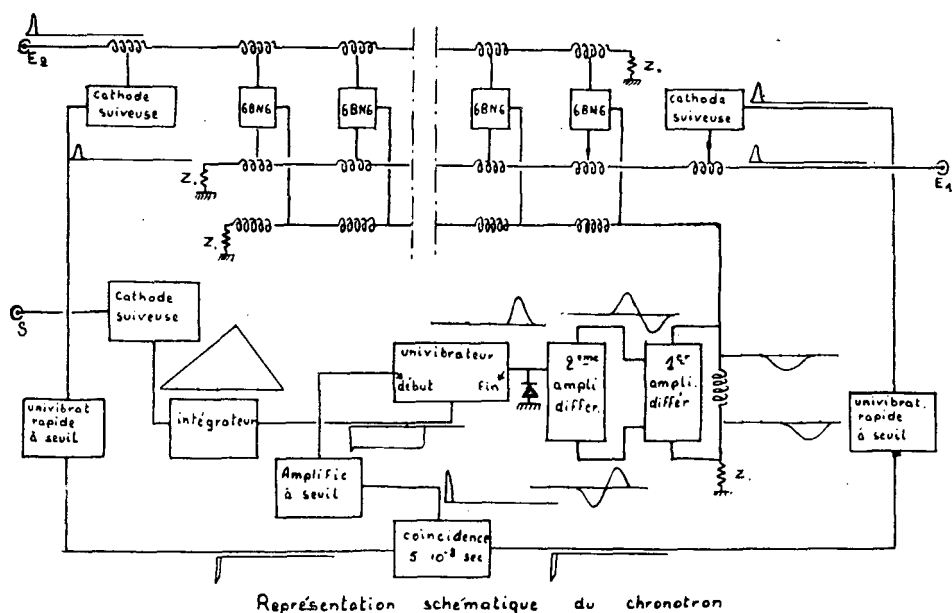


Figure 3

(c) Temps de résolution du chronotron

Le temps de résolution électronique de ce chronotron, obtenu en utilisant des impulsions calibrées issues d'un générateur à relai à mercure, est inférieur à 10^{-10} s. Notons ici que nous entendons par temps de résolution la mi-largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution.

Malheureusement, lorsqu'on fait varier l'amplitude des impulsions d'entrée, il se produit un glissement de la courbe de résolution sur l'axe des temps. Ce glissement peut se déceler également en observant l'impulsion enveloppe à l'extrémité de la ligne lente. Le maximum de cette impulsion subit une légère translation lorsqu'on augmente l'amplitude des impulsions d'entrée (Fig. 3). Ce glissement de la courbe de résolution augmente le temps de résolution électronique lorsqu'on a une dispersion d'amplitude des impulsions d'entrée. Il est dû vraisemblablement à une dissymétrie de fonctionnement des deux grilles de commande. Néanmoins le temps de résolution obtenu pour une dispersion d'amplitude de 3 à 7 volts des impulsions d'entrée est de $2,2 \cdot 10^{-10}$ s seulement.

Le temps de résolution obtenu en utilisant un seul cristal scintillateur plastique vu par deux photomultiplicateurs «Radiotechnique» 51 AVP est de $4,5 \cdot 10^{-10}$ s.

Le temps de résolution obtenu en effectuant des coïncidences entre les particules β et γ émises par ^{198}Au est de $8 \cdot 10^{-10}$ s. Les impulsions à la sortie des photomultiplicateurs étaient «coupées» par un câble court-circuité de longueur 25 cm.

Remarque: Dans cette étude nous n'avons utilisé que la partie centrale des photocathodes, les cristaux scintillateurs employés ayant un diamètre de 25 mm. Dans un photomultiplicateur les fluctuations de temps de transit sont dues en majeure partie aux fluctuations de parcours entre la photocathode et la première dynode, et ces fluctuations sont faibles lorsqu'on se limite à la partie centrale de la photocathode. Ceci explique les temps de résolution excellents obtenus avec des photomultiplicateurs qui, pourtant, ont des fluctuations de temps de transit importantes lorsqu'on utilise toute la surface de la photocathode.

SELECTEUR D'AMPLITUDE A FAIBLE TEMPS DE RESOLUTION

M. FIEHRER ET A. PAGES - CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY (FRANCE)

Cet appareil à 10 canaux définis par 11 discriminateurs successifs n'entre pas à proprement parler dans la gamme des nanosecondes que l'on considère généralement en électronique rapide. Cependant les sélecteurs d'amplitude multicanaux couramment utilisés ayant des temps de résolution de plusieurs 10^{-6} seconde, même 10^{-5} pour les 100 et 200 canaux, ces performances ne sont pas toujours suffisantes. Notamment, auprès des accélérateurs pulsés où la fréquence instantanée des événements détectés peut être très élevée, un sélecteur ayant un temps de résolution de quelques 10^{-7} s aura son utilité. Il pourra s'intégrer comme système d'analyse à la suite de circuits rapides.

But de l'appareil

L'amplificateur utilisé au C.E.A. à la suite des détecteurs de particules a une bande passante de 2 Mc; la mise en forme est assurée par un circuit d'intégration et un circuit de dérivation. Les signaux de sortie atteignent une centaine de volts.

L'étude de spectres d'amplitude, réclamant une certaine finesse d'analyse, exige que la largeur minimum des canaux de sélecteur puisse atteindre un volt avec une bonne précision et une bonne stabilité.

Une impulsion d'une amplitude de 100 volts mise en forme par une constante de temps d'intégration de 10^{-6} s, une dérivation de 10^{-6} s et une deuxième dérivation de 3.10^{-6} s, couramment choisies, croît de 99 V à son maximum 100 V en environ 6.10^{-8} s, puis décroît jusqu'à 98 V en moins de 2.10^{-7} s. Cette simple considération conduit à exiger une réponse déjà rapide des discriminateurs d'entrée. Certes, une impulsion présentant un plateau à son maximum, mise en forme par une ligne à retard, réclamerait moins de rapidité. Mais nous voulions utiliser nos amplificateurs sur lesquels il est difficile d'adapter une double dérivation par ligne à retard pourtant très utile pour éliminer les niveaux moyens à cadences élevées.

Nous voulions construire un appareil facilement utilisable et bien adapté aux problèmes posés par les expériences faites en physique nucléaire où les études en coïncidence sont fréquentes. Aussi avons-nous cherché à supprimer, dans les chaînes de mesure, la nécessité d'une porte linéaire à haut niveau. Ces portes sont délicates à réaliser et celles que nous avions à notre disposition apportaient des différences importantes entre l'enregistrement direct d'un spectre en présence de bruit de fond et l'enregistrement du même spectre en coïncidence, rendant les interprétations difficiles, voire même impossibles. Une porte qui agit, après sélection d'amplitude, sur une mémoire, donc sur des circuits non linéaires, et qui permet ou non l'enregistrement des informations, élimine complètement ce problème. De plus, l'appareillage complet se trouve simplifié.

L'inconvénient de cette méthode consiste essentiellement dans le fait qu'il faut considérablement augmenter la résolution de l'appareil puisque les discriminateurs auront à répondre à tous les signaux à l'entrée et que le tri ne se fera que plus loin.

Par contre-coup son emploi sera possible pour des manipulations où les événements auront une fréquence moyenne élevée, par exemple au voisinage d'une pile à haut flux ou d'un accélérateur pulsé.

En résumé, stabilité de seuils, rapidité de réponse des systèmes d'analyse, faible temps de résolution, possibilité de travail en coïncidence ou anticoincidence, donc

de déblocage ou blocage rapides, telles sont les caractéristiques que nous avons cherché à donner à notre sélecteur.

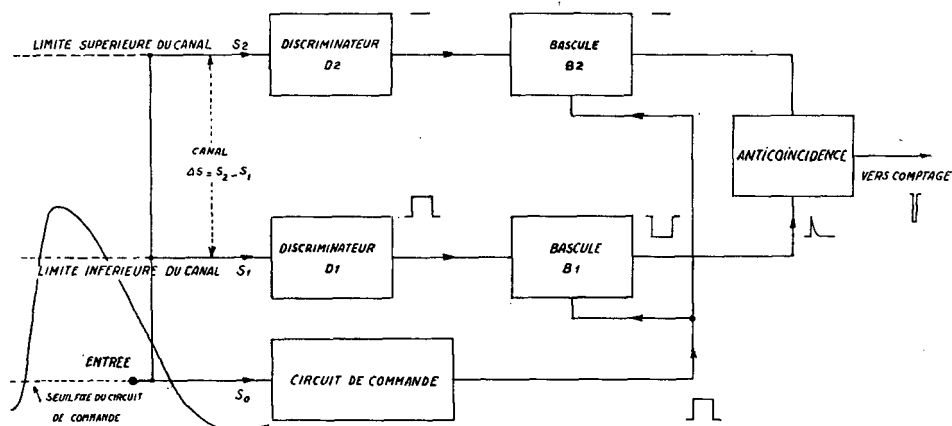


Figure 1

Bloc fonctionnel simplifié montrant le classement d'une impulsion située dans un canal.

Principe

Sélection d'amplitude (Fig. 1)

L'impulsion à analyser attaque simultanément n discriminateurs $D_1, D_2, \dots, D_n$, de seuils $S_1, S_2, \dots, S_n$, définissant n canaux de largeur réglable et pouvant être déplacés globalement (un seul canal avec ses deux discriminateurs est représenté sur la figure).

A l'instant où chaque seuil de discriminateur est franchi, un signal commande le changement d'état d'un circuit bi-stable (bascule) correspondant $B_1, B_2, \dots, B_n$, ceci jusqu'au maximum de l'impulsion d'entrée. Donc toutes les bascules correspondant aux seuils non atteints restent dans leur état initial. Les autres, qui ne peuvent revenir seules à leur premier état, conservent la mémoire des informations fournies par les discriminateurs.

Après l'instant du maximum de l'impulsion d'entrée, un signal, appliqué simultanément à toutes les bascules, ramène à l'état initial toutes celles qui avaient précédemment changé d'état. Alors, parmi les dix circuits d'anticoïncidence (A. C.), reliés chacun à deux bascules voisines, un seul recevra un signal unique et délivrera un signal de sortie vers une voie de comptage.

Nous avons ainsi réalisé la fonction sélection d'amplitude. Il nous reste toutefois à définir l'origine du signal de remise à zéro des bascules (retour à l'état initial). Mais auparavant nous allons examiner la fonction blocage et déblocage.

Blocage du sélecteur

Toutes les bascules ont une entrée commune en liaison continue qui sert à leur remise à zéro après changement d'état. Les circuits sont tels qu'il suffit de porter ce conducteur commun à un niveau déterminé V_1 pour que toutes les bascules restent maintenues dans leur état initial; alors aucun signal venant des discriminateurs ne pourra inscrire une information dans la mémoire: le sélecteur est bloqué.

Si ce conducteur commun est porté à un autre niveau déterminé V_2 , les bascules sont libérées et peuvent stocker les informations venues des discriminateurs: le sélecteur est débloqué.

La lecture de la mémoire (commande de retour des bascules) s'effectue en amenant momentanément le conducteur commun du niveau V_2 au niveau V_1 . Nous pouvons également profiter de ce signal de lecture pour assurer un blocage provisoire de sélecteur, imposant ainsi un temps mort à l'appareil.

Nous établissons alors le fonctionnement:

- En coïncidence: Niveau V_1 imposé, sélecteur bloqué; aucun signal ne peut sortir. Nous n'aurons la possibilité d'enregistrement que pendant le temps où le conducteur sera amené au niveau V_2 ;
- En antioïncidence: Niveau V_2 imposé: possibilité permanente d'enregistrement. Impossibilité pendant le temps où le niveau sera porté à V_1 .

Un commutateur fixant le niveau V_1 ou V_2 assurera l'arrêt ou la marche du sélecteur.

Circuit de commande (diagramme fonctionnel) (Fig. 2)

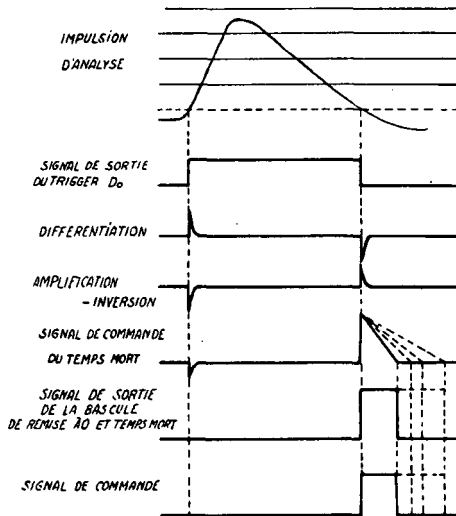


Figure 2

Diagramme fonctionnel complet du circuit de commande.

Son rôle est de fournir au conducteur que nous venons de définir le signal de commande de retour des bascules. Pour que les opérations se fassent correctement, ce signal doit être produit après l'instant du maximum de l'impulsion analysée. Pour cela, nous utilisons le front de retour d'un douzième discriminateur D_0 ayant son seuil égal ou inférieur à celui du premier canal. Cet instant, voisin de l'amplitude nulle sur le front de descente, sera mieux défini si le signal d'entrée présente un retour négatif (ce qui, d'ailleurs, diminue les niveaux moyens et limite les empilements).

A partir du signal de D_0 , on produit une impulsion carrée d'amplitude définie et de durée réglable qui, simultanément, commande la lecture des bascules de mémoire et impose un temps mort au sélecteur.

Cette impulsion de lecture est transmise aux bascules par l'intermédiaire d'un circuit de mélange, fait de lampes à cathodes couplées, dont les grilles sont autant d'entrées possibles pour les fonctions blocage et déblocage désirées.

Ce circuit de commande n'est qu'un exemple de réalisation. Nous pensons que sa conception est souvent liée à la nature de l'expérience. Son seul rôle est de fournir, à la ligne de commande, un signal correct, après l'instant du maximum du signal analysé.

Diagramme fonctionnel des circuits d'anticoïncidence (A.C.) (Fig. 3)

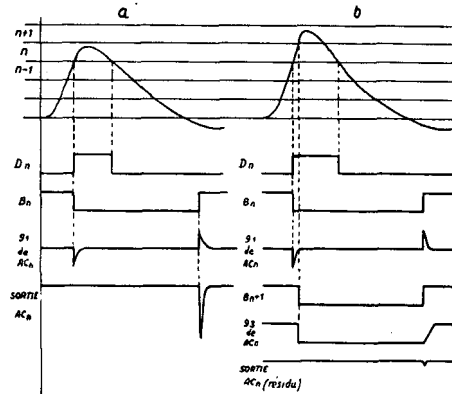


Figure 3

Circuit d'anticoïncidence. — Diagramme fonctionnel.

Considérons ce qui peut se passer dans le canal n .

A gauche, l'impulsion d'entrée a son maximum dans le canal et doit être comptée.

A droite, l'impulsion traverse le canal n et ne doit pas être comptée.

- a) Impulsion dans le canal: Le discriminateur D_n déclenche et fait basculer B_n . D_{n+1} , dont le seuil n'est pas atteint, ne déclenche pas. B_{n+1} ne change donc pas d'état.

A l'instant où la ligne commune reçoit un signal positif, B_n revient à l'état initial et envoie une impulsion sur la grille g_1 du circuit A.C. fait d'une lampe à deux grilles de commande. On a alors un signal négatif à la sortie du canal n . C'est ce signal qui servira à enregistrer l'événement dans la voie correspondante du meuble de comptage.

- b) L'impulsion traverse le canal: D_n et D_{n+1} déclenchent, faisant changer d'état respectivement B_n et B_{n+1} . B_{n+1} bloque la lampe d'anticoïncidence par sa grille g_3 .

A l'instant du retour des bascules, le signal venant de B_n sur g_1 ne peut donner lieu à un signal de sortie, le déblocage sur g_3 étant légèrement retardé par un circuit d'allongement. Il n'y a pas de signal à la sortie du canal n .

Diagramme fonctionnel complet (Fig. 4)

Le maximum de l'impulsion analysée se trouve dans le canal 3.

Les impulsions obtenues par dérivation du front de montée des signaux délivrés par les discriminateurs D_1 , D_2 , D_3 successivement atteints font changer d'état les bascules B_1 , B_2 , B_3 . Le front de retour du discriminateur D_0 engendre le signal de remise à zéro et de temps mort.

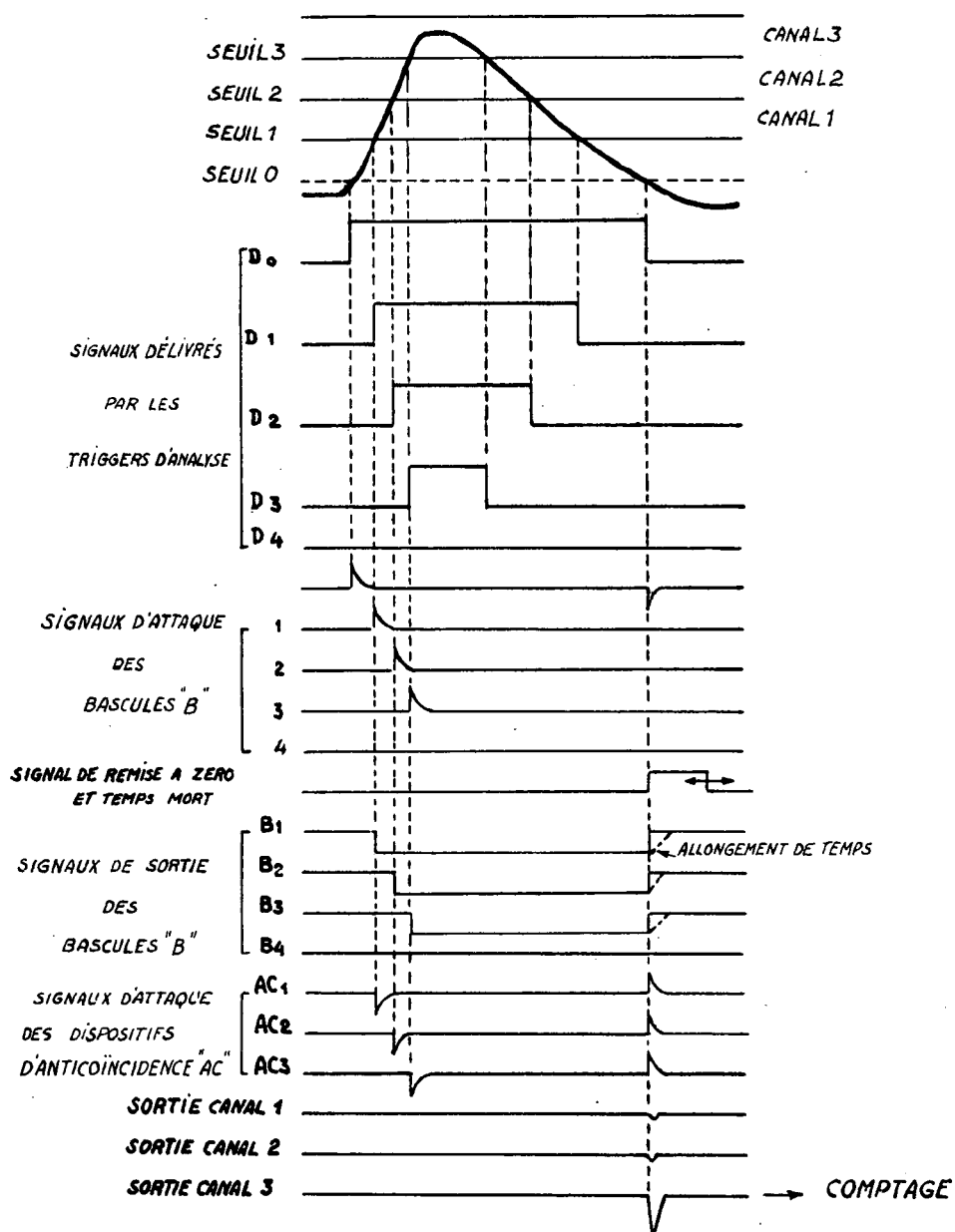
IMPULSION D'ANALYSE

Figure 4

Diagramme fonctionnel complet montrant le classement d'une impulsion.

Le discriminateur d'entrée est réalisé avec deux tubes E 180 F. Le seuil est fixé par le potentiel continu de la grille d'entrée. Le couplage interne est à liaison par capacité. Un cristal accélère la restitution sur la grille du deuxième tube. L'ajustage du seuil se fait par un potentiomètre P_1 de 25 ohms aux bornes d'une tension de 2 volts.

La bascule est un monovibrateur de Schmitt polarisé au milieu de sa plage d'hystérésis. Le potentiomètre P_2 permet le réglage. Le couplage interne se fait par un circuit de coïncidence à deux cathode-follower à cathodes communes. La grille du deuxième tube est liée directement à la «ligne commune» de remise à zéro.

La cathode de la lampe de couplage est reliée directement à la grille g_3 de la lampe d'anticoïncidence de l'étage précédent et reliée par un circuit de dérivation à la grille g_1 de la lampe d'anticoïncidence du canal correspondant. Le signal de sortie est pris sur l'anode de cette dernière lampe.

Schéma de la platine de commande (Fig. 6)

Même discriminateur que la platine analyse. Mais le seuil est fixe, donc pas de nécessité de réglage. Dérivation du front de retour, inversion de signe, charge d'une capacité à la cathode de V_4 et décharge par une des résistances choisie par le commutateur K_1 . Le monovibrateur suivant délivre le signal carré de remise à zéro des bascules et de temps mort du sélecteur.

Ce signal est transmis à la ligne commune par le cathode-follower V_7B .

Les entrées de blocage ou déblocage se font sur les grilles des cathode-follower V_7A , V_8A , V_8B à cathode commune.

Réalisation

L'appareil (Fig. 7) comprend 11 platines identiques correspondant aux 11 seuils nécessaires pour définir 10 canaux et une platine de commande.

Une platine fournit la basse tension de 2 volts pour le réglage des seuils.

Les alimentations sont placées de chaque côté du meuble. Un ventilateur dans le socle les refroidit.

Les platines d'analyse sont inclinées à 45° , évitant le passage de l'air chaud d'une platine à l'autre.

Une boîte à décades fixe les seuils, la largeur des canaux étant définie par une résistance de précision sur chaque platine d'analyse.

Un voltmètre contrôle la variation relative des deux tensions d'alimentation.

Pour le réglage des seuils, les grilles d'entrée des discriminateurs sont amenées au même potentiel et 11 relais miniature éliminent l'action des signaux agissant sur la grille g_3 de blocage de chaque circuit d'anticoïncidence.

Les systèmes d'enregistrement sont extérieurs. L'ensemble est assez volumineux mais tout est très facilement accessible.

Performances

Les temps de montée et de descente des discriminateurs sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{-8}$ s. A la limite ils fournissent des signaux triangulaires de pleine amplitude et d'une largeur de 10^{-7} s à la base.

Le temps de montée des bascules est de l'ordre de $7 \cdot 10^{-8}$ s et leur retard sur l'instant de déclenchement des discriminateurs correspondants de $2 \cdot 10^{-8}$ s.

Les bascules doivent rester basculées environ 10^{-7} s.

On peut donc espérer avec des signaux carrés d'analyse de $2 \cdot 10^{-7}$ s de largeur et des temps de montée inférieurs à 10^{-8} s, que le fonctionnement sera encore correct avec un temps de résolution de $3 \cdot 10^{-7}$ s.

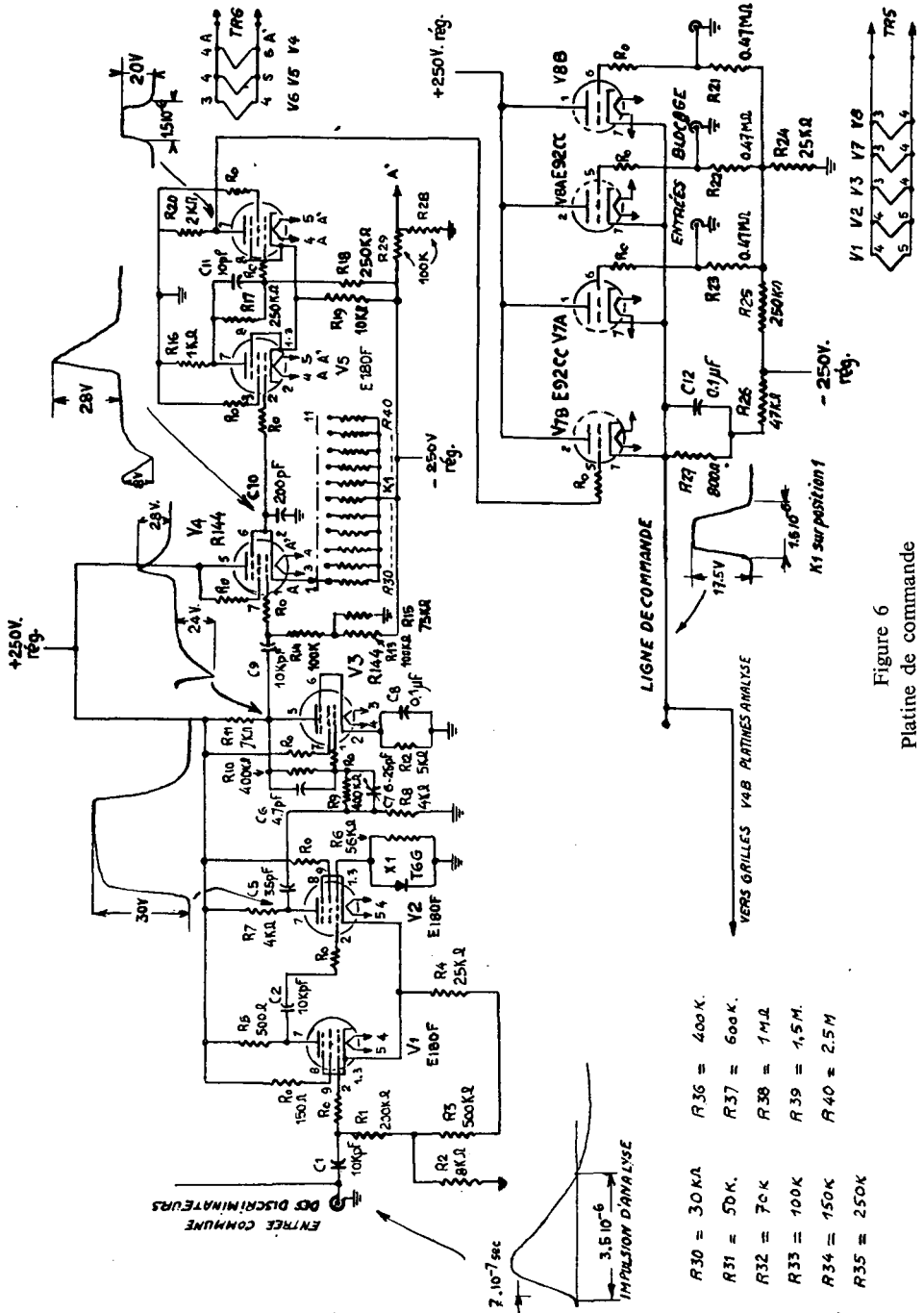


Figure 6
Platine de commande

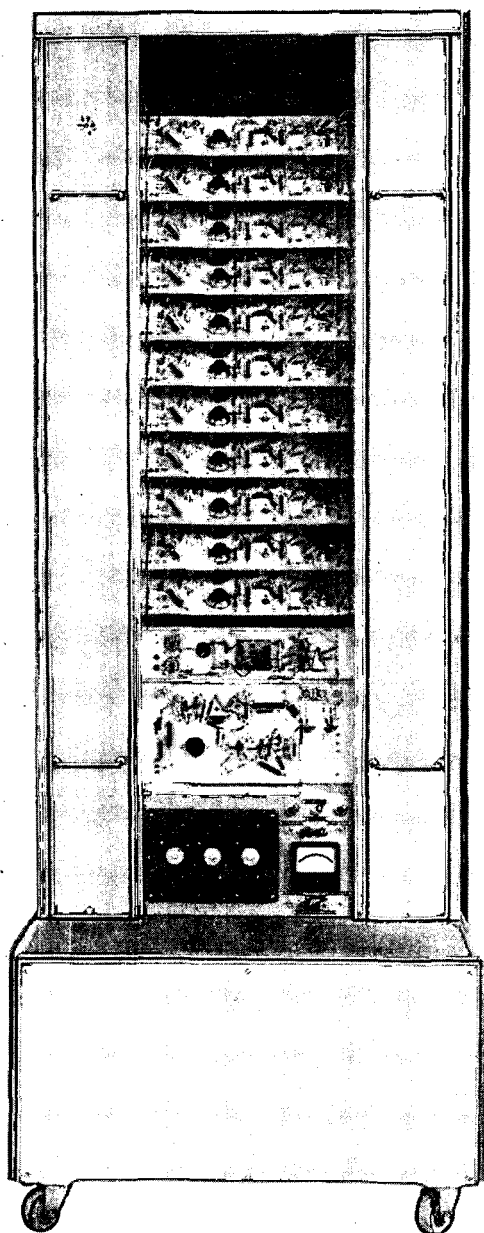


Figure 7

L'ensemble a été vérifié avec des impulsions à $5 \cdot 10^{-7}$ s.

En fonctionnement normal, les seuils ne varient pas de plus de 0,05 V en 24 heures. Avec des précautions élémentaires quant aux variations de la température ambiante, on obtient des dérivés de 0,02 V.

Conclusion

Ce sélecteur réalisé entièrement avec des circuits simples est de construction et de mise au point faciles. Plusieurs déjà ont été construits industriellement par la Société Intertechnique. Un exemplaire fonctionne depuis plus d'un an. Ses performances, notamment son temps de résolution de $5 \cdot 10^{-7}$ s le rendent utilisable dans un domaine où les appareils commerciaux ne peuvent être employés. Sa facilité d'emploi et ses possibilités le font particulièrement adapté aux manipulations en physique nucléaire.

GENERATEUR D'IMPULSIONS, A PARTIR D'UN COMPTEUR ROSENBLUM

J. FLEURY - CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE GRENOBLE (FRANCE)

Principe de fonctionnement

Le compteur Rosenblum, ou compteur à étincelles, utilisé pour la réalisation de cet appareil, est un compteur classique, fonctionnant dans l'air, constitué par 8 fils de Tungstène parallèles, tendus à 1,2 mm d'une plaque en acier inoxydable. On applique aux fils une tension positive de 3.200 volts, la plaque étant reliée à la masse par l'intermédiaire d'une résistance R_0 de forte valeur; la décharge «couronne» ainsi obtenue se traduit par la collection d'un courant d'ionisation, de l'ordre de 100 micro-ampères; lorsqu'on approche de ce compteur une source de rayonnements α par exemple, une particule passant suffisamment près d'un fil crée un amorçage entre ce fil et la plaque; pendant l'étincelle, le potentiel de la plaque monte ainsi en un temps très court et retrouve sa valeur initiale, la résistance R_0 jouant le rôle d'élément «auto-coupeur».

Deux propriétés de ce dispositif ont semblé intéressantes pour son utilisation en générateur d'impulsions calibrées:

- 1) La faible durée de l'étincelle.
- 2) L'amplitude considérable de l'impulsion de tension sur la plaque permettant, par un système diviseur de capacité (voir Fig. 1), d'obtenir des niveaux de

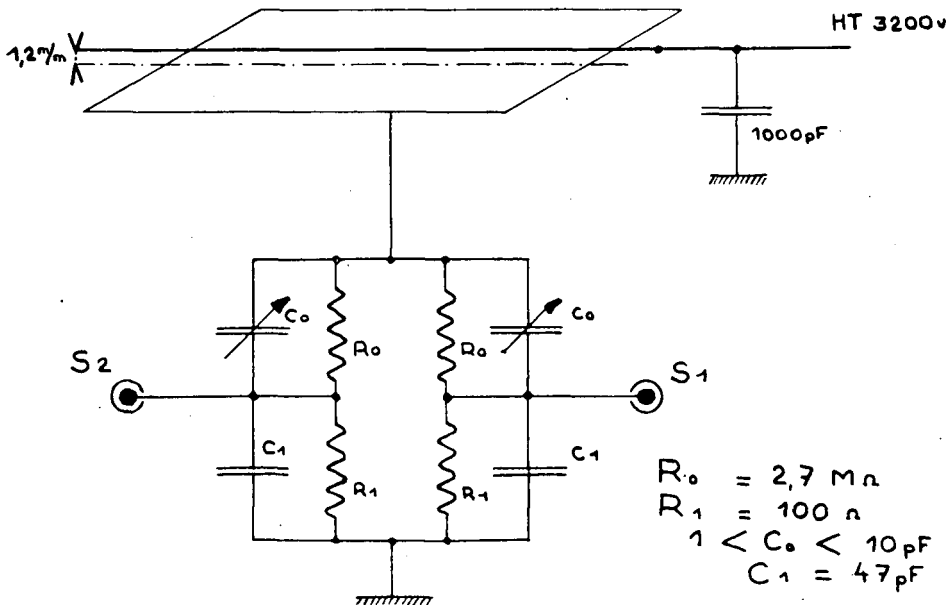


Figure 1
Schéma de principe du générateur.

plusieurs dizaines de volts sous très faible impédance. Le condensateur variable C_0 permet de régler l'amplitude de l'impulsion de sortie.

Caractéristiques des impulsions de sortie

L'impulsion a été étudiée à l'aide de l'oscilloscope «Tektronix», type 517; le signal est appliqué par l'intermédiaire de 20 m de câble coaxial (impédance 50Ω) sur les plaques de déviation verticales qui comportent le dispositif habituel d'amortissement et de symétrisation (voir Fig. 2: Balayage 10^{-8} s/carreau, sensibilité 15 v/carreau).

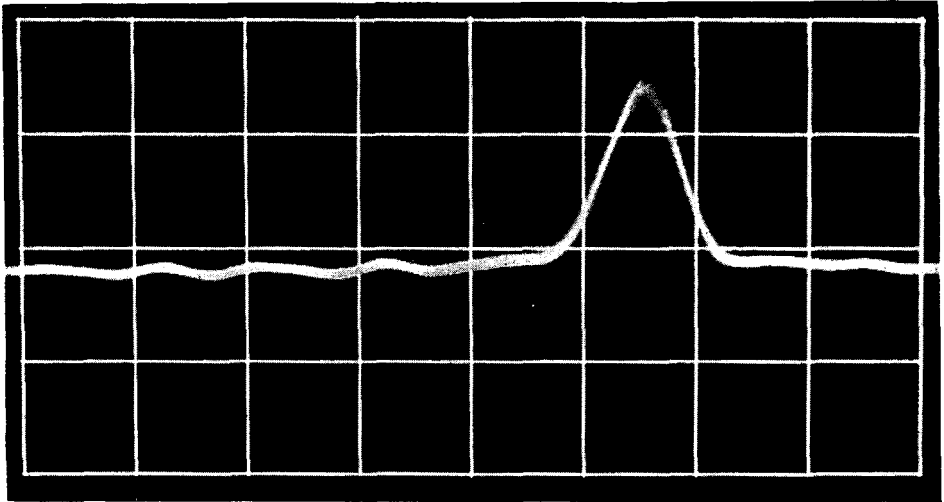


Figure 2
 $5 \cdot 10^{-9}$ s/carreau

On obtient ainsi les caractéristiques suivantes:

Temps de montée, pris entre 10% et 90% de son amplitude: 2,5 m μ s.

Largeur à mi-hauteur: 5 m μ s.

Amplitude de l'impulsion: variable entre 1 et 45 v.

Impédance de charge: peut être réduite à 2Ω .

Fréquence de répétition: aléatoire, dépend de l'intensité de la source de rayonnements α et de sa distance par rapport au compteur. La source utilisée dans le montage est une source de Polonium de 50 microcuries environ; sa distance à la source varie de 5 à 2 cm. On obtient un taux de comptage maximum de 1000 impulsions/seconde, des taux plus élevés risquant de détériorer rapidement le compteur.

La polarité des impulsions est positive.

Les utilisations d'un tel générateur sont les suivantes:

1) Etude du temps de résolution de systèmes à coïncidences rapides: Les impulsions sont calibrées en amplitude. On peut faire varier indépendamment l'amplitude de chaque train d'impulsions. On peut déphaser un train d'impulsions par rapport à l'autre au moyen, soit d'une boîte de ligne à retard, commutable de 10^{-9} s en 10^{-9} s, jusqu'à 10^{-8} s, soit d'une ligne coulissante à trombone pour les déphasages inférieurs à 10^{-9} s.

On a relevé, par ce moyen, des courbes de résolution de chronotron, ayant une largeur à mi-hauteur de l'ordre de $2 \cdot 10^{-10}$ s.

2) Détermination expérimentale du temps de transit des photomultiplicateurs: On utilise alors les étincelles du compteur comme sources de lumière pour le photomultiplicateur. En disposant un diaphragme entre la source de Polonium et l'un des fils du compteur, on obtient une étincelle dont la position géométrique est très bien définie; on adapte sur le boîtier contenant le compteur, et étanche à la lumière, le photomultiplicateur. On observe l'impulsion de sortie de photomultiplicateur sur un oscilloscope que l'on déclenche soit par l'impulsion elle-même, soit par l'impulsion de sortie du compteur Rosenblum. La différence de déphasage observée dans chaque cas entre le début du balayage de l'oscilloscope et le début du signal est égale au temps qui sépare les premiers photons arrivant sur la photocathode et les premiers électrons arrivant sur la dynode collectrice.

Ceci est vrai seulement si l'on néglige le temps que met la lumière émise par l'étincelle pour parvenir à la photocathode. Cet inconvénient peut être éliminé en disposant le photomultiplicateur le plus près possible du compteur.

On a utilisé pour ces essais le photomultiplicateur «Radiotechnique» 51 AVP pour lequel on trouve un temps de transit de $5 \cdot 10^{-8}$ s avec une tension de photomultiplicateur de 1500 v (Fig. 3), l'impulsion est prise par la sonde du Tektronix 517

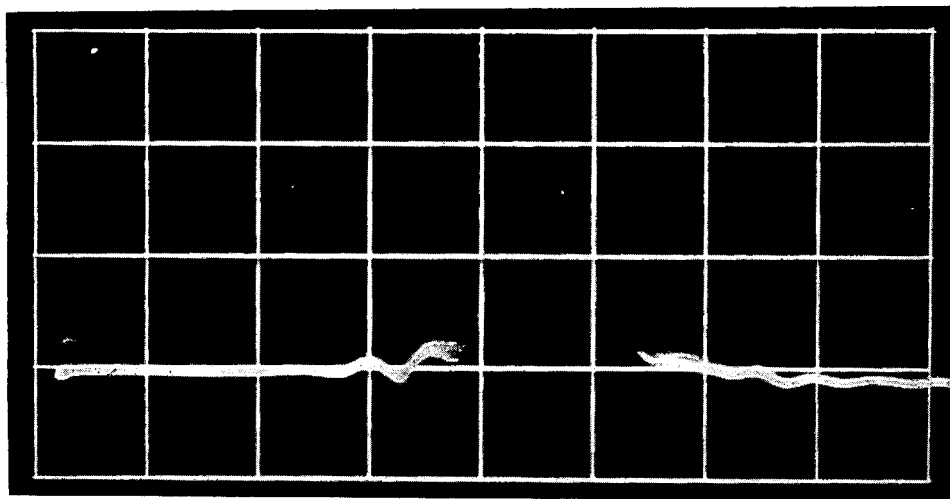


Figure 3
 10^{-8} s/carreau

aux bornes d'une résistance de charge de 100Ω sur la dernière dynode; balayage de $2 \cdot 10^{-8}$ s/cm. Cette méthode, qui utilise l'échelle des temps de l'oscilloscope, n'est évidemment pas précise. Elle ne tient pas compte des fluctuations de temps de transit propres au photomultiplicateur, que l'on devine en observant sur la photo un déplacement de l'impulsion de sortie, lorsqu'elle est déclenchée par l'impulsion du compteur Rosenblum.

On obtiendrait une grande précision en disposant d'un chronotron à faible temps de résolution, et en injectant sur chacune des deux entrées l'impulsion du compteur Rosenblum d'une part, l'impulsion du photomultiplicateur d'autre part.

Ceci devrait permettre de déterminer expérimentalement les fluctuations de temps de transit du photomultiplicateur; ces mesures sont actuellement en cours.

L'appareil se présente dans un châssis standard C.E.A.; il comprend une alimentation haute tension classique, ajustable entre 3.000 et 4.000 v, de débit 1 mA, stabilisée à 5.10^{-3} , comportant 1 valve, 2 tubes de régulation type «807», et un néon; le panneau avant comprend, outre les deux sorties, les deux commandes de gain de chaque canal, un système à vis sans fin permettant de régler l'écartement des deux plaques qui constituent le condensateur C_0 ; il comprend également le réglage de la fréquence de répétition.

En conclusion, cet appareil très simple à réaliser peut convenir aux essais concernant les circuits à coïncidences rapides. Les réglages séparés des amplitudes des deux trains d'impulsions, son impédance interne faible, lui confèrent une grande souplesse de fonctionnement. S'il peut atteindre des fréquences de répétition légèrement supérieures à celles d'un générateur classique à relai à mercure; par contre, il ne peut être utilisé comme générateur étalon en amplitude, sa précision à ce sujet étant de l'ordre de quelques %.

Son utilisation la plus intéressante semble être la mesure des temps de transit dans les photomultiplicateurs.

CIRCUIT DE COINCIDENCE DIFFERENTIEL

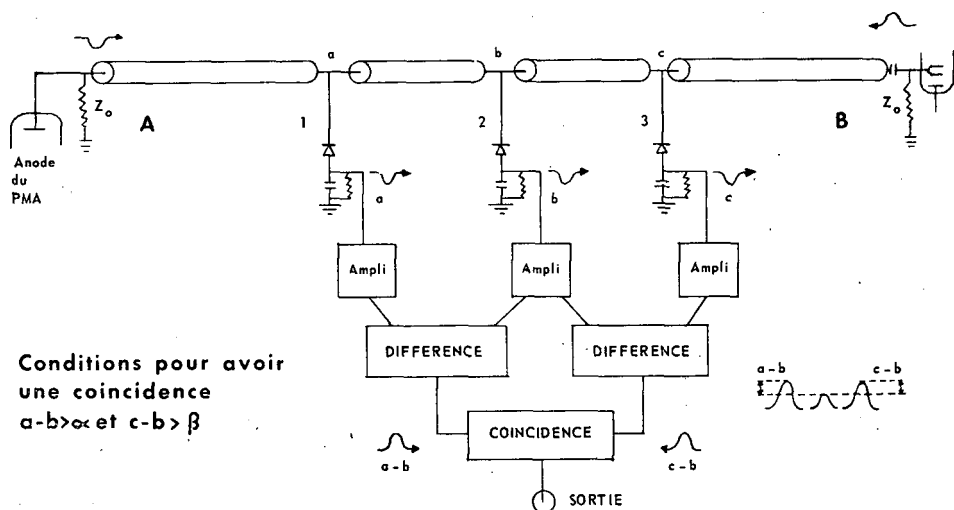
R. MEUNIER - CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY (FRANCE)

Nous avons étudié à Saclay un circuit de coïncidence adapté au problème de la détection des particules de hautes énergies auprès des grands accélérateurs.

Le circuit que nous présentons tente de satisfaire aux conditions suivantes:

- 1) Le temps de résolution doit être indépendant de la forme, de la durée et de la hauteur des impulsions fournies par les photomultiplicateurs qui comprennent habituellement tout un spectre de hauteur d'impulsions.
- 2) Le circuit de coïncidence doit non seulement avoir un temps de résolution court, mais il doit aussi avoir un temps de recouvrement court afin de pouvoir travailler avec les faisceaux de particules les plus intenses que les accélérateurs peuvent fournir et de ce fait utiliser au mieux le temps de machine dont dispose le physicien.
- 3) Le circuit de coïncidence doit être construit de telle sorte qu'il puisse s'accommoder sans inconvénients des impulsions parasites de grandes amplitudes trop souvent rencontrées.
- 4) Une certaine simplicité du circuit est aussi désirable.

Nous avons choisi, pour répondre à ces conditions, un circuit de coïncidence différentiel dont le schéma de principe est représenté par la Fig. 1.



Le retard relatif de deux impulsions que ce circuit permet de mesurer est défini par la position de leur centre de gravité. La distance entre les centres de gravité de deux impulsions ne dépend pas de leur hauteur et, comme le docteur Gatti l'a montré précédemment dans son exposé, cette définition est celle qui, dans certaines conditions, assure la meilleure définition du temps de passage d'une particule dans un compteur à scintillation lorsque l'on tient compte des dispersions de temps introduites à la fois par le cristal scintillant et le photomultiplicateur.

Voici l'explication du mode de fonctionnement de ce circuit:

Si une seule impulsion négative se présente à l'extrémité A du câble, elle charge les trois capacités à la même tension de crête, $a = b = c$. Ces trois impulsions, qui sont relativement beaucoup plus longues que les impulsions initiales, 10^{-7} s à comparer à 3 à $5 \cdot 10^{-9}$, sont appliquées à deux amplificateurs à différence dont les sorties représentent: $a - b$ et $c - b$. Comme $a = b = c$ dans le cas d'une impulsion unique, ces différences sont nulles. Les différences sont appliquées à un circuit de coïncidence classique C qui ne répond par exemple qu'à deux impulsions, toutes deux positives. Dans ce cas, le circuit de coïncidence ne répond pas; par contre, si une impulsion positive est envoyée simultanément à l'extrémité B, les deux impulsions se déplacent en sens inverse l'une de l'autre, se rencontrent à la diode No 2 et s'y annulent. Les ailes des impulsions s'annulent partiellement en 1 et 3 et nous avons une combinaison d'impulsions a , b et c pour laquelle b est inférieur à a et à c . Une coïncidence est acceptée lorsque $a - b$ et $c - b$ sont simultanément supérieurs à une certaine valeur qui est le seuil de déclenchement du circuit de coïncidence. Les diverses combinaisons d'impulsions a , b et c qui se présentent suivant le retard relatif des impulsions appliquées au circuit sont représentées sur la Fig. 2.

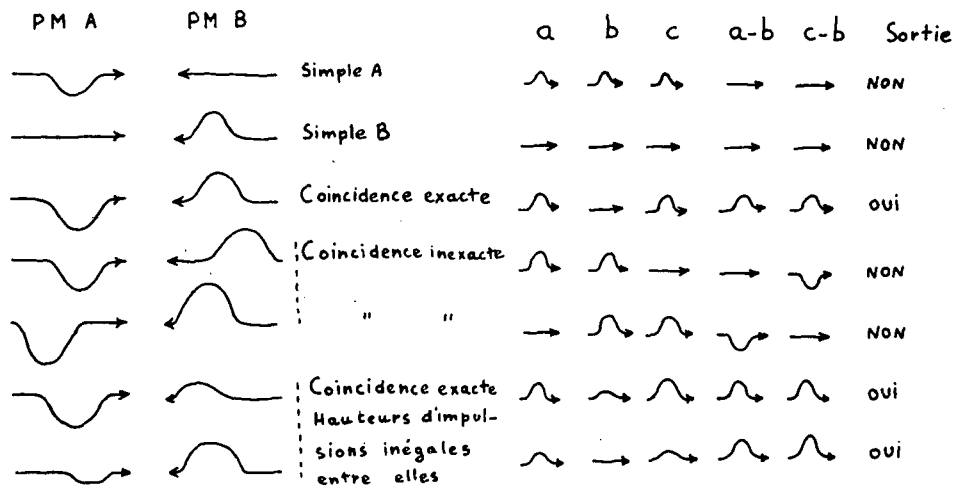


Figure 2

Les courbes de résolution expérimentale d'un tel circuit en fonction de la hauteur des impulsions et de leur durée sont données par la Fig. 3. Elles montrent que, quelle que soit la durée des impulsions, le temps de résolution ne peut excéder le temps 2α de propagation d'une impulsion sur la distance 1,3 dans le câble AB. Ces courbes montrent aussi que si la durée des impulsions s'accroît au-delà de deux fois le temps de résolution limite, le circuit conserve le même temps de résolution, mais avec une sensibilité réduite. Cette particularité est spéciale à ce circuit; généralement les circuits de coïncidence sont plus sensibles et ont un temps de résolution plus grand pour les impulsions longues. Un circuit analogue dans le principe et la construction est à la base d'un analyseur de temps de vol qui a été décrit dans une publication antérieure(1). Dans cet article il est montré comment le centre de gravité

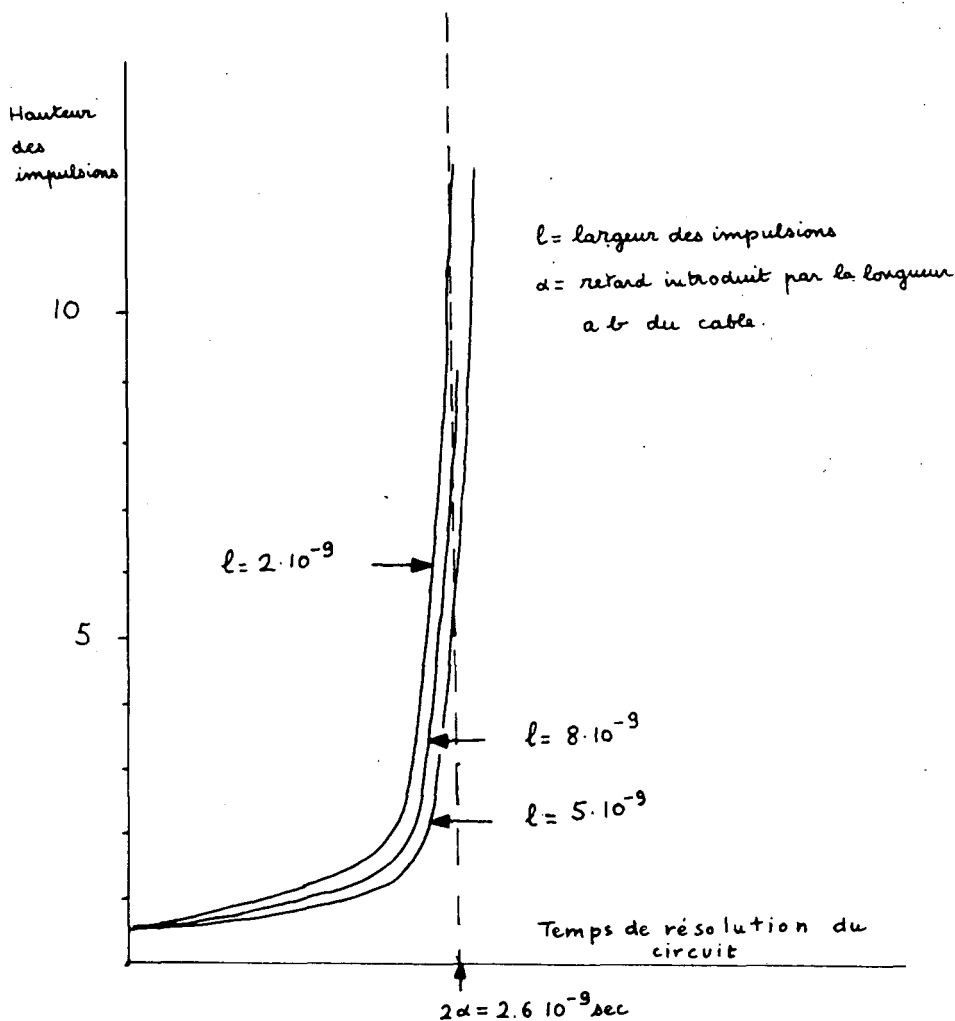


Figure 3

est effectivement utilisé pour définir une impulsion. Ce circuit de coïncidence, qui n'est qu'une simplification de ce dernier, ne se prête pas aussi aisément à cette explication. En réalité, ce circuit mesure trois points seulement de la courbe enveloppe obtenue par la superposition des deux impulsions progressivement retardées l'une par rapport à l'autre. L'expérience prouve que le temps de résolution ainsi obtenu ne diffère pas de celui qu'indique le calcul dans le cas de deux impulsions réellement définies par leur centre de gravité. Eclaircissons seulement un point: la notion de centre de gravité implique l'idée que le circuit ne répond qu'un certain temps après le début des impulsions, afin que l'information contenue dans l'ensemble de celles-ci ait eu le temps de s'accumuler.

Il doit donc exister un organe de mémoire dans ce circuit. Il en est bien ainsi et les trois capacités placées en a, b et c en jouent le rôle. Elles se chargent à une

certaine tension qui est analysée par la suite dans le reste du circuit. Le temps de recouvrement du circuit, qui conditionne le taux de comptage maximum que le circuit peut accepter, est lié au temps d'effacement des informations enregistrées. Ce temps n'est autre que la constante de temps RC associée à ces capacités. Il est actuellement dans nos circuits égal à 10^{-7} seconde.

Le taux de comptage en coïncidence maximum que le circuit peut compter sans pertes est de l'ordre de 10^6 coïncidences à la seconde. Le taux de comptage en simple, par contre, dans chaque voie, peut être beaucoup plus grand encore, spécialement dans la voie de la dynode, extrémité B. Ces impulsions positives ne voient, en l'absence de coïncidence, que la résistance inverse des diodes placées en c, b et a, et par conséquent n'ont aucune influence sur le circuit, quel que soit leur nombre. Cette particularité rend ce circuit spécialement propre aux mesures de diffusion de particules où l'on rencontre un faisceau intense de particules primaires traversant le compteur B et un nombre relativement plus restreint de coïncidence A.B. Pour terminer, voici les résultats que M. Teiger a obtenu avec ce circuit: avec deux photomultiplicateurs Dario 56 AVP ou LEP 204 et la radiation de Čerenkov provoquée par les μ cosmiques dans 5 cm. de plexiglas, la largeur totale à mi-hauteur est égale à $6,2 \cdot 10^{-10}$ sec., avec une efficacité de 100% (Fig. 4); le taux de comptage est réduit

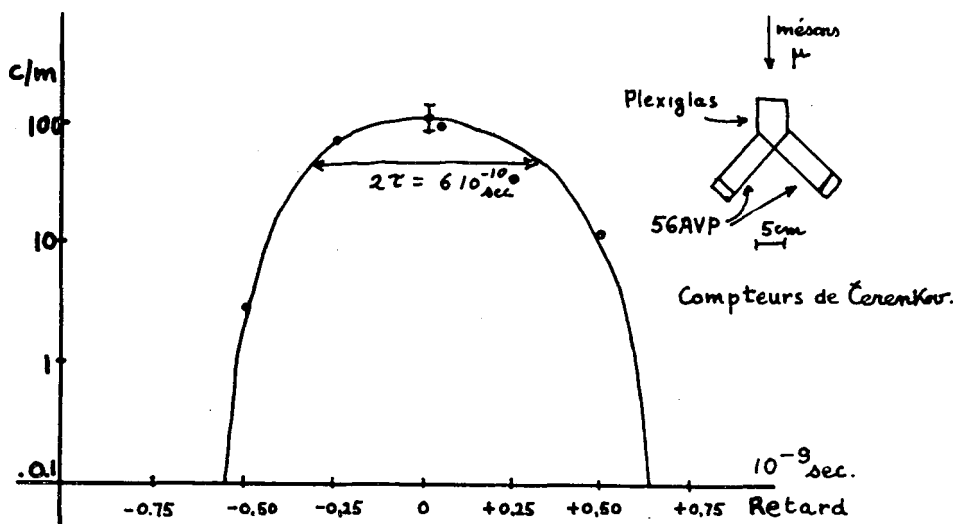


Figure 4
Courbe de résolution.

de plus d'un facteur 100 par un retard de $2,5 \cdot 10^{-10}$ sec. On ne note aucune coïncidence accidentelle en une journée de fonctionnement. Ce circuit a un temps de résolution théorique maximum 2α de 10^{-9} sec.

Le même circuit utilisé avec des photomultiplicateurs RCA 6810 A ne permet pas d'obtenir ces résultats, les fluctuations de temps de transit devenant prépondérantes par rapport au temps de résolution du circuit. Ces tubes ont cependant permis de bons résultats avec un circuit possédant un temps de résolution théorique plus grand et égal à $2,6 \cdot 10^{-9}$.

Nous avons aussi vérifié que des impulsions atteignant même 100 volts ne donnent pas de fausse coïncidence. Le schéma de détail est représenté par la Fig. 5; mentionnons

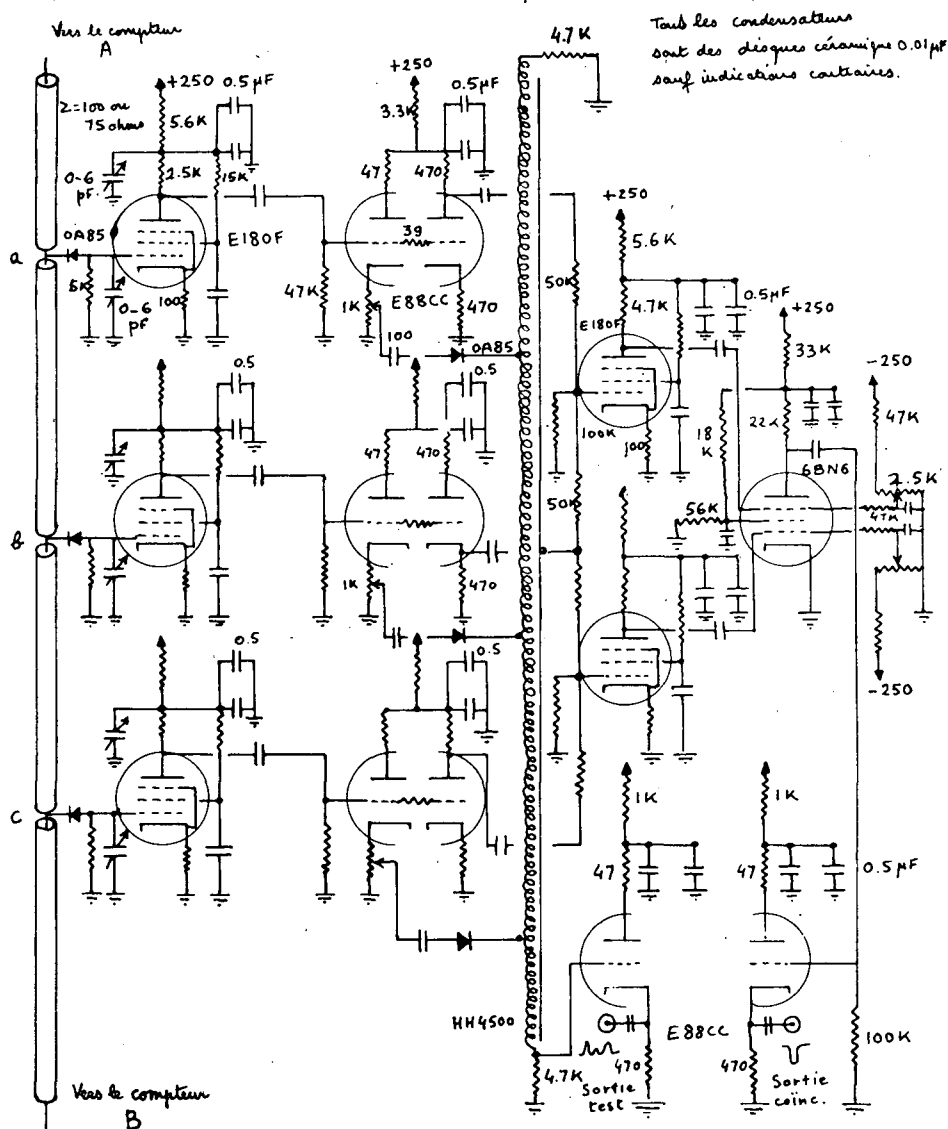


Figure 5
Circuit de coïncidence différentiel.

seulement qu'à la suite des perfectionnements apportés par M. Teiger, le circuit complet ne comprend plus que 10 tubes et ne présente aucune difficulté de câblage puisque, tous les tubes ne travaillent qu'avec des impulsions d'une centaine de nanosecondes. La hauteur relative des impulsions venant de l'anode et de la dynode

n'a que peu d'importance; leur rapport peut fluctuer dans un rapport de 1 à 3 sans perturbation quelconque du circuit; de plus grandes variations entraînent une perte de sensibilité du circuit.

Nous ne savons pas adapter le même principe à la construction d'un circuit de coïncidence à plus de 2 canaux mais par contre, le même principe conduit à un circuit d'anticoïncidence différentiel en modifiant légèrement ce circuit. Les résultats obtenus en anticoïncidence sont exactement comparables à ceux du circuit de coïncidence.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) MEUNIER R. and DAVIDSON G., Fast read out chronotron system, *Rev. Sci. Instr.* **28**, 1010 (1957).

DISCUSSION

M. Pieper (U.S.A.)

Question de M. Churchill:

Combien de temps après le balayage de lecture est-il possible de faire un nouvel enregistrement ?

Réponse:

Il est possible d'enregistrer immédiatement après balayage de lecture.

Question de M. Hoogenboom (Hollande):

Pourquoi ne limiteriez-vous pas l'enregistrement d'une impulsion à l'enregistrement d'un trait dont il suffirait d'intensifier le sommet ?

Réponse:

Je pense que cela est possible et que ce serait une très bonne chose de le faire. De cette façon vous pourriez, je pense, réaliser une lecture très rapide; le temps d'effacement d'un trait est seulement de quelques nanosecondes. On peut également emmagasiner plus d'une impulsion sur la même position pourvu qu'elles aient des amplitudes différentes, la probabilité d'avoir deux impulsions de même amplitude est faible. Je pense que cela devrait être étudié avec soin.

M. Duclos (France)

Question de M. Teiger:

Comment peut-on obtenir 9.10^{-10} s. de temps de résolution avec un photomultiplicateur 51 AVP, alors que ces photomultiplicateurs sont à grand temps de dispersion ? Quel serait alors le temps de résolution avec des photomultiplicateurs rapides 56 AVP ?

Réponse:

Le temps de résolution dont j'ai parlé est la mi-largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution, donc la largeur totale à mi-hauteur serait de $1,8.10^{-9}$ s. Nous avons effectué des comparaisons entre les différents photomultiplicateurs que nous avons à notre disposition et nous avons trouvé que le 51 AVP était équivalent au RCA 6342, du moins en utilisant la partie centrale de la photocathode. Nous avons utilisé la partie centrale de la photocathode en employant un scintillateur de 20 mm de diamètre. Nous n'avons pas à notre disposition de 56 AVP et de RCA 6810 A et nous ne pouvons pas dire, dans ces conditions, ce que serait le temps de résolution; mais il est probable que, dans le cas précis où nous avons tracé cette courbe, la diminution ne serait pas extrêmement importante, car pour les particules de faible énergie (inférieure à 500 KeV) que nous avons mises en coïncidence, les fluctuations dans les cristaux scintillateurs organiques constituent l'essentiel du temps de résolution.

M. Meunier (France)

Question de M. von Dardel:

Quel est le nombre de photoélectrons dans le test 56 AVP avec des compteurs Čerenkov ?

Réponse:

Nous avons calculé ce nombre, il y avait au maximum 30 photoélectrons dans chaque tube.

Question de M. Chase:

Y a-t-il une raison essentielle à ce que les signaux à l'entrée soient de polarité opposée?

Réponse:

En principe il n'y a pas de raison spéciale, cependant si l'on veut utiliser au mieux les caractéristiques des diodes et surtout faire en sorte que le taux de comptage en (5) dans une voie soit aussi élevé que l'on veut, il est préférable d'avoir des impulsions de signe opposé.

SESSION IV

TECHNIQUE DES IMPULSIONS:
ELECTRONIQUE CLASSIQUE

PULSE TECHNIQUE:
CLASSICAL ELECTRONICS

REVIEW OF SOME RECENT CONTRIBUTIONS TO PULSE TECHNIQUES IN THE FIELD OF CLASSICAL NUCLEAR ELECTRONICS

EMILIO GATTI - POLITECNICO DI MILANO E LABORATORI C.I.S.E., MILAN (ITALY)

In September last year, on the occasion of the International CERN Meeting, I had the pleasure of giving my ideas on counting and storage systems, and, in general, on classical nuclear electronics.

During last year, in principle, my ideas on the subject have not much changed, nor has, as far as I know, nuclear electronics itself: as these considerations have been published(1) I will omit the general ones and pass on to deal with some new techniques which were developed this year, or some old ones which have since come into the limelight. I will, however, confine myself to those techniques which are, or will probably be useful to my laboratory work, and with which, therefore, I am more familiar.

Pulse Amplifiers

Let us start with amplifiers for gamma-ray spectroscopy. A very simple and useful idea has come from B. Collinge of the University of Liverpool; it concerns a non-overloading amplifier shown at the Physical Society Exhibition in March, 1958.

The amplifier is d.c. coupled and consists of three feedback loops with high a.c. gain and low d.c. gain. By using a feedback network partly bypassed, d.c. gain can be very low (1—2) and d.c. drifts become negligible while a.c. gain can be set at a convenient value (100—150) for each loop.

However, the bypass in the feedback path is equivalent, as far as the transient response is concerned, to an RC coupling circuit, with the consequent problems of base line shift and spread at high counting rates. At the Politecnico of Milan E. Zaglio has developed a non-overload Fairstein amplifier based on this idea(2). The bipolar pulse technique is used to prevent shifts and spread of zero base line at high counting rates, while high stability of feedback amplifiers is preserved since d.c. coupling allows the use of high load resistances and, consequently, high return ratios without overload problems.

Scalers

Turning now to the problems of counting, let us examine the state of the art for the most simple element, the binary scaler.

Very fast binary scalers have been built with electron tubes and with transistors by, for instance, M. Nakamura at Berkeley(3), J. Fischer and J. Marshall(4) and shown at this conference by V. Pellegrini and B. Rispoli(5) and E. H. Cooke Yarborough(6).

I would like to illustrate, with some details, the solution recently published by B. Collinge and G. B. Huxtable(7) of the Nuclear Research Laboratory of the University of Liverpool, for a 20 Mc/s. scaler.

The circuit is shown in Fig. 1: the bistable circuit is a Schmitt circuit working in the hysteresis region: positive pulses drive the circuit in one position, negative ones in the other.

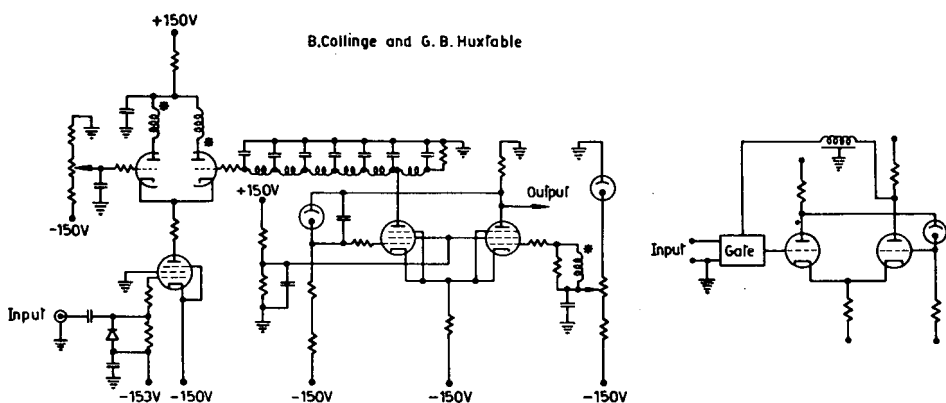


Figure 1

These pulses are provided by the gate circuit. The polarity of the pulse from the gate is decided by the state of the Schmitt circuit which is d.c. connected to the gate through the delay line.

This arrangement clearly shows that what is usually called the memory of a binary scaler is a property which can, in principle, be divided into two parts:

- 1) "inertial" memory, which, in terms of phase plane analysis is connected to the presence of two stable foci, and in practical behaviour means that the system, once sufficiently excited, proceeds by itself from one stable condition to the other;
- 2) "commutation memory", which tells in which direction the applied input pulse has to switch the circuit. This is, of course, the memory of the previous position of the circuit.

It seems clear that it is not practicable that the two quoted memories have the same or related time constants, and it seems more convenient, as in the quoted solution, to provide these two types of memory with different physical elements.

The inertial memory should be as short as possible, and eventually the input pulse may be equal, or larger, than the transition time of the scaler. On the contrary, the commutation memory has to be long enough to allow the complete transition of the binary, which must not be prevented by the input pulse or by a too early successive pulse. The time of this memory determines the resolving power of the system which may be driven by input pulses and is nearly equal to it. In the quoted case this is fixed by the delay line.

The binary of B. Collinge and G. B. Huxtable can be thought of as an oscillator gated by the input pulse. Two transitions are made as the input pulse exceeds a critical length; this is a useful property as two overlapping input pulses can be resolved by the binary which has therefore an effective resolving time for random pulses much shorter than the one exhibited as a frequency divider.

Commutation devices in binary scalars are old; as far as I know they were first introduced by W. A. Higinbotham(8), but the time constants of the switching mechanism so obtained were those of the associated binary. The binary of E. Baldinger and P. Santchi(9) (Fig. 2) has distinct times associated with the transition of the

E. Baldinger - P. Sanfichi

Scale-of-two

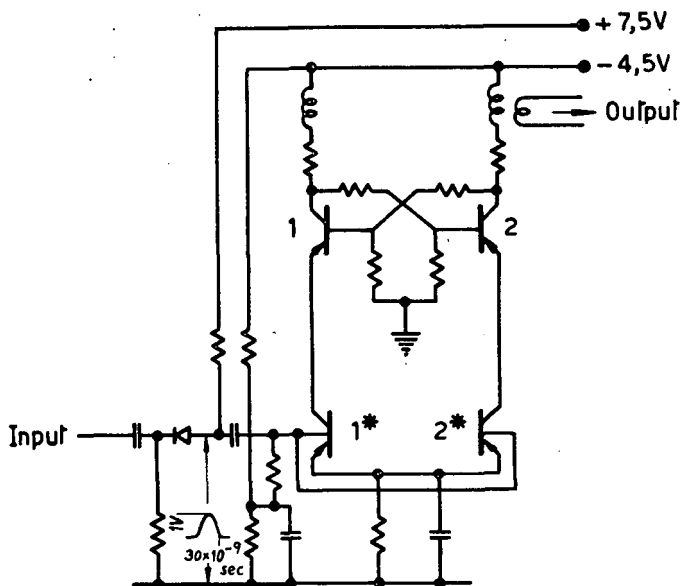


Figure 2

binary and the commutation memory: in fact, this memory is due to charge storage in transistors 1* and 2* and the time associated with storage can be controlled independently from the transition time of the binary.

Let us turn now to the problem of making decimal scalers starting from binaries. Recently, an old solution described in 1953 by E. L. Kemp(10) of Los Alamos, and independently by R. Wahl of Saclay(11), has been developed by D. E. Cottrell(12) for a 10 Mc scaler.

The arrangement is shown in Fig. 3.

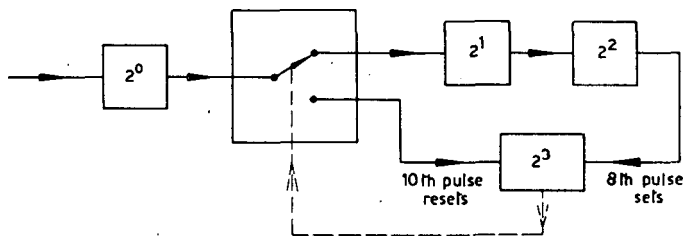


Figure 3

The counting is the usual one up to the 8th pulse: the state 1 of the 4th binary circuit switches the output of the 1st binary in order that the 10th pulse, when resetting the first binary, resets also the fourth.

It is also to be noted that the ninth pulse cannot, because of its sign, cause a wrong transition in the second binary even if the commutation after the eighth pulse has not yet been made. Similarly the time allowed to the fourth binary and commutator to recover after the tenth pulse is the time between the tenth and twelfth pulse.

Therefore, all circuit elements following the first binary can be designed for a time resolution larger by a factor of nearly 2 in respect to the first binary.

It is further to be noted that the four binaries give the decimal number in the usual four wire code.

The transistorized decimal scaler of G. B. Chaplin and A. R. Owens(13) published in 1956 makes use of the same idea although it was independently developed. These workers describe their scaler as a cascade of a binary and a scaler-of-four in which an inhibit system rejects every fifth pulse.

As far as decimal scalers are concerned, I will deal with a slow decimal scaler (10 kc), which has recently been developed by G. Giannelli(14) at CNRN in Milan, for a portable survey instrument. The scaler is made with three transistors and two magnetic cores. The working principle consists of driving a magnetic core through five steps of increasing magnetization from one saturation to the opposite one, and afterwards with another five steps to drive it to the original state.

Sign inversion of the driving pulses is made through a binary whose state is commuted by the large current pulses corresponding to saturation of the magnetic core.

Pulse Timing

The problem here is that of timing of pulses of different amplitudes. Very often it happens that one has to start some definite operations timed with the occurrence of a pulse which may change in amplitude.

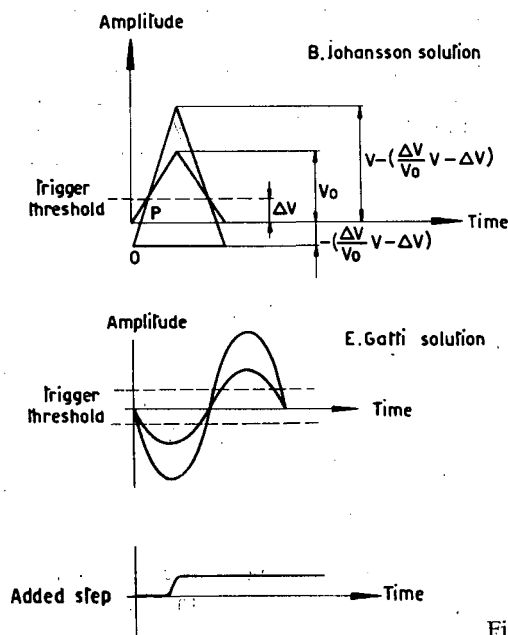


Figure 4

Attempts to solve this problem, for making fast coincidences with slow phosphors, such as NaI, in scintillation counters, have been made by P. Weinzierl(15) and recently by B. Johansson(16) and M. Spighele and L. Pénege(17), and a method was reported at this conference by W. Gruhle(18). B. Johansson, for instance, subtracts (Fig. 4) a step proportional to the input pulse in order to trigger a discriminator at a time independent from pulse height. The solution which I suggest is based on a different principle: one excites a damped resonant circuit with the input pulse and detects the first zero crossing which occurs at a time independent of pulse height. From Fig. 4 it is clear that a negative displacement of the trigger threshold causes the trigger circuit to fire even earlier for small pulses. A virtual negative trigger threshold can, however, be provided by adding to the damped oscillation a step somewhat larger than the positive trigger threshold of the actual discriminator (Fig. 4).

A very simple theoretical analysis of the behaviour of an idealized trigger circuit schematised as an RC circuit with R negative, excited by a ramp function and a time trigger anticipated by a time inversely proportional to the slope, gives for the output the waveform of Fig. 5, which can be compared with the experimental data

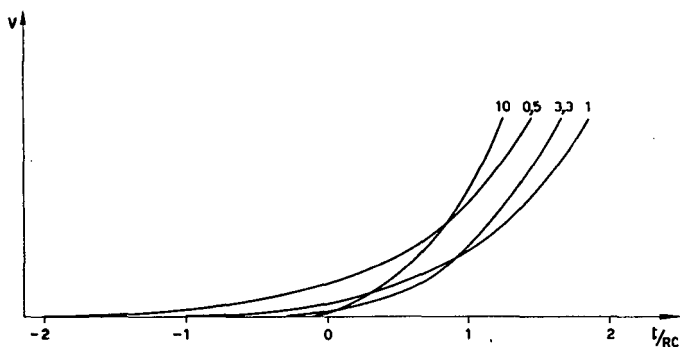


Figure 5

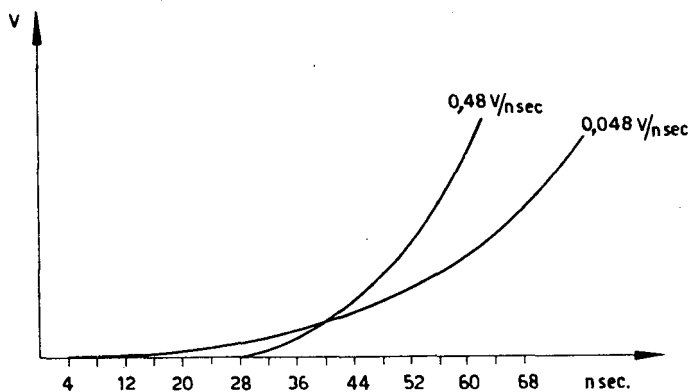


Figure 6

of Fig. 6. The experimental circuit is shown in Fig. 7. With a resonant circuit timed to 2 Mc, and pulses of some tenth of a microsecond, it is possible to have an output

pulse of 2×10^{-8} sec of width not shifting more than 4 nanoseconds for a factor of ten in pulse amplitude at the input. Such a technique should be useful in starting the sweep of fast oscilloscopes. The penalty is a constant delay in starting, equal to half a period of the selected working frequency.

Storage of Information

D. Maeder(19), in his general review on photographic methods of recording information on pulse amplitude distributions, has introduced an interesting method of quantization of the time axis. Suppose (Fig. 8) that the pulses to be analyzed are applied to the vertical deflection plates of an oscillograph (which is provided in a convenient way by intensifying only the top of the pulse) and steps with slowly decaying top are applied to the horizontal axis every time a pulse arrives. The steps

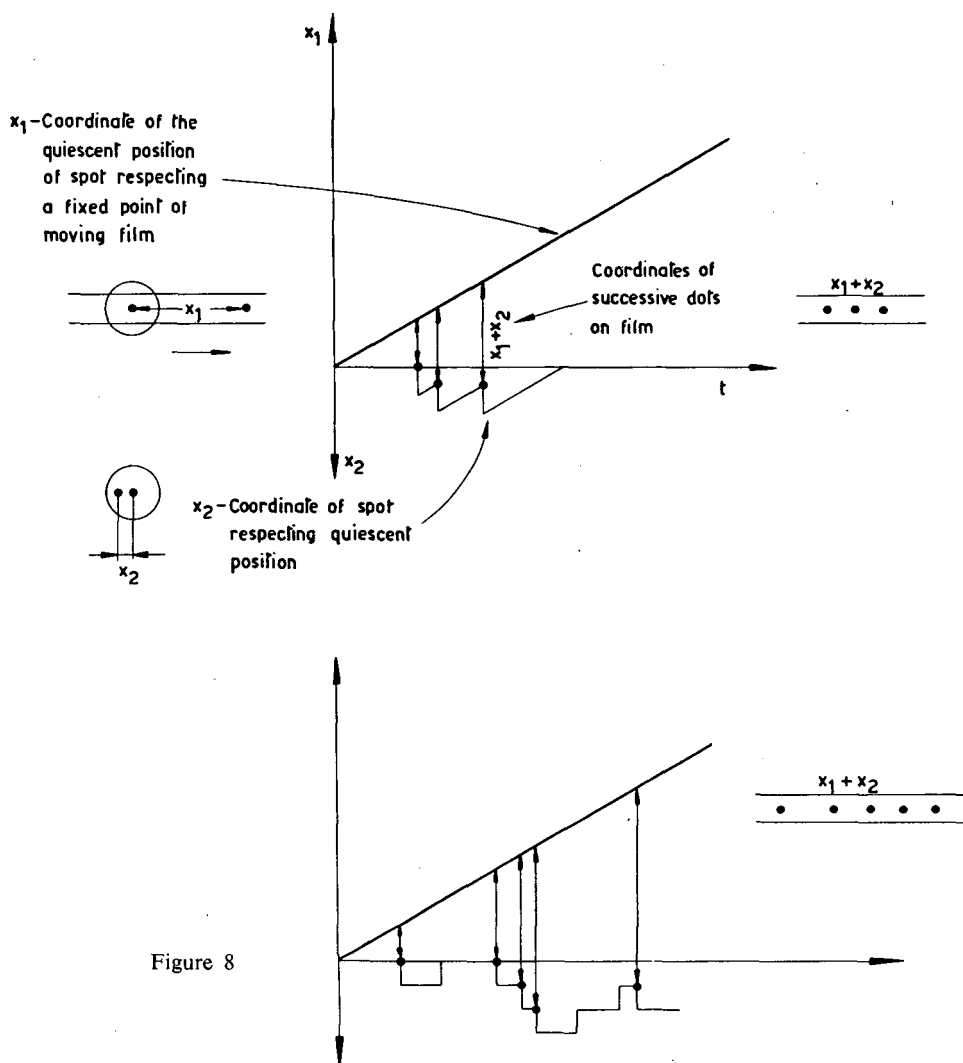


Figure 8

prevent overlap of pulses on a slowly moving recording film which looks at the C.R.T. screen, and the slowly decaying top provides a slow backward motion with a speed equal to that of the film so as not to waste the film. If the probability of the spot to recover to the initial position is negligible, an equal spacing of dots on the film is possible. The method can be extended to magnetic tape recording by providing a convenient number of heads closely spaced along the direction of motion of the tape. Let us call 0, 1, 2, 3, 4 the successive heads: starting from 0, when a pulse is received, the following pulse is commuted to the head 1 providing a minimum distance between the two pulses corresponding to the spacing of the heads. Commutation to head 0 is again made if no second pulse arrives in a time corresponding to the travel of the tape across one head spacing. A feasibility study has been made with writing heads consisting of a loop of wire placed across the tape (Fig. 9) and fed by rectangular pulses of current. The "width" of the pulse has

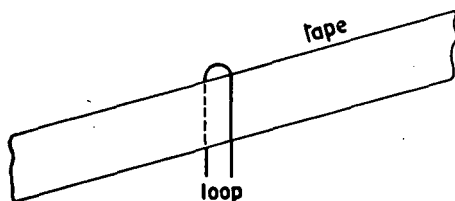


Figure 9

proved to be about two to three wire diameters which were of 0.1 and 0.05 mm. A spacing of 0.4 mm. between the axis of successive heads seems sufficient to separate the pulses. Play-back was made with conventional heads, and amplitude dispersion of equal pulses written by wire heads was the same as with conventional writing heads. One should, however, expect better resolution, as observed by Dr. Kandiah (private discussion) because the mutual positions, in the direction of width of the tape, of the recording head and the tape itself are not so important. The pulse of magnetisation is recorded on the whole tape width. Probably one should take advantage of this method by reading with a similar wire loop head and convenient step up transformer and amplifiers. Writing currents are of the order of 10 Amps.

REFERENCES

- (1) GATTI E., *Nuclear Instruments* 2, 96 (1958).
- (2) ZAGLIO E., Reprint.
- (3) NAKAMURA M., *RSI* 28, 1015 (1957).
- (4) FISCHER J. and MARSHALL M., *Proc. Nat. Electronics Conf.* 9 (1954).
- (5) PELLEGRINI V. and RISPOLI B., Colloque International "Electronique Nucléaire", Paris, September 1958.
- (6) COOKE YARBOROUGH E. H., — Colloque International "Electronique Nucléaire", Paris, September 1958.
- (7) COLLINGE B. and HUXTABLE G. B., *Nuclear Instruments* 3, 116 (1958).
- (8) HIGINBOTHAM W. A., GALLAGHER G. and SANDS M., *RSI* 18, 706 (1947).
- (9) BALDINGER E. and SANTCHI P., *Nuclear Instruments* 2, 128 (1958).
- (10) KEMP E. L., *Electronics* 26, No. 2, 145 (1953).
- (11) WAHL R., *Journal de Physique et le Radium* 13, 670 (1952).
- (12) COTTRELL D. E., *Electronics* 30, No. 11, 186 (1957).
- (13) CHAPLIN G. B. and OWENS A. R., *P.I.E.E.*, Part B, 103, 510 (1956).
- (14) GIANNELLI G., Reprint.
- (15) WEINZIERL P., *RSI* 27, 226 (1956).
- (16) JOHANSSON B., *Nuclear Instruments* 1, 274 (1957).
- (17) SPIGHEL M. and PENEGE L., *Journal de Physique et le Radium* 18, 19A (1957).
- (18) GRUHLE W., Colloque International "Electronique Nucléaire", Paris, September 1958.
- (19) MAEDER D., *Nuclear Instruments* 2, 299 (1958).

A 200 CHANNEL PULSE HEIGHT ANALYZER

C. COTTINI AND E. GATTI - CENTRO INFORMAZIONI STUDI ESPERIENZE, MILAN
(ITALY)

The instrument is a 200 channel pulse height analyzer with transistorized magnetic core memory. The general layout of the instrument follows the design shown in published papers(1), (2). The general block scheme is given in Fig. 1. The address circuits are decimal and there is the possibility of use of the 200 addresses as 10×20 channels related to two different variables, as 2 groups of 100 channels to be used successively for two experiments, or with a commutation from the first to the second group, with a drive pulse. This possibility allows, for instance, the measurement of a spectrum on the first 100 channels and of the part of this spectrum coincident with suitable reference pulses on the other 100. The instrument is generally set with 200 linear channels. The substitution of the single amplitude-to-time converter with a double one allows the use of the instrument with 10×20 channels.

Until now only the single converter has been built and tested, and as far as the XYZ use is concerned, only the facilities to the address circuits have been provided and tested.

Amplitude-to-Time Converter

The amplitude-to-time converter is shown in block scheme in Fig. 2 and in detailed scheme in Fig. 3.¹⁾ This is mainly derived from that described by Kandiah(3). As in the Kandiah circuit, a Chase lengthener is transformed into a comparator when the memory condenser is discharged: the comparison is made with the input clamped to a reference potential. The memory circuit, as in Kandiah's circuit, is made by two condensers, connected in series but the discharge is at constant current rather than with calibrated current pulses. The reset of the 1000 pF condenser, discharged at constant current, is made through the low impedance of the dynode of a secondary emission tube. The synchronization of the beginning of the linear discharge of the memory condenser with the pulse of the coding quartz oscillator allows, if desired, the use of a rigid boundary channel. The original input circuit of the Kandiah encoder with a clamping device has excellent stability, but it is not convenient when using amplifiers with bipolar pulse shaping, as it is sensitive to negative tails at high counting rates.

In order to remove this drawback we have modified the original input circuit in the way shown in Fig. 4, which is a detail of the general scheme of Fig. 3. The diode D_1 and transistor T_1 are introduced to have the same impedance at point A-B, as it is seen by condenser C_1 , for positive or negative pulses, both in the clamped or unclamped condition. The channel width is 0.15 volt when using 200 channels and the time required to code channel 200 is 100 μ sec. The channel width is 0.3 volt when 2×100 channels are used. A back bias of 0 to 30 volt can be introduced by shifting the level in the comparison circuit removing a stabilized current in the resistor R (Fig. 4). The address circuits include free running oscillators and the

¹⁾ For technical reasons it has not been possible for the publisher to reproduce the table referred to; the reader may, however, obtain a photo-copy of this table at cost price, by writing to: The International Atomic Energy Agency, Kärntnering, Vienna I, Austria.

Pour des raisons d'ordre technique, il n'a pas été possible à l'éditeur de reproduire le tableau dont il est fait mention; le lecteur peut toutefois se procurer une photo-copie de ce tableau, au prix coûtant, en écrivant à: l'Agence internationale de l'énergie atomique, Kärntnering, Vienne I, Autriche.

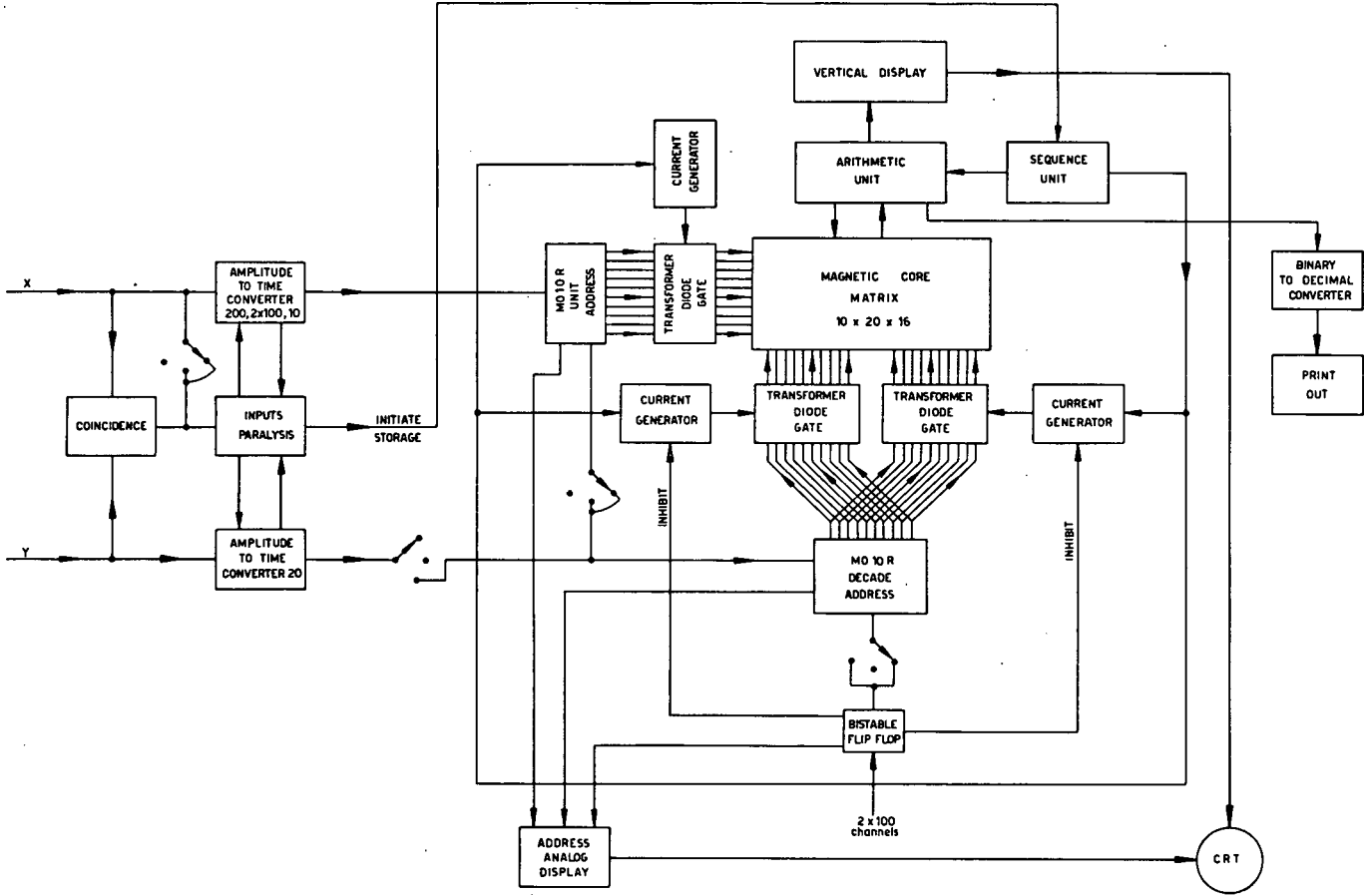
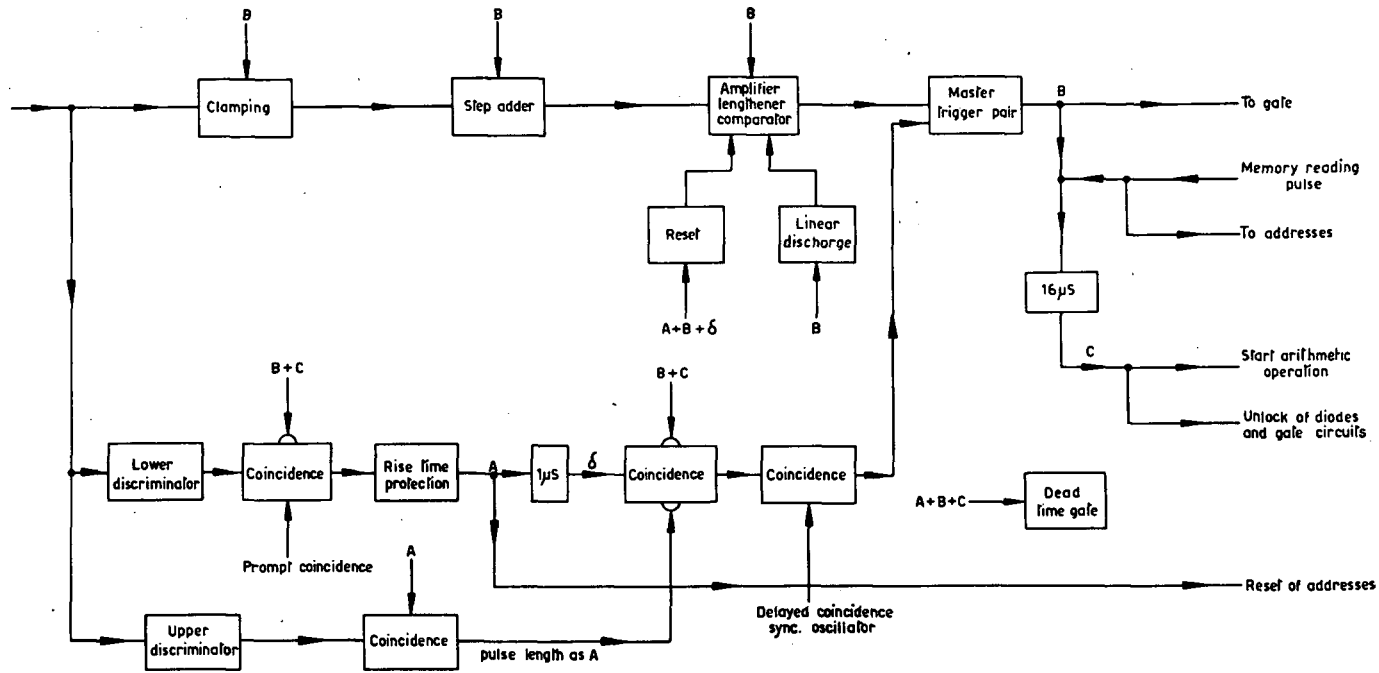


Figure 1

Figure 2



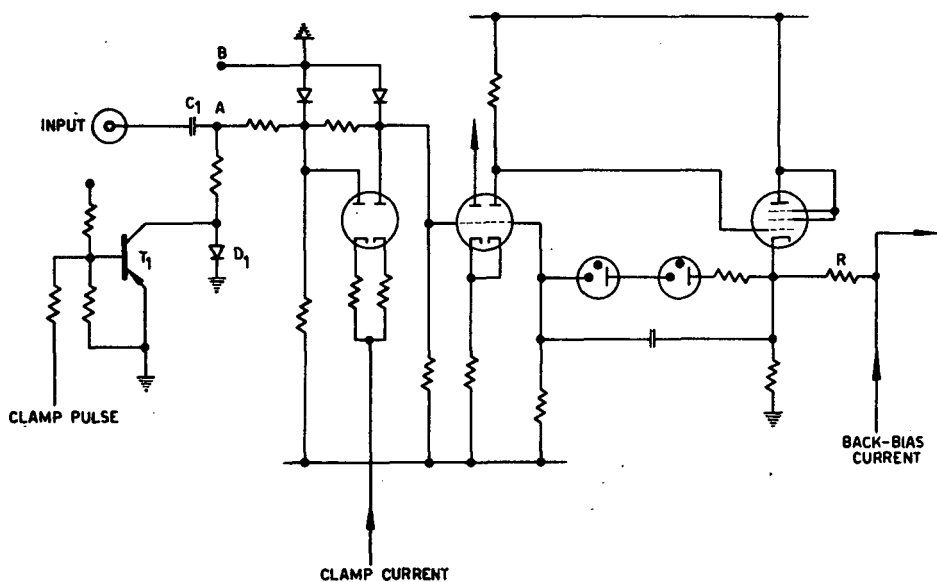


Figure 4

gates are made with 6AR8 tubes. Trochotrons M010R are driven on odd and even grids through a fast binary.

The analogue address signal for the CRT display is obtained directly by the M010R trochotrons. Clamp diodes limit the voltage excursion of trochotron collectors from which precision resistors inject current into a virtual ground.

Arithmetic Unit

This is fully transistorized and uses conventional computer techniques. 16 matrices 10×20 are provided with 603 Philips ferrite cores.

Current generators are of a type which we have recently described(4) (Fig. 5). The circuit has proved reliable and of extreme accuracy.

The clamp diodes on the base of the transistors OC44 receiving current from a trochotron target, are introduced in order to make those transistors insensitive during scanning of the addresses, when address pulses are counted by the trochotrons, and quickly remove the stored charge present on those transistors after every writing operation which has rendered them highly conducting and saturated. Oscillographic display of the memory content is made by a digital-to-analogue converter consisting of transistors used as switches and driven by the temporary memory.

A continuous display of the memory content is provided. A conventional print-out is provided, using trochotrons, thyratrons and a normal adding machine.

The instrument has been tested at high counting rates (70% dead time) without appreciable distortion of the recorded spectrum.

Differential linearity is better than 2% and integral linearity is better than $20/100$.

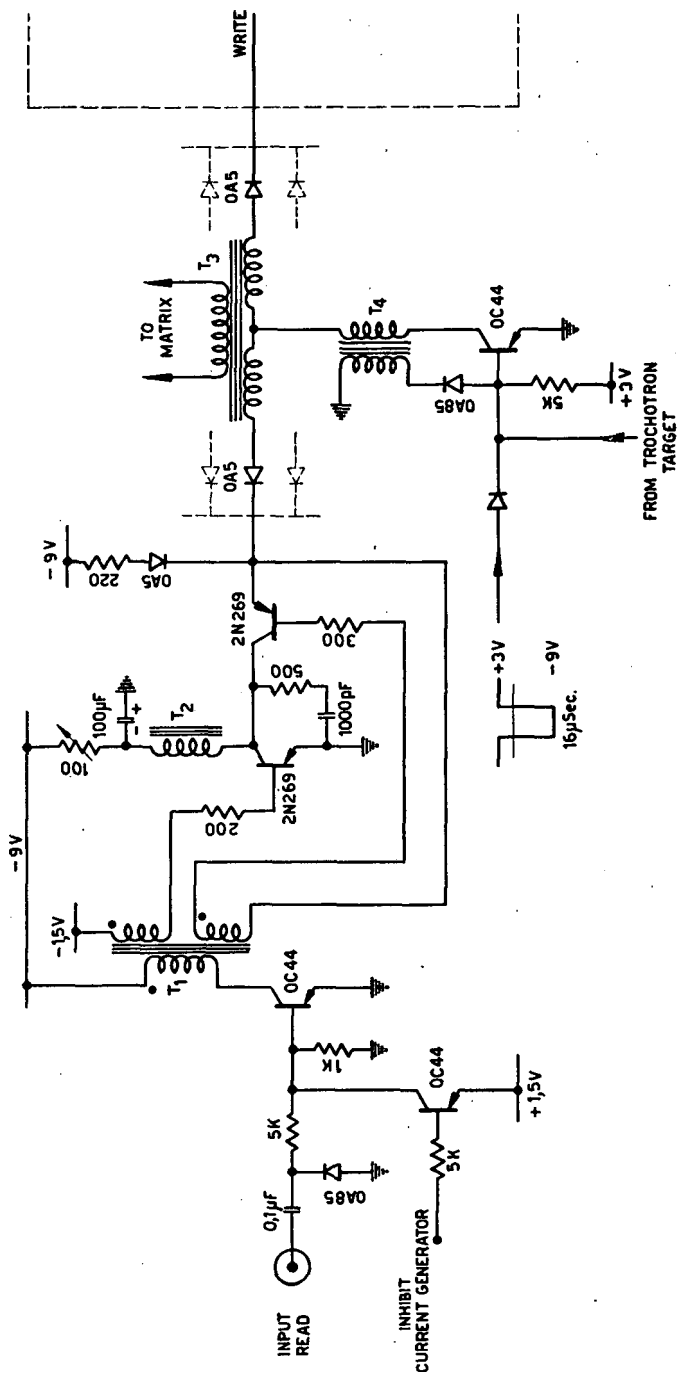


Figure 5

REFERENCES

- (1) SCHUMANN R. W. and McMAHON P., *Rev. Sci. Instr.* **27**, 675 (1956).
- (2) GOULDING F. S., Proceedings of the Gatlinburg Conference, *U.S. Nat. Academy of Science*, 476.
- (3) KANDIAH K., *Nuclear Instruments* **2**, 109 (1958).
- (4) COTTINI C., GATTI E. and GIANNELLI G., *Nuclear Instruments* **2**, 164 (1958).

A WIDE PULSE HEIGHT DYNAMIC RANGE COINCIDENCE CIRCUIT FOR SLOW PHOSPHORS

RENÉ J. A. LEVESQUE AND WILLIAM F. HORNYAK - UNIVERSITY OF MARYLAND
(U.S.A.)

As often happens in experimental nuclear physics, interest centres on both the establishment of time coincidence between two related radiations and on the energy of these radiations. Such radiations may consist of γ -rays, electrons, protons, deuterons, α -particles, etc. The most satisfactory approach involves the use of scintillation detectors. Unfortunately, the organic phosphors such as anthracene, trans-stilbene, diphenyl acetylene, etc., which are capable of generating fast pulses suitable for 1—10 millimicrosecond coincidence circuitry do not, as a rule, afford satisfactory energy determination. The inorganic phosphors, such as the activated iodides of sodium, potassium and cesium, are usually required for energy and particle type identification. However, these phosphors have light emission decay times ranging from 200—1000 millimicroseconds.

In those special cases where very narrow ranges of the pulse height spectra generated by inorganic phosphors may be selected, fast resolving times with essentially 100 percent coincidence efficiency can be realized. However, when large portions of the pulse height spectra are to be utilized, the effect of pulse height generated time delay, essentially produced by the relatively long rise time of such phosphor generated pulses, must be contended with. Most directly, either limiting or triggering at a low signal level followed by pulse shaping is required.

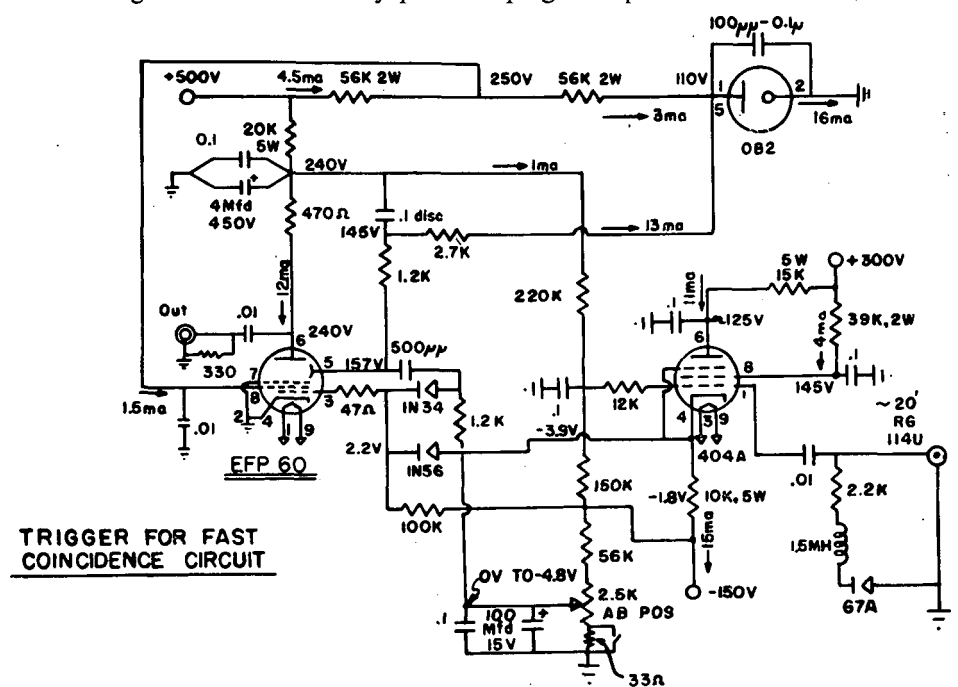


Figure 1

In the present arrangement activated sodium or cesium iodide crystals are used to generate volt level pulses employing suitably high voltages on standard photo-multipliers, such as the Dumont 6292, or RCA 6342. A trigger circuit is coupled directly to the photomultiplier last dynode (for a positive signal) at a high impedance level. The necessary flexibility in coupling the various units together is achieved by means of the coaxial cables that are needed for pulse shaping anyway.

The first stage of the coincidence circuit consists of two fast trigger circuits. The triggers employ EFP-60 secondary emission pentodes operated in the super sensitive mode(1) (Fig. 1). The circuit illustrated in Fig. 1 has a trigger sensitivity referred to the input connector of 18 millivolts, with a random drift of less than ± 3 millivolts in a time of the order of days. (A similar circuit has been used satisfactorily for over a year at a trigger sensitivity of 40 millivolts and drift less than ± 10 millivolts.) Circuit noise, which would result in self-oscillation if the bias on the blocking diode were removed, is about 3 millivolts, again referred to the input connector.

The triggering action of the EFP-60 is accomplished through the positive feedback resulting from the capacitive coupling between the secondary emission dynode and the grid. Self oscillation induced by noise is prevented by using the biased 1N34 diode. By means of the shorting switch and the 2.5K potentiometer in the biasing circuit this diode is biased to a prescribed level above self oscillation, here set to about six times the maximum drift observed in the sensitivity. Direct-current negative feedback through the 20K EFP-60 plate resistor and the 404-A cathode follower is used to stabilize the EFP-60 plate current at 12 ma. In a test to measure

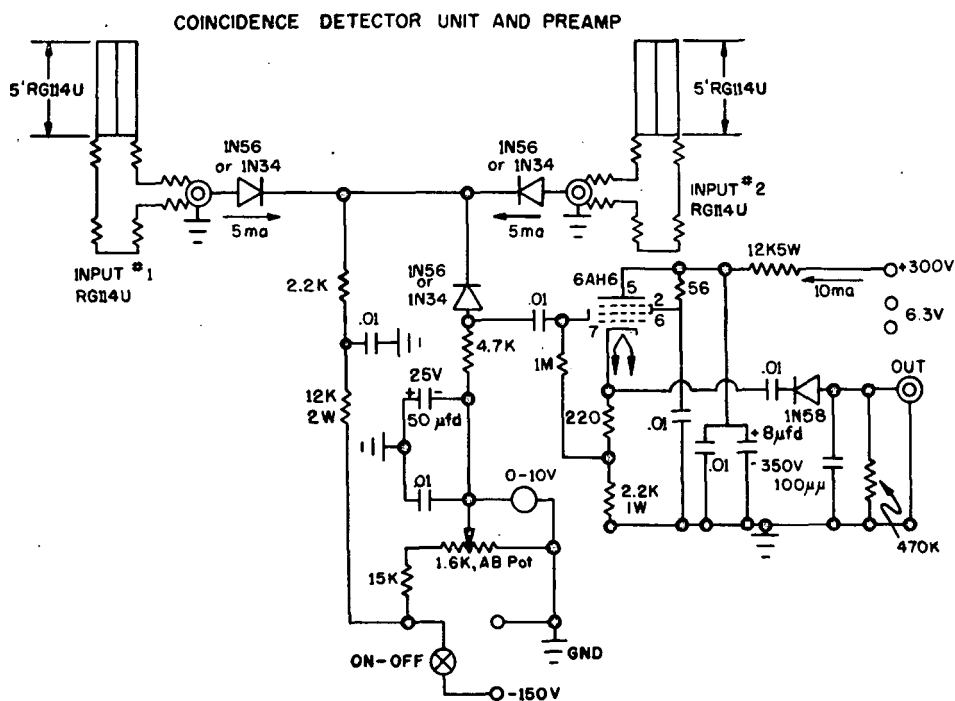


Figure 2

the plate current stability, the EFP-60 filament was supplied from a variable voltage source. Filament voltage changes corresponding to line voltage fluctuations from 90 volts RMS to 135 volts RMS (normal line voltage is 115 volts) produced less than 1 percent change in plate current.

The input network to the 404-A and the shunt capacity of the photomultiplier form the initial pulse shaping circuit. Ringing of this comparatively high Q circuit is prevented by the G7A diode. The pulse duration in this circuit of approximately 2 microseconds determines the dead time of the coincidence circuit as a whole. (The recovery time in the EFP-60 positive feedback loop would normally be shorter; approximately 0.5 microsecond for the circuit values in Fig. 1.) The driving signal is brought to the EFP-60 grid through the 404-A cathode follower and the disconnect diode (1N56). This diode permits the EFP-60 grid to rise to rather large positive voltages during triggering.

Triggering produces a switching current of approximately 200 ma in the EFP-60 plate circuit, thus producing a 20 volt pulse on a source end terminated RG 114 U ($Z_0 = 180$ ohms) cable connected to the output terminal (see Fig. 1). The rise time of this pulse is approximately 8 millimicroseconds.

The second stage of the coincidence unit consists of a modified De Benedetti circuit(2) (Fig. 2). Delay line clipping produces input pulses of approximately 15 millimicrosecond width. The series diodes are normally conducting (5 ma each) while the discriminator diode is biased off (adjustable 0—10 volts). The series diodes clamp the input of the discriminator diode to whichever simultaneous input pulse is smaller (these pulses are negative). The clamping action has a time constant of approximately 5 millimicroseconds ($2.2K\Omega$ and $2-3 \mu\text{pfd}$ shunt capacity); and is thus fast enough to faithfully follow the input signals. Thus, a signal on one input unaccompanied by a signal on the other input, results in a greatly reduced signal seen by the discriminator diode, while coincident input signals produce an unattenuated signal. A conventional cathode follower for handling large negative signals and a pulse stretcher complete the unit. With the discriminator diode biased at a few volts, a coincidence results in a final output pulse several hundred times larger than that produced by a single event.

Fig. 3 shows a typical coincidence resolution curve employing signal pulses at the photomultipliers covering a wide pulse height range. The flat top to this curve is indicative of the essentially 100 percent coincidence efficiency. The resolving time of 24 millimicroseconds results, using 5 foot delay line shapers in the circuit of Fig. 2. It is estimated that the shortest practicable resolving time is approximately 15 millimicroseconds. It is limited by the jitter in the EFP-60 triggering time of approximately 5 millimicroseconds and remnant pulse height-time delay effects. Additional limitation results from the severe pulse height loss when too short delay line clipping is attempted with the 8 millimicrosecond rise time EFP-60 plate signal.

With desired photomultiplier signals in the volt range and a triggering sensitivity of tens of millivolts, pulse height spectra rich in very small pulses may produce serious counting losses through the dead time of 2 microseconds in the coincidence circuit, although it should be pointed out that, in all likelihood, under these conditions distortions are also appearing in the linear amplifier and discriminator channels determining the energy information. Dead time loss in the coincidence circuit due to small pulses can be reduced by using delay line clipping in the 404-A grid circuit. If this delay line has a signal transit time long compared to the triggering time of the desired pulses but short compared to the phosphor decay time, small pulses are reduced by the clipping to below the triggering level while the large pulses trigger

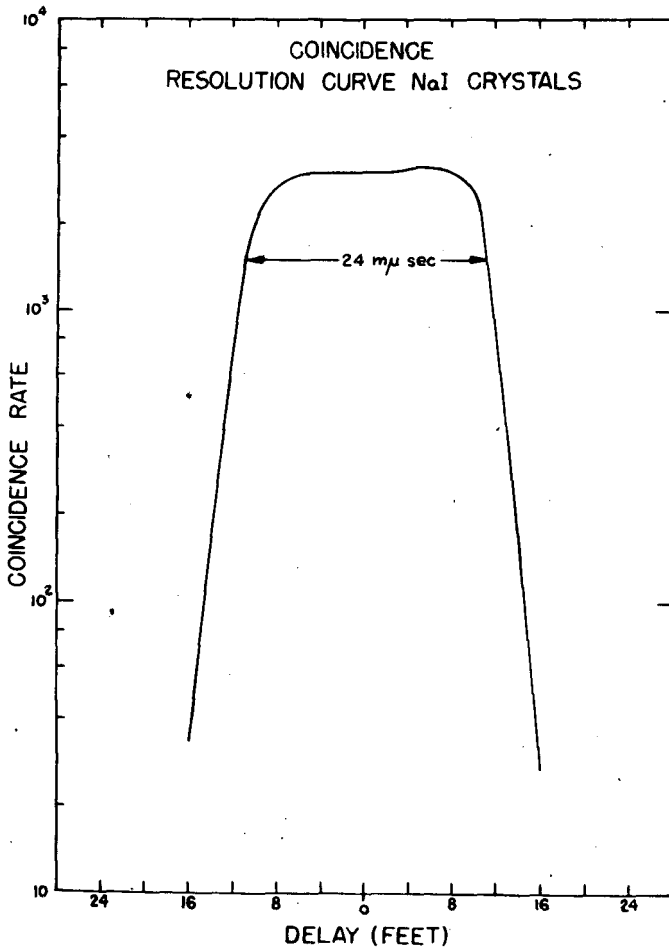


Figure 3

at a time independent of the presence of the shorted line. A 20 foot shorted length of RG 114 U has been successfully used for this purpose on a number of occasions.

The circuit described in this paper has been successfully used in situations demanding great stability, demanding coincidence resolving times in the range 20—40 millimicroseconds, requiring the acceptance of a large pulse height range with 100 percent coincidence efficiency, and employing inorganic phosphors as detectors.

REFERENCES

- (1) MOODY, *Elect. Eng.* **24**, 214 (1952).
- (2) DE BENEDETTI and RICHINGS, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 37 (1952).

A 100 CHANNEL PULSE HEIGHT ANALYZER UTILIZING DUAL STEP CONVERSION*)

J. P. MACMAHON - ARGONNE NATIONAL LABORATORY, LEMONT, ILL. (U.S.A.)

For well over a decade the scintillation counter and pulse height analyzer combination has been an extremely important tool in nuclear energy research. Early versions of multichannel analyzers consisted of biased discriminators followed by anti-coincidence gates. While these units had the advantage of speed, they suffered from the disadvantage of instabilities due to vacuum tube drifts which required $N+1$ level adjustments for an N channel analyzer. With the demand for more and more channels, the necessity of adjusting these channel level controls to obtain uniform channel widths became a very serious problem. A significant contribution to the art was made by Wilkinson(1) in 1949 when he employed analog-to-digital conversion techniques to obtain essentially uniform channel widths in a one hundred channel pulse height analyzer. This uniformity of channel width was obtained at the expense of analyzer dead time, for the time required to determine an amplitude is not dependent upon the magnitude of that amplitude but the average time is much greater than that required in a multi-discriminator unit.

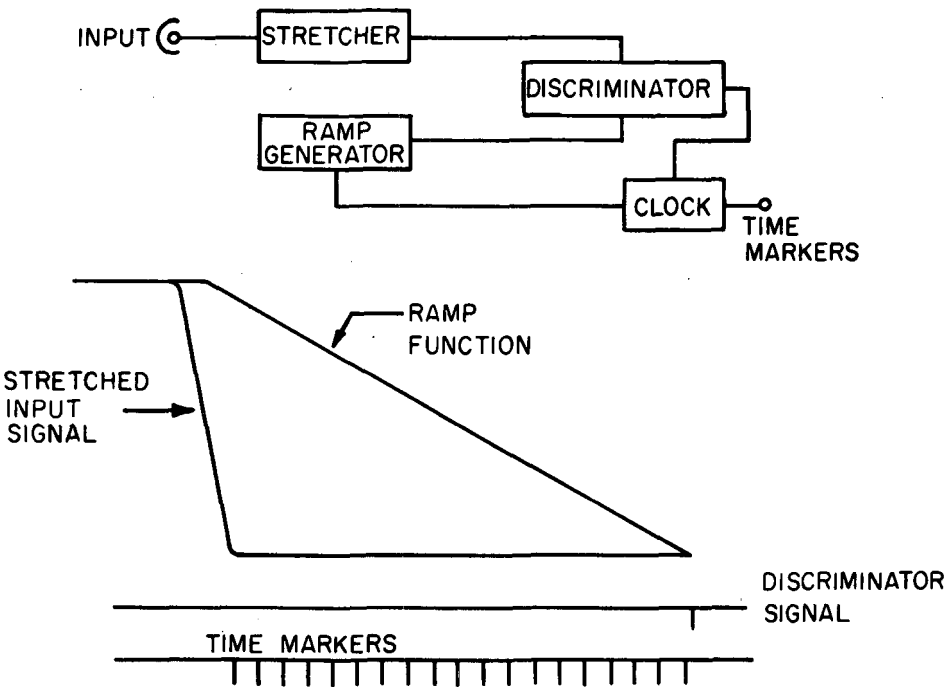
Another substantial improvement was made by Hutchison and Scarrott(2) in 1950 when they applied digital data storage techniques to a converter of the Wilkinson type. This not only made possible a significant saving in components, but also made it practical to use cathode ray tube readout and automatic numerical printout devices. In 1954 Byington and Johnstone(3) of Los Alamos and, independently, Schumann and MacMahon(4) of Argonne applied the advantages of a random access magnetic core memory to a multichannel analyzer design to achieve a dead time of $1/2 \mu\text{s}$ per channel, plus approximately $20 \mu\text{s}$ for memory storage time. For a one hundred channel unit a maximum dead time of $70 \mu\text{s}$ and an average dead time of $45 \mu\text{s}$ was obtained.

It was apparent, however, that full advantage was not being taken of the speed that could be obtained with a magnetic core memory since the memory cycle time was generally less than one-half of the maximum time required for the analog-to-digital conversion process. Furthermore, in cases where the spectra to be measured contained nonrandom components, only the maximum dead time of the system could be used, since there would otherwise be a possibility of spectrum distortion. The instrument to be described here uses a dual-amplitude step-discharge technique in the analog-to-digital conversion process to reduce the maximum conversion time to less than that required for a memory cycle. Two address scalers are also incorporated so that the normally additive dead times caused by the conversion and memory cycles can occur simultaneously.

Analog to Digital Converter

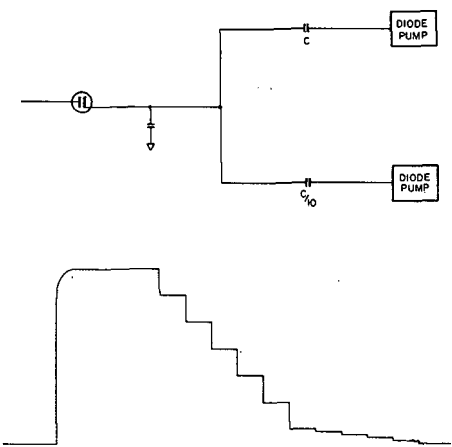
Fig. 1 illustrates a Wilkinson type of analog-to-digital converter. In essence, the unit consists of a pulse stretcher, a ramp generator, a comparison discriminator, and a clock circuit. The input pulse is stretched by charging a capacitor through a diode to its peak amplitude. The ramp function is started and the time required for the ramp to reach the amplitude of the stretched signal is measured by counting the time markers from the clock. If one examines this system, it can be seen that

*) Work performed under the auspices of the U.S. Atomic Energy Commission.



WILKINSON TYPE ANALOGUE TO DIGITAL CONVERTER

Figure 1



DUAL STEP CONVERTER

Figure 2

linear gate. It is also detected by a sensitive trigger circuit which passes a signal through a prompt coincidence gate to the strobe trigger pair. This trigger pair opens the normally closed linear gate, allowing the input signal to charge the analog storage capacitor to its peak amplitude. At the end of the $3\text{ }\mu\text{s}$ strobe time, the linear gate is closed and a conversion cycle trigger pair is turned on. This trigger pair turns on the two-megacycle multivibrator, and the dead time determining trigger circuit, whose on-time is adjusted to give a total dead time of $20\text{ }\mu\text{s}$ to the system. The two-megacycle multivibrator signals are passed to a decade gate. If the input signal is of sufficient amplitude to charge the analog storage capacitor to a level above that of the decade discriminator, the two-megacycle signals are passed to the "tens" diode pump and the analog storage capacitor is discharged in 10% steps until the decade discriminator level is crossed. At this point, the two megacycle signals are switched to the "units" diode pump and the analog storage capacitor is discharged in 1% steps until the base line level is reached. A stop pulse is then generated which turns off the conversion cycle trigger pair, thereby stopping the two megacycle signals to the decade gate. The number of 10% steps generated is counted on the "tens" address scaler stage and the number of 1% steps is counted on the "units" address scaler stage. A carry signal is provided between the "units" and "tens" stages so that when more than ten 1% steps are generated, the "tens" stage is advanced one position. An overflow signal is taken from the "tens" address scaler stage and is sent to the programmer in the memory to inhibit a memory cycle for signals which exceed the 100th channel.

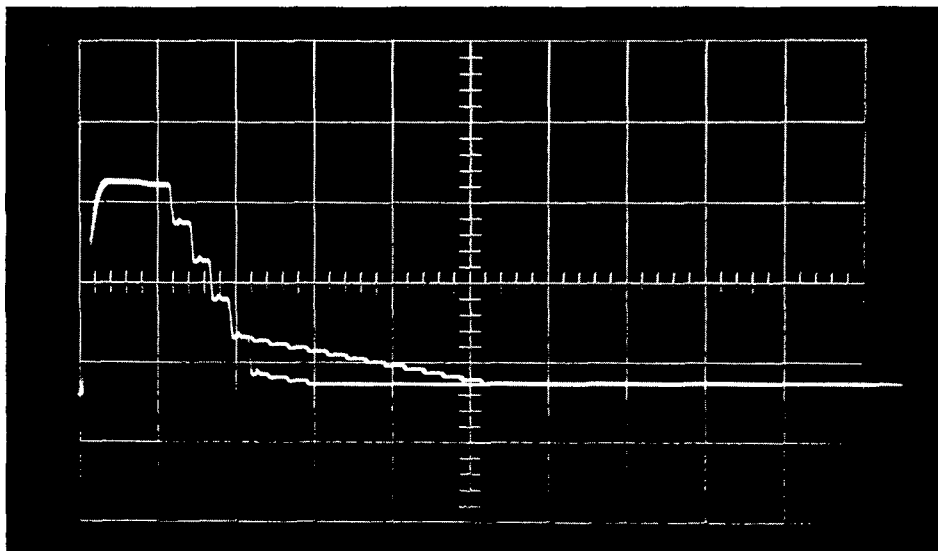


Figure 4

Fig. 4 is a photograph which illustrates the action of the decade discriminator. Since a carry signal is provided between the units and tens address scaler stages, the decade discriminator level must be set so that it always switches from 10% to 1% steps on or above the level of channel 10. It must not, however, be set at a

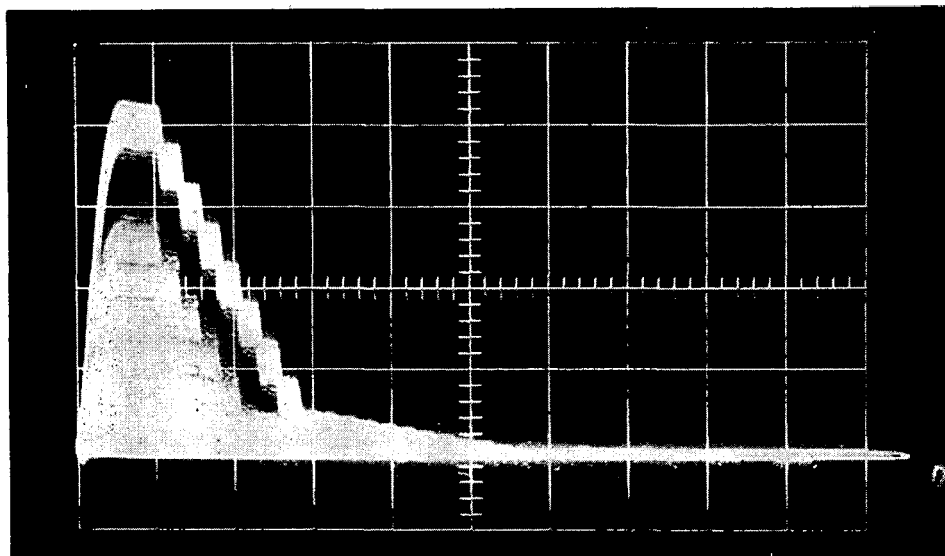


Figure 5

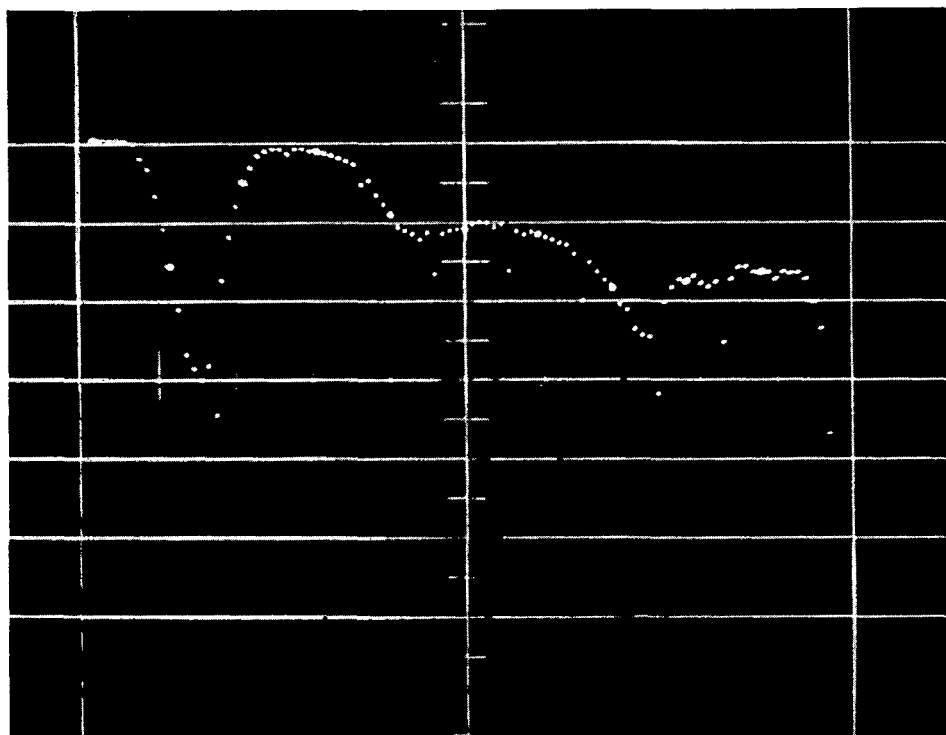


Figure 6

level which would lengthen the conversion time to longer than the maximum allowed. The channel 13 level has arbitrarily been selected as the decade discriminator level. This figure shows an address obtained on each side of the decade discriminator level. In one case address 53 is obtained by means of four 10% steps and thirteen 1% steps; in the other case it is obtained with five 10% steps and three 1% steps. Since the diode pump signals occur at a two megacycle rate, a maximum time of 10 μ s is required to obtain an address for a pulse which falls in the 100th channel. Because the output of the amplifier can exceed the 100th channel level and because additional time is required to open the linear gate and to reset the address scaler, 15 μ s is allowed for conversion time.

Fig. 5 illustrates the conversion process for a Cs 137 source under analysis. Notice the intense line for the photo peak which falls approximately in channel 90, then the dark portion representing the valley, and then the Compton distribution. The time scale in this photograph is 2 μ s per centimeter.

Fig. 6 illustrates a photograph of the cathode ray tube display obtained with this source when the step ratio was not properly adjusted. Notice that channels 15, 23, 33, 43, etc., are all high by a certain percentage. This indicates that the amplitude of the 1% steps is too low. Channel 15 is displaced rather than channel 13 because of a hysteresis effect in the decade discriminator. Fig. 7 illustrates a spectrum of the same Cs 137 source when the unit step has been properly adjusted.

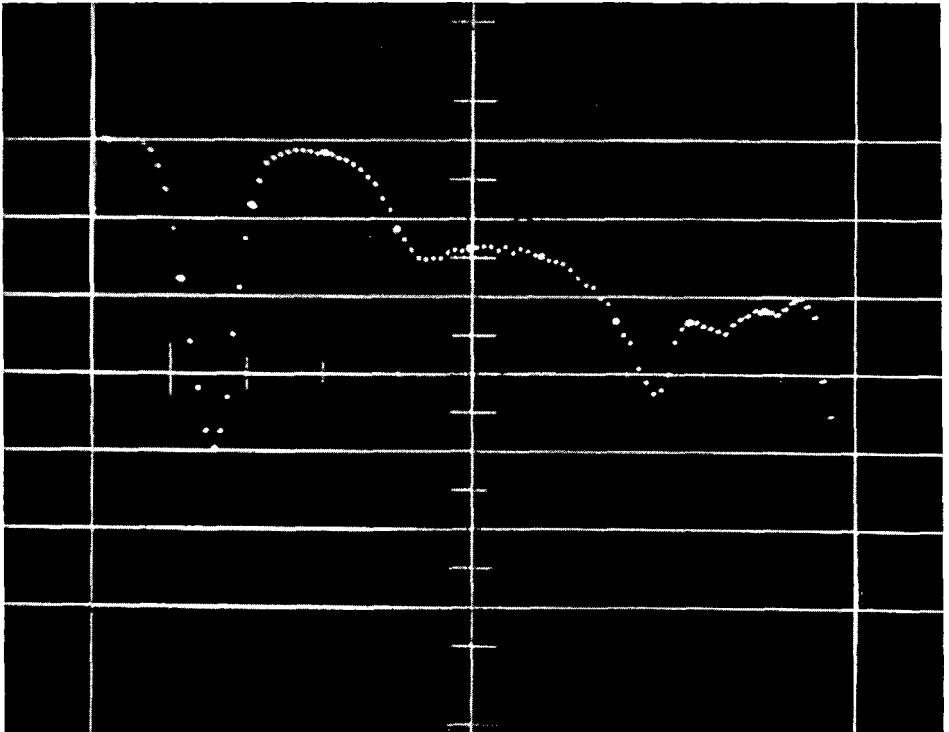
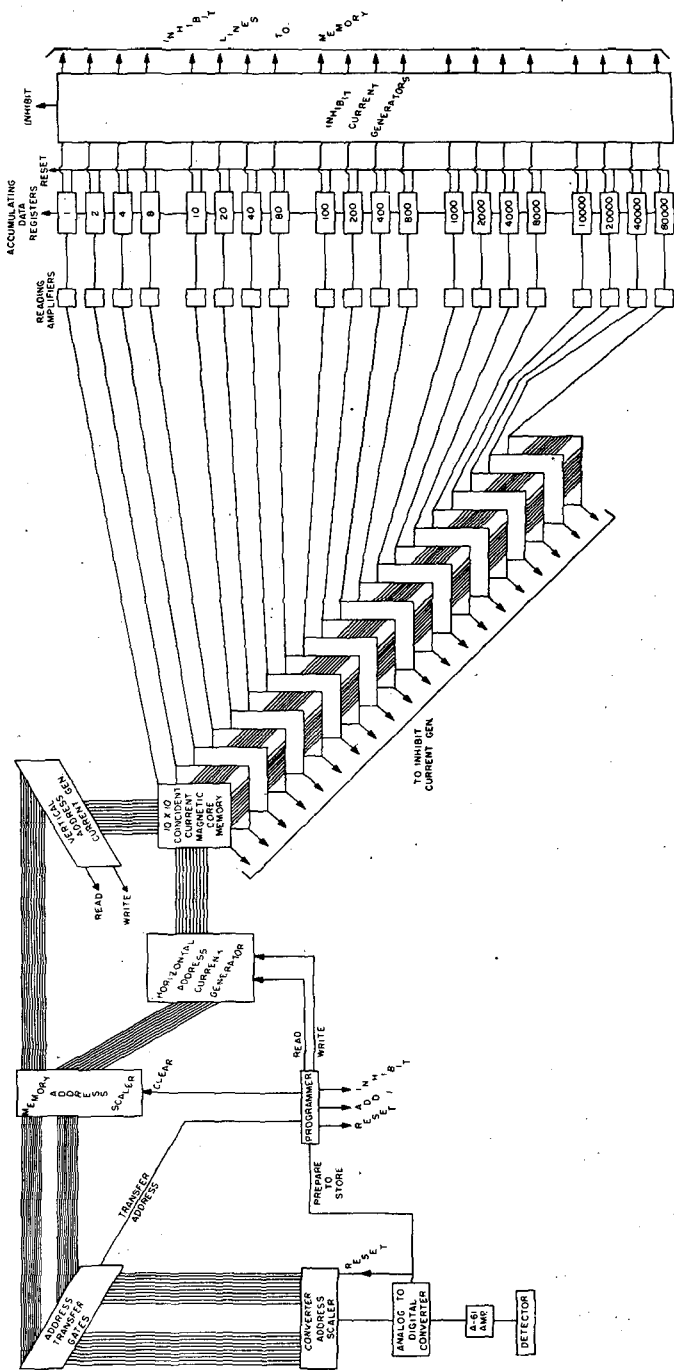


Figure 7



ARGONNE 100 CHANNEL
PULSE HEIGHT ANALYZER

Figure 8

which resets the data accumulating register. A ready pulse is sent to the coincidence current memory and the number residing at the selected address is read out into this register. An add-one signal is then generated, increasing by one the number in the register. The new number is then written into the memory. The memory cycle requires approximately $20\ \mu\text{s}$ and thus determines the dead time of the complete system.

The dual address feature as described here has some other advantages. It keeps the memory unit independent of the address source. That is, the address may be obtained from a 100 channel converter or from five 20-channel units or perhaps from a time converter. All of the modifications that would be necessary to change from one to the other would be external to the memory unit. A second advantage is that the memory may be interrogated between accumulating memory cycles so that a continuous cathode ray tube display may be obtained. This is an especially useful feature when very low counting rates are involved.

Fig. 9 illustrates a block diagram of the memory address scaler and programmer. Programming of the memory proceeds as follows: in the interval between storage cycles, a 10 Kc multivibrator advances the memory address scaler one step at a time and simultaneously starts a memory cycle which consists of reset, read and write (and inhibit). Thus the contents of the memory are displayed on the cathode ray tube readout. When a prepare-to-store signal is received from the analog-to-digital converter a $15\ \mu\text{s}$ hold signal is generated which immediately stops the 10 Kc multivibrator and permits completion of any memory cycle in progress. After the $15\ \mu\text{s}$ hold interval, a clear signal is sent to the address scaler and a transfer signal to the address transfer gates. The address is then transferred from the converter to the memory, and a memory cycle is started. This time, however, the programming consists of reset, read, add-one and then write. In this way accumulating memory cycles include add-one, whereas ordinary interrogation memory cycles do not.

Magnetic Core Memory

The memory system used in this analyzer is a 10×10 coincident current memory using binary coded decimal storage. One hundred five digit numbers may be stored in this memory. Since this subject has been adequately covered in the literature (5), (6), it will not be described here. It seems worthwhile, however, to point out the advantage of using the 1, 2, 4, 8 code when a decimal memory is desired. Fig. 10 shows a block

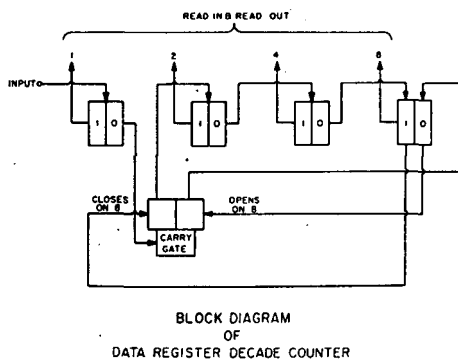


Figure 10

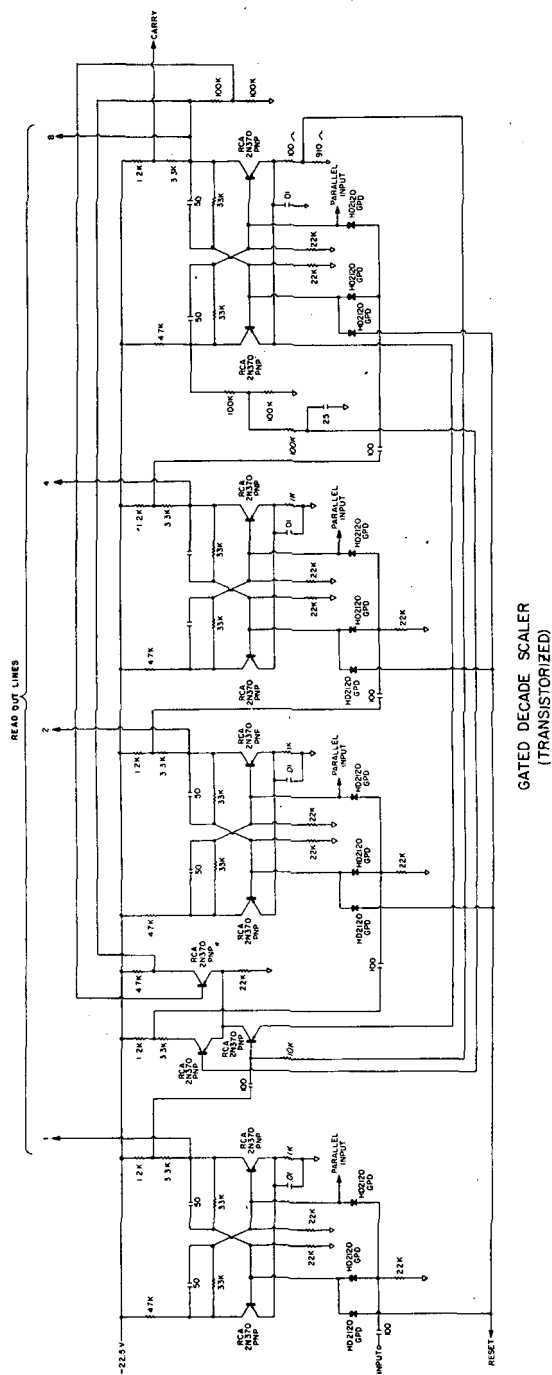


Figure 12

diagram of a data register decade unit. Counting proceeds as follows: carry is provided between stages 1, 2, 3 and 4 in the normal binary fashion until the number 8 is reached. The code for 8 is 0001. When 8 is reached, the carry gate is switched so that the next carry signal out of the first stage by-passes stages 2 and 3 going directly to the fourth stage. The time required to carry is therefore reduced by a factor of two. This represents a significant saving in memory cycle time requirements. Fig. 11 shows a circuit diagram of the data register decade units used in the accumulating data register.

Transistorized Memory

The feasibility of transistorizing future multichannel analyzers has been looked into in some detail at the Argonne National Laboratory. A transistorized version of the data register decade unit is shown in Fig. 12. Using 2N370 drift transistors, this unit is capable of operating at 750 Kc compared with 200 Kc for the vacuum tube version. A unit similar to this, using surface barrier transistors and lower voltages, is capable of operating in excess of four megacycles, and is being considered for address scaler applications. Fig. 13 illustrates a comparison of vacuum tube

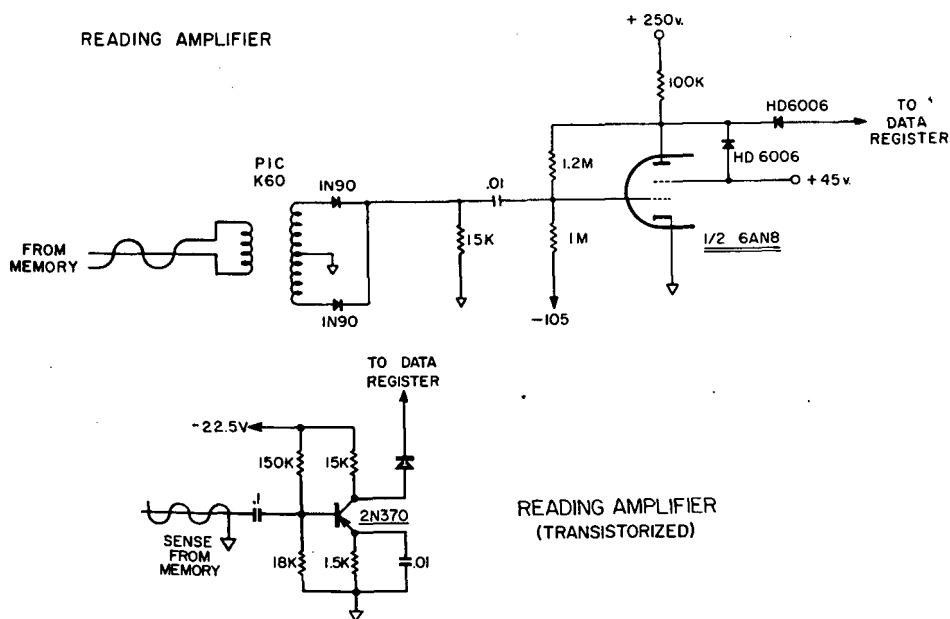
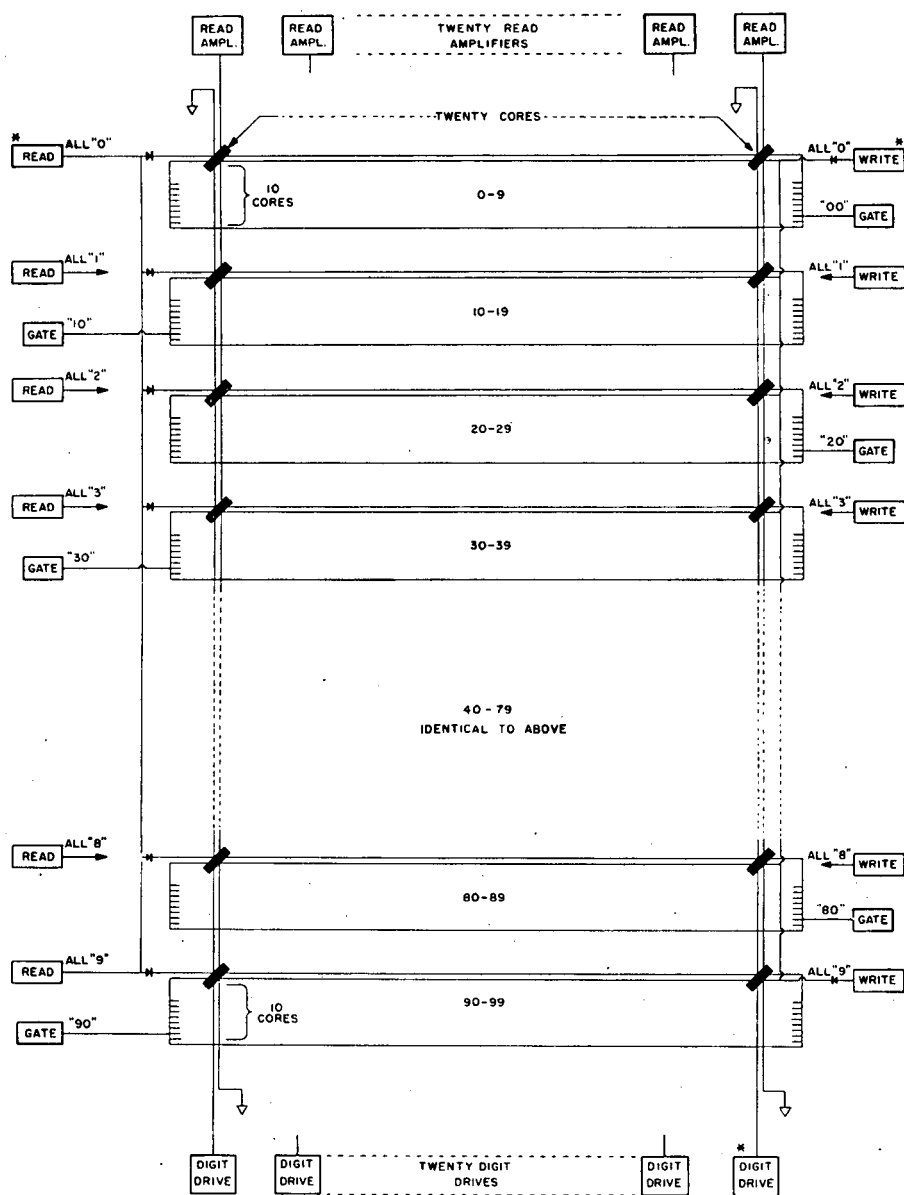


Figure 13

and transistorized reading amplifiers. The circuits illustrated are simple and straightforward and require no explanation except, perhaps, for the transformer diode combination which drives the vacuum tube amplifier. The transformer serves two purposes. First, it amplifies the 1/10 volt memory signals to approximately 2 volts; second, since these signals may be of either polarity in a coincident memory system,



* CURRENT GENERATORS

100 CHANNEL MAGNETIC CORE MEMORY
(TRANSISTORIZED)
WITH LINEAR ADDRESS SELECTION

Figure 14

the diodes and transformer are used as a full wave rectifier to supply a positive signal. The transistor unit, on the other hand, requires only 50 millivolt signals from a low impedance source. If the sense signals were always of the same polarity, the transformers and diodes would not be necessary and the simple circuit shown is all that would be required to drive the data register.

Since unidirectional sense signals are obtained in a linear address selection type of core memory, a study was made of the merits of such a system. The advantages of a linear selection memory have been pointed out by Mr. E. H. Cooke-Yarborough(7) of Harwell and Mr. R. E. MacMahon(8) of M.I.T., among others. The Harwell switch core driven memory is a good example of a linear selection device. The advantages of this system are inexpensive memory frames and inexpensive memory wiring, ease of core replacement, unidirectional sense signals, and greater memory tolerances. Since only cores which are to be switched receive, read and write current signals, the noise that is generated by half-selected cores in a coincident current memory is eliminated. In general, the disadvantage of a linear selection memory is the requirement that there be N read and write drivers for an N word memory. However, with the transistors that are available today, it is possible to generate and gate one ampere current signals which have storage times of the order of 1 μ s. A substantial saving in components can be realized if transistors of this type are used in a driver-gate array for the address current generators of a linear selection memory.

Fig. 14 illustrates a 100 channel linear selection magnetic core memory device that is presently under development for multichannel analyzer applications at Argonne. This unit consists of 2,000 ferrite cores wired in a 20×100 array on a single memory frame. Actually the array is folded so that cores for 50 channels will be on either side. The "units" address scaler is used to select the proper "read" and "write" current drivers while the "tens" address scaler is used to select the proper gate. The "read" signals are full 820 milliamperes current pulses of two to three microsecond duration. The "write" signals are 410 milliamperes current pulses and require a coincident digit drive signal of the same magnitude to switch a core. Each digit drive is gated by the corresponding stage of the accumulating data register. This system completely eliminates all pulse transformers and transformer diode gates as is generally used in coincident current memory systems. Since only 10 read and write drivers and 10 gates are required for a 100 channel analyzer, most of the component savings of a coincident current memory device can be had while still maintaining the inherent advantages of linear selection. Since the read and write currents must flow through the cores in opposite directions, but must have the same polarity at the gates, two horizontal address wires are required per address line. The sense and digit drive lines are also separated so that four wires are required to thread each core.

The transistors tentatively being used for the various stages are as follows: read and write drivers are 2N426, Raytheon PNP 200 mw transistors which are made especially for high current, high speed switching applications. Gates and digit drive stages are made up of CBS 2N440, NPN transistors. It is generally hoped that from this design we will obtain a very simple, reliable, and inexpensive magnetic core memory system for use with multichannel analyzers.

The author wishes to thank Mr. R. B. James for his valuable assistance during the development of this instrument. He is also deeply indebted to Mr. S. J. Gosolovich for his help in the preparation of this paper.

REFERENCES

- (1) WILKINSON D. H., *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **46**, 508 (1950).
- (2) HUTCHISON G. W. and SCARROTT G. G., *Phil. Mag.* **42**, 792 (1951).
- (3) BYINGTON P. W. and JOHNSTONE C. W., *Institute of Radio Eng. Convention Record* **3**, 204 (1955).
- (4) SCHUMANN R. W. and MAC MAHON J. P., *The Review of Scientific Instruments* **27**, 675 (1956).
- (5) BYINGTON P. W. and JOHNSTONE C. W., *Institute of Radio Eng. Convention Record* **3**, 204 (1955).
- (6) SCHUMANN R. W. and MAC MAHON J. P., *The Review of Scientific Instruments* **27**, 675 (1956).
- (7) KOCH H. W. and JOHNSTON R. W., *Multichannel Pulse Height Analyzers*, Publication **467**, 108, National Academy of Sciences — National Research Council, Washington, D.C. (1957).
- (8) MAC MAHON R. E., *Linear Selection, Core Memory Techniques Using Transistors*, Digest of Technical Papers, 3, 4 (1958), Transistor & Solid State Circuits Conference, O'Brien Suburban Press, Norwalk, Conn., U.S.A.

HALF-LIFE MEASUREMENT IN THE MICRO- AND MILLISECOND RANGE

M. S. MALKIN - YALE HEAVY ION ACCELERATOR, YALE UNIVERSITY,
NEW HAVEN, CONN. (U.S.A.)

The search for radioactivity with half-lives in the micro- and millisecond region has been undertaken by many workers in a variety of ways. A technique which has worked well with half-lives less than 10^{-5} seconds involves measuring activities which are formed continuously from longer-lived radioactive parents. It is easy to measure the time-interval between the decay of the parent and the decay of the daughter. Delayed coincidence techniques have been quite successful. However when the daughter half-life is too long, there may be too many independent radiations between the formation and the decay, and these extraneous radiations contribute a complicating, chance coincidence background.

The use of a pulsed accelerator permits the formation of the short-lived activity directly. The method consists of bombarding a target and gating either the counter or the recording equipment or both so that they count only during the time between beam pulses. This method has been exploited by Softky(1) (at the Radiation Laboratory, Berkeley, California), Vegors and Axel(2) (University of Illinois), the betatron Group in Turin(3) and Leipunskii(4) and co-workers (Soviet-Union) — to mention a few. As their recording scheme, Softky, Vegors and the Turin Group switched the detector output sequentially to an array of scalers. Leipunskii and co-workers displayed the pulses on an oscilloscope triggered after the end of the beam pulse, then photographed the oscilloscope trace and apparently counted the pulses per unit-time later.

Early this year the Yale Heavy Ion Accelerator began successful operation at full energy. This machine is designed to accelerate ions as heavy as argon to an energy of 10 Mev per nucleon. With such a heavy projectile, reactions will occur to form previously unavailable nuclei, whose subsequent decay may result in the formation of short-lived activities. This equipment was designed to undertake the study of the short-lived isotopes produced by heavy ion bombardment.

The pulsed nature of the machine makes it ideal for the production of short-lived activity. The scheme then is to look at the activity produced between beam pulses.

We have then a unique device for producing new activity. The problem then is to construct as simply as possible a device to study the short half-lives which will be produced. Two pieces of equipment available in our laboratory seemed applicable to this problem.

The first device is a neutron time of flight analyser using acoustic delay line memory. The accelerator could be triggered by the master pulse in the analyser and the pulses from the detector dropped into the time channels of this analyser. This scheme has the disadvantage of having the time scale fixed by the length of the delay line. Our very preliminary survey was done with the second scheme which will be described in more detail.

The second device available was a pulse height analyser of the stacked discriminator type manufactured by Baird-Atomic Corp., Cambridge, Massachusetts. A block diagram is shown on the first figure. During a beam pulse, the detector is blanked and the sawtooth generator is off. At the end of the beam pulse the detector is unblanked and the sawtooth started. The output of the detector, after pre-amplification,

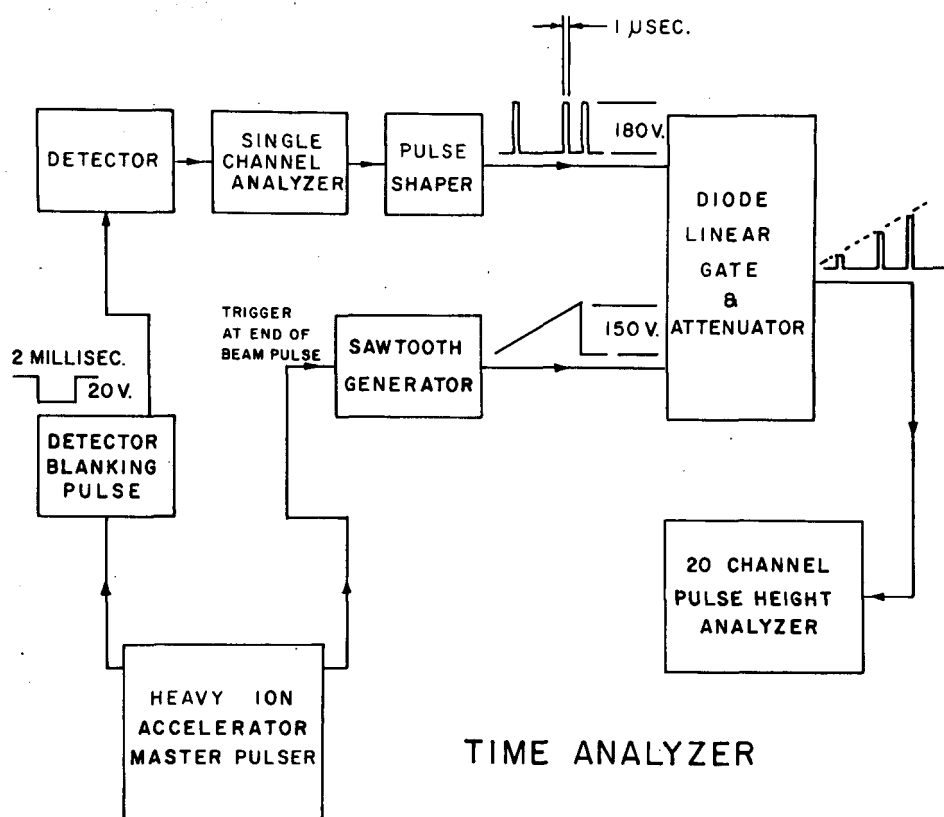


Figure 1

feeds a single channel analyser which can be used to select the energy range desired. The single channel analyser output triggers the pulse shaper, a blocking oscillator in this case. The blocking oscillator output, 180 volt pulses 1 microsecond wide, is applied to one input of a diode linear gate. The other input to the diode gate is the sawtooth. The output of the diode linear gate is the smaller of the two input signals. Thus, a time to pulse height conversion has been performed. The diode gate output is attenuated to bring it to 10 volts maximum and fed into the 20 channel pulse height analyser.

If an oscilloscope and a fast pulse analyser are available, the only circuit which has to be constructed is shown in Fig. 2. First, the parallel triggered blocking oscillator is used as the pulse shaper. This is coupled into one input of the diode gate. The linear sawtooth is taken from a Tektronix 531 oscilloscope and direct coupled to the other input of the diode gate. The diode gate output is direct coupled to a cathode follower which drives the 20 channel pulse height analyser.

The Tektronix "scope" has sweep speeds from 1 μ sec full scale to 120 seconds full scale. The blocking oscillator has a 1 microsecond pulse width and a 4 microsecond recovery time. The scalers in the 20 channel pulse height analyser have dead times of 5 microseconds. So the dead time of this instrument is 5 microseconds. Therefore, the present useful range of this instrument is for half-lives in the range of

50 microseconds to 2 minutes. The range change is easy and the output of the instrument is visible.

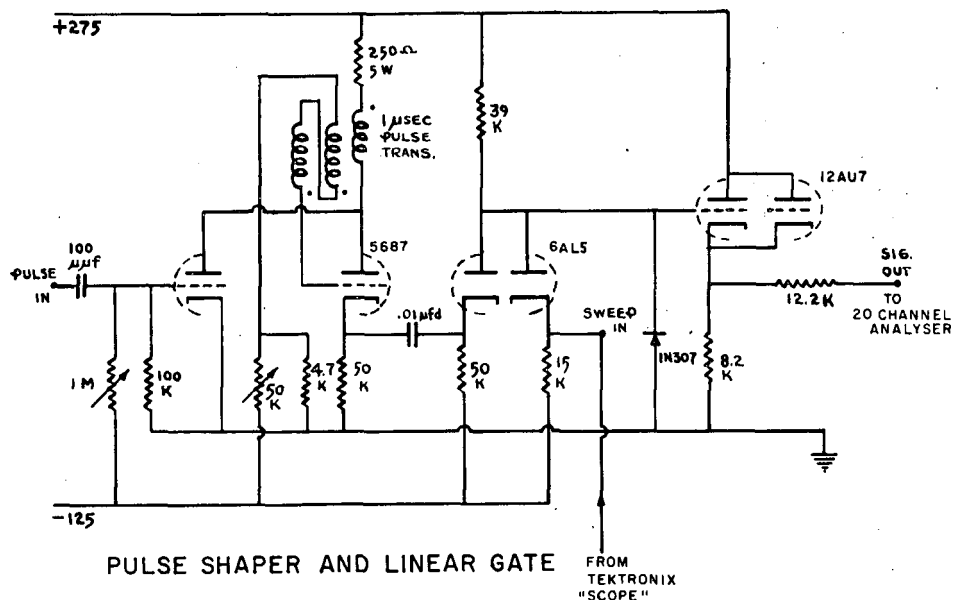


Figure 2

Siekman(5) (Groningen) used a scheme similar to this in the life time measurement of the isomeric 517 Kev level of ^{85}Rb (0.9 microseconds). This level is fed by 159 Kev β decay, which was used to trigger the sawtooth generator. However the shaped detector pulse was added to the sawtooth and the results analysed with a single channel analyser. This present method makes the ratio of difference between adjacent pulses to the pulse height larger and hence easier to analyse. I can report only preliminary results; in the bombardment of a thick natural uranium foil with 10 Mev per nucleon Oxygen, a 12 millisec half-life was observed. No assignment has been made.

REFERENCES

- (1) SOFTKY, SHELDON D. *Physical Review* **98**, 736 (1955).
- (2) VEGORS STANLEY H., Jr., and AXEL PETER, *Phys. Rev.* **101**, 1067 (1955).
- (3) TURIN GROUP, private communication.
- (4) LEIPUNSKII O. I., MILLER V. V., MOROZOV A. M. and IAMPOLSKII P. A., *Doklady* **109**, 935 (1956).
- (5) SIEKMAN J. G., *Nuclear Physics* **2**, 254 (1956).

A FLEXIBLE MULTICHANNEL TIME DELAY AND PULSE HEIGHT ANALYSER

P. A. TOVE - THE GUSTAF WERNER INSTITUTE FOR NUCLEAR CHEMISTRY - UNIVERSITY OF UPPSALA (SWEDEN)

The reader is kindly requested to refer to the article on this subject already published in English by the same author in: Arkiv för Fysik, **13**, 579 (1958).

Nous prions le lecteur de bien vouloir se référer à l'article qui traite de ce sujet et a déjà été publié en anglais par le même auteur dans: Arkiv för Fysik, **13**, 579 (1958).

SELECTEUR DE TEMPS DE VOL A MEMOIRE ELECTROSTATIQUE

Y. AMRAM, H. GUILLON, C. HUGOT ET J. THENARD - CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES
DE SACLAY (FRANCE)

Le présent exposé est relatif au projet d'un appareil qui est en cours d'étude; à l'heure actuelle, les informations fournies par les expériences préliminaires sont suffisamment précises pour affirmer que l'appareil sera conforme, dans ses grandes lignes, aux principes indiqués ci-dessous.

Il s'agit d'un sélecteur de temps de vol à mémoire électrostatique comportant 14 tubes cathodiques sur lesquels les nombres seront stockés sous la forme binaire naturelle dans le mode parallèle. Une aire de stockage sur chacun des tubes sera donc affectée à un canal, pour lequel 2^{14} coups pourront être totalisés. Le mode de fonctionnement prévu est le même que celui de l'appareil du Brookhaven National Laboratory réalisé par M. Graham et W. A. Higinbotham(1) qui comporte 1024 canaux de 0,25 μ s minimum et possède un temps mort de 10 μ s.

Nous désirons obtenir pour notre appareil des performances supérieures, soit:

- | | |
|--------------------------|--------------------|
| — Nombre de canaux | 2000 |
| — Largeur de bande | 0,1 μ s |
| — Temps d'enregistrement | environ 1 μ s. |

Ces performances, qui paraissent possibles avec les tubes-mémoires envisagés, sont précisément les mêmes que celle du sélecteur de l'A.E.C. réalisé en collaboration par les Universités de Yale et Columbia et la General Electric Co. par W. W. Havens, H. L. Schultz et M. L. Yeater(1), (2). Dans ce dernier appareil, les informations provenant du détecteur sont enregistrées immédiatement et d'une façon temporaire sur un tube-mémoire, puis elles sont transférées à un tambour magnétique par l'intermédiaire d'un circuit d'addition; la fréquence de récurrence est fixée à 60 c/s.

Comparativement à ce type de sélecteur à double système de mémoire, nous pensons obtenir certains avantages; l'unité de la mémoire facilitera en effet l'étude, la construction et la maintenance de l'appareil; d'autre part, nous serons affranchis des servitudes imposées par le tambour magnétique, ce qui permettra notamment de recommencer une opération dès la fin de la précédente.

Par contre, nous devons exiger un fonctionnement très sûr de la mémoire électrostatique. Les problèmes généraux posés par la réalisation de cette mémoire, qui constitue la partie essentielle de l'appareil, vont être passés en revue; nous garderons présent à l'esprit qu'ici les conditions d'exploitation de la mémoire sont différentes de celles que l'on rencontre dans les calculatrices numériques, ce qui conduira à des solutions particulières. Nous examinerons successivement:

- Les raisons qui ont déterminé le choix du type de tube-mémoire
- Les modes de déflexion du faisceau
- Les dispositions possibles des aires
- Les organes d'addition et de régénération
- La sortie et la présentation des résultats.

Choix du type de tube-mémoire

La qualité d'un tube-mémoire ne peut pas être exprimée d'une façon simple; on sait que la rapidité avec laquelle on fait les opérations de lecture et d'écriture, le nombre de chiffres binaires stockés et la sécurité de fonctionnement, sont inter-

dépendants. Les tubes à grille-barrière (barrier-grid storage tubes) présentent à ces trois points de vue une nette supériorité sur les tubes Williams pour les raisons suivantes: présence d'une grille-écran proche de la cible, qui limite la redistribution des électrons secondaires, cible plus homogène et mieux isolée et possibilité de changer le signe de la charge électrique déposée, par modulation de la plaque supportant la cible. Notons aussi que la grande rémanence des informations stockées permet des régénérations relativement espacées.

Ces avantages ne sont malheureusement pas gratuits et le coût d'un tube à grille-barrière est environ 10 fois plus élevé que celui d'un tube Williams.

Toutefois, nous avons opté pour le tube à grille-barrière en considérant qu'il n'entraînait pas des charges d'exploitation extrêmement élevées: d'après les renseignements donnés par le constructeur en ce qui concerne la durée de vie, l'usure des 14 tubes de l'appareil reviendrait à moins de 500 fr/heure. Il va sans dire que pour obtenir la longévité maximum, des soins particuliers doivent être apportés aux conditions d'utilisation des tubes et notamment à la protection des filaments et à la stabilisation de la tension de chauffage.

Modes de déflexion du faisceau

On demande aux circuits de déflexion de localiser d'une façon précise et rapide une aire de stockage. Dans le cas d'une machine à calculer cette localisation est déterminée par une «adresse» formulée d'une façon explicite. Pour un sélecteur de temps, l'instant d'arrivée d'un événement, après mise en phase avec «l'horloge», suffit à définir le point correspondant de la cible, pourvu qu'à partir de l'origine des temps, le trajet virtuel du faisceau soit toujours le même et qu'il s'effectue toujours à la même vitesse. Une grande liberté nous est donc laissée sur la façon d'explorer la cible des tubes; toutefois nous veillerons à éviter les transitions de grande amplitude, puisque notre appareil doit être rapide; nous éviterons notamment de passer brusquement d'un côté à l'autre de la cible. Ceci exclut l'emploi d'un balayage du type télévision, ou d'un balayage en escalier engendré de la manière classique par un convertisseur arithmétique-analogique attaqué par une échelle binaire. Nous serons donc amenés à utiliser un balayage horizontal de même vitesse à l'aller et au retour, dont la forme générale est indiquée en figure 1a.

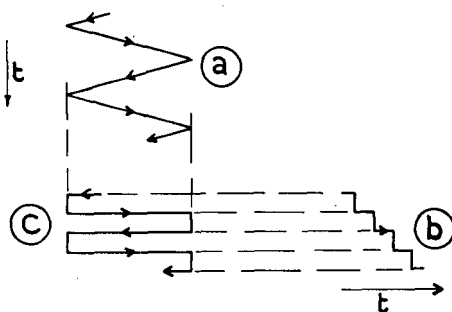


Figure 1

En ce qui concerne le balayage horizontal nous préférons une tension variant linéairement en fonction du temps, plutôt qu'une tension en forme d'escalier difficile à engendrer lorsque les marches doivent être aussi courtes que 0,1 μ s. Nous

arrêterons le balayage à des endroits prédéterminés, à l'aide d'un interrupteur électronique à diodes, pour une durée d'environ $1 \mu\text{s}$ (Fig. 2).

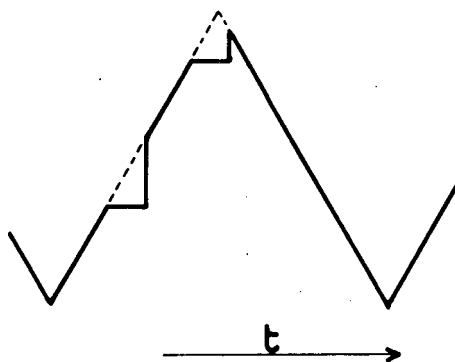


Figure 2

Par contre, la déflexion verticale sera réalisée par quantités discrètes, ce qui est nécessaire pour obtenir une séparation correcte des lignes. Les circuits de déflexion verticale devront posséder autant d'états stables qu'il y a de lignes, de façon à pouvoir diviser la mémoire et l'utiliser par fractions en différents endroits du spectre.

Au cas où la largeur de bande est multiple k de $0,1 \mu\text{s}$, la même ligne sera balayée k fois, de façon telle que toutes les aires de stockage puissent être utilisées.

Disposition des aires de stockage

Pour des raisons pratiques évidentes, la totalité de la surface circulaire de la cible ne peut être utilisée et le réseau des aires de stockage doit être inscrit dans un rectangle; l'utilisation rationnelle de la surface de cible conduit à l'inscrire dans un carré. Le réseau est constitué habituellement de l lignes comportant chacune p points.

Il y a intérêt, d'autre part, à ce que les aires de stockage soient équidistantes, car l'interaction entre points augmente très rapidement lorsque la distance de séparation diminue. Le réseau à mailles carrées est couramment utilisé, mais il est intéressant de rechercher si d'autres mailles en forme de polygones réguliers juxtaposables ne présentent pas quelque intérêt. Il en existe deux: l'hexagone régulier et le triangle équilatéral; nous y ajouterons le carré à diagonales parallèles aux directions de déflexion.

Ces formes de maille sont aisément réalisables en alternant les points de chaque côté des lignes (Fig. 3). La forme de la maille a une incidence:

- Sur les nombres l et p de lignes et de points lorsque l'on désire inscrire le réseau dans un carré, ce qui peut offrir certaines commodités (la figure 3 donne les valeurs de l et p dans le cas de 2000 aires de stockage).
- Sur la distance entre les aires de stockage pour des densités égales de points. Il est donc possible que certaines formes de mailles conduisent à une interaction légèrement plus faible que d'autres. La figure 3 donne les distances de séparation minimum par rapport à la maille carrée.
- Sur la précision avec laquelle on doit arrêter le balayage sur un point donné. On remarque, en effet, que si les points sont alternés, une légère erreur dans le positionnement du spot affecte moins les aires avoisinantes que dans le cas où ils sont alignés sur une même horizontale.

		l	p	d
Maille carrée		45	45	1
Maille carrée en diagonale		32	64	1
Maille triangulaire		24	84	$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt[4]{3}} = 1,075$
Maille hexagonale		34	60	$\frac{2}{\sqrt[4]{3\sqrt{3}}} = 0,877$

Figure 3

Addition et régénération

La seule opération arithmétique à effectuer sur les nombres contenus dans la mémoire, consiste à ajouter 1 unité. Une méthode courante consiste à lire le contenu d'un canal, à transférer le résultat de la lecture sur un compteur binaire, à appliquer une impulsion à l'entrée de ce compteur, et à réinscrire le nouveau nombre obtenu. Cette méthode est relativement complexe et convient mal à notre cas, puisque même avec des flip-flops très rapides le résultat de l'addition devrait être attendu pendant environ 1 μ s.

Le principe d'addition que nous utiliserons est basé sur le fait que pour ajouter 1 unité à un nombre binaire, il suffit de chercher le premier «0», de le remplacer par un «1», de remplacer tous les «1» à droite par des «0» et de conserver les autres chiffres (Fig. 4a). L'organe arithmétique accomplissant cette opération n'a pas besoin de comporter de circuits basculeurs, si bien qu'il peut être connecté en permanence à la sortie des tubes-mémoires. Le résultat de l'addition peut ainsi être prélevé dans les délais les plus brefs, puisque les circuits prennent leur état d'équilibre d'une façon continue avec seulement un léger retard par rapport aux impulsions de lecture. De cette façon nous espérons obtenir un cycle de mémoire qui se décompose ainsi:

lecture = 0,4 μ s — attente = 0,2 μ s — écriture = 0,4 μ s.

La régénération sera obtenue d'une façon très simple par l'introduction d'un élément supplémentaire en tête de l'additionneur. Le digit appliqué à cet élément intervient comme un opérateur commandant l'addition d'une unité quand il est égal à 1 et la régénération lorsqu'il est égal à 0 (Fig. 4b). Le schéma fonctionnel correspondant est donné par la figure 4c.

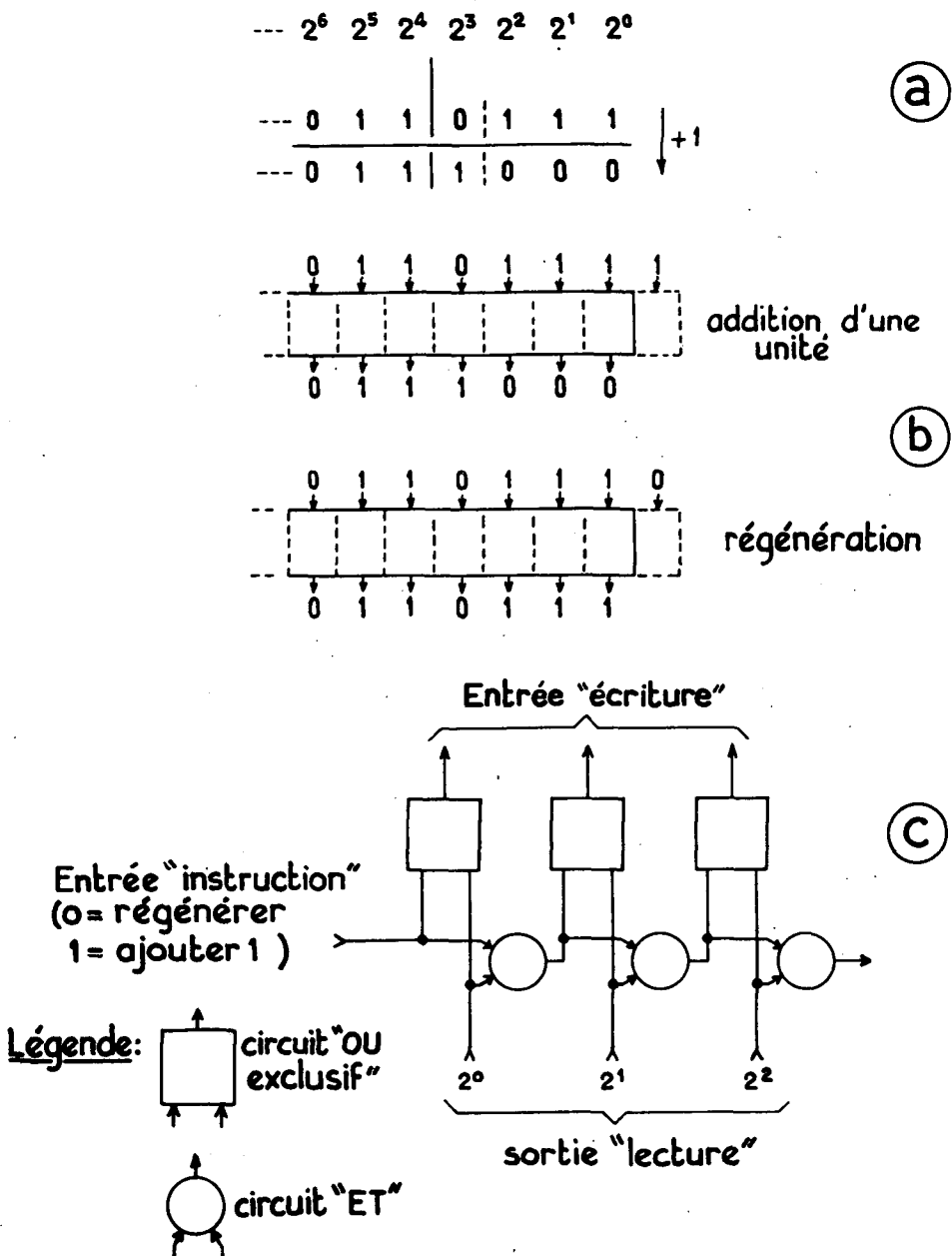


Figure 4

Pour des raisons de commodité, la régénération s'effectuera en une seule fois pour la totalité des surfaces de stockage en bloquant l'entrée du sélecteur.

Sortie et présentation des résultats

La sortie et la présentation des résultats sont prévus sous les différentes formes habituellement employées avec ce genre d'appareil, c'est-à-dire:

- Présentation du contenu d'un canal déterminé sur indicateurs numériques, notamment en vue des tests de la mémoire.
- Présentation du spectre sur tube cathodique.
- Présentation du spectre par enregistrement graphique.
- Sortie des résultats sur bande imprimée et sur bande perforée.

Seule la présentation sur tube cathodique offrira pour nous quelques difficultés du fait que les informations nécessaires à cette présentation sont plus fugitives que dans le cas des sélecteurs à mémoire magnétique. Nous pensons toutefois pouvoir l'obtenir par une commande manuelle provoquant des régénérations rapprochées des nombres contenus dans la mémoire. L'absence d'une présentation continue interdira donc de voir la croissance du spectre.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) HIGINBOTHAM W. A., Time-of-flight instrumentation for neutron spectrometers, *Rapport A. Conf.* 8, 806 (Juin 1955).
- (2) HAHN J., A 0,1 microsecond, 2,000 channels, electrostatic storage system for use as a time-of-flight analyzer, *I.R.E.Nat. Conv. Rec.* 9, 57—62 (1957).

A VERSATILE PULSE HEIGHT ANALYSER UTILIZING PHOTO-PICK-UP SORTING OFF A C.R.T. SCREEN

R. V. GÅSTRÖM - NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER RIJKSUNIVERSITEIT,
GRONINGEN (HOLLAND)

Although the first pulse height analysers were already built during the war for use with ionization chambers, it was the scintillation counter which made the kick-sorter a real necessity in nuclear spectroscopy. Several different types have been developed in the laboratories in need of them and some of them have become commercially available during recent years. We have seen today that with the appearance of faster radiation detectors and high-energy particle accelerators a further need arises for pulse height analysers with higher time resolution. The most promising development in this respect seems to be in the direction of electrostatic storage devices and photo-pick-up sorting off a C.R.T. screen.

A survey of pulse height analysers (P.H.A.) shows that, with regard to the kick-sorter principle proper, all analysers may be subdivided into three different groups, namely, those utilizing

- 1) straightforward discrimination of the voltage pulse,
- 2) an electron beam or C.R.T. intrinsically in the sorting process itself, or
- 3) pulse height conversion.

In the latter case, the amplitude of the voltage pulse is conformally converted into some other physical quantity, which in its turn is sorted in order to give the originally desired pulse height distribution (P.H.D.).

Several different types of conversion principles are listed in Table I.¹⁾ From this table we notice that the actual sorting process consists of two distinct phases, namely, the display and the sorting, which is also the case in the two other groups mentioned above. Schematically this can be depicted by a block diagram as shown in Fig. 1.

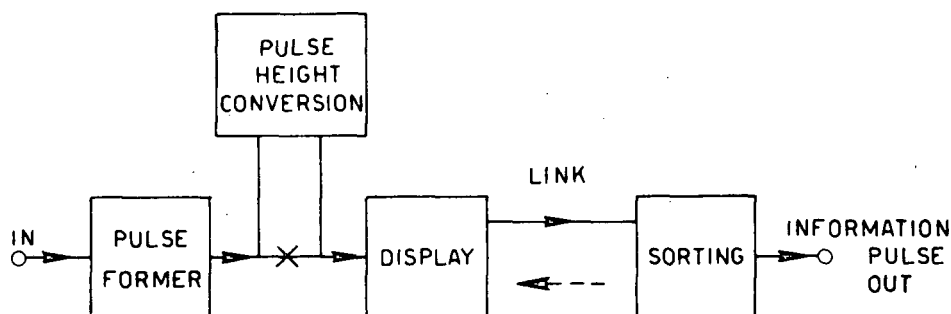


Figure 1
Schematic representation of pulse height analysing processes.

Thus, in the voltage discrimination types, each pulse is displayed to an array of biased discriminators as sorting elements. The display in the C.R.T. group of kick-sorters is obvious as it takes a visual form. This display is then "viewed" by the sorting elements, the task of which is to identify the channel, i.e. the subdivision

¹⁾ This table is taken from a review article on P.H.A. which is to appear in Nuclear Instruments.

TABLE
Sorting Principles based

P.H.A. System	References	Pulseheight Conversion		
		Voltage pulse Transformation	Link	Conversion Process
1. Mirror oscillograph — Film	Obsolete	lengthened current pulse $i(t) :: V$	electro-magnetic ← →	displaces mirror which deflects light beam $\varphi = k B f i dt$
2. Electro-magnetic — Mechanical	(FFS 51) Obsolete	lengthened current pulse $i(t) :: V$	electro-magnetic ← →	impacts to sphere m mech. momentum $mv = kV$ $v_y = k_y V/m = gt; v_x = k_x V/m$
3. C.R.T. — dot on film	(HRWZ 54)	voltage of charged capacitor $V = \text{const}$	electronic ← →	displayed as dot on CRT screen $x = kV$
4. Wilkinson	(Wi 49) (SM 56)	charged capacitor $Q = CV$	electronic ← →	discharged by constant current i giving $\Delta t = Q/i$
5. Kandiah	(Ka 58)	voltage pulse directly V	electronic ← →	charges capacitor $Q = CV$
6. Hutchinson-Scarrott	(HS 51) (GM 55) (SPR 56)	voltage of charged capacitor $V = \text{const}$	electronic ← →	compared with saw-tooth voltage $V' = kt$ for equality $V' = V$ defining $t = V/k$
7. Conversion to frequency Russel-Lefevre	(RL 57)	voltage of charged capacitor $V = \text{const}$	electronic ← →	modulates frequency of oscillator $\nu = f(V)$
8. C.R.T. prestorage and converter Pieper	(Pi 58)	voltage pulse on C.R.T. screen stored as path of charge $x = kV$	electronic ← →	read off by beam (const. sweep v) time t to traverse length of path defines $t = kV/v$
9. Magnetic tape recording	(CB 56)	lengthened current pulse $i(t) :: V$	electro-magnetic ← →	recorded on magnetic tape $m = ki$

of the spectrum to which the displayed pulse belongs. The channel having been identified, an information pulse must be routed by a suitable addresser to the corresponding cell of the memory system used for the accumulation of the P.H.D. Before it is stored, the information may be handled by computing elements to give a conditioned contribution to the P.H.D.

It is of importance to note, in connection with the display and the sorting, that certain of the principles provide a natural independence for the display with respect to the sorting. This is due to the technique by which the two phases are linked. This link should provide a path for the information to pass only from the display to the

1 Pulseheight Conversion

Sorting Principle			Memory systems for accumulation of P.H.D.
Display	Link	Sorting (type)	
permanent dot or line on 'film $x :: \varphi; x :: V$	light →	visually manual	
range x of sphere along trajectory on inclined plane $x = 2v_x t$	mechanical →	array of bins d along range of spheres define channel number N $x = x_0 + Nd$ $N = (2k_x k_y V^2 / gm^2 - x_0) / d$ (parallel)	accumulation of spheres in bins — parallel
permanent dot on film $x' :: x$	light →	visually manual: optically automatic	depends on automatic sorting system used
time pulse (interval) Δt	elec- tronic ← →	measured by constant frequency ν to identify channel number $N = \Delta t / \nu = CV\nu / i$ (series)	parallel (series)
charge Q	elec- tronic ← →	run down by sequence of like charges q , number N of which identify channel $N = Q/q = CV/q$ (series)	parallel (series)
moment t of time	elec- tronic ← →	coincidence with moment t_s of synchronous time scale $Nt = t_s = t$ (τ = channel width) of sorter identifies channel number $N = t/\tau = V/k$ (series)	series
output frequency ν	elec- tronic ← →	to parallel array of i. f. transformers of defined band-widths $2\Delta\nu$ identify channel number N $N\nu_0 - \Delta\nu < \nu N < N\nu_0 + \Delta\nu$ (parallel)	parallel
moment t of time	elec- tronic ← →	same as Hutchinson-Scarrott	
magnetic record of original pulse stored for display later on	elec- tromag- netic →	reproduced electrical pulses are sorted by a P.H.A. in the usual manner	depends on sorting system used

sorting element and not vice versa. Notice the arrows in the columns for the link. It suffices to point out that light is the only independent medium fast enough for modern kicksorters and that it is a very good one. Moreover it is evident that this one-way independence is important enough to be taken into consideration when we think of the measures to which Ghiorso (GJRW 53) and Gatti (Ga 54) had to resort in order to obtain more reliable operation of the Schmitt-trigger type of kicksorters where the link is electronic.

A further analysis shows that parallel sorting principles are faster than series ones if they make use of comparable electronics. This is also true with respect to memory

systems as a random access of a pulse to any channel eliminates waiting for the correct turn, an unfavourable property common to series systems. Compare, for instance, the Wilkinson and Hutchinson-Scarrott kicksorters. The former has a series sorting but a parallel memory system; in the latter both are of series type synchronized to each other. Both kicksorters are therefore slow. The pulse height to frequency conversion of Russel and Lefevre, on the other hand, should, in principle, permit still faster pulse handling as both sorting and storage are parallel.

In order to increase the time resolution of kicksorters for incoming pulses it is possible to temporarily store the unanalysed pulses in a memory device which has a short actuation time. This device may be either placed before the display (Pi 58) (see Table I) or used for the display itself (CR 54). In both cases electrostatic storage on a C.R.T. screen is made use of. The read out of this memory is not fast, but it nevertheless provides a solution especially in connection with pulsed accelerators. However it is possible to make use of the light produced by the C.R.T. instead of the charge on the screen. In this connection it should be emphasized that the erasing process is then eliminated as the light of fast phosphors decays in some 10^{-8} s. Here again light forms an independent link which may be used to advantage.

With the above mentioned in view we began to investigate the principle of digital sorting with the help of photo-pick-up elements off a C.R.T. screen (Gå 56) which provides a means for parallel sorting based on light as a link between the display and the sorting. When the principle had already proved to us its value, a more thorough search of the existing literature revealed that it had been proposed in an appendix to a United Kingdom Patent Application submitted by Titterton (Ti 47) in 1947. A nearly similar arrangement has also been employed by Hine (Hi 53) in

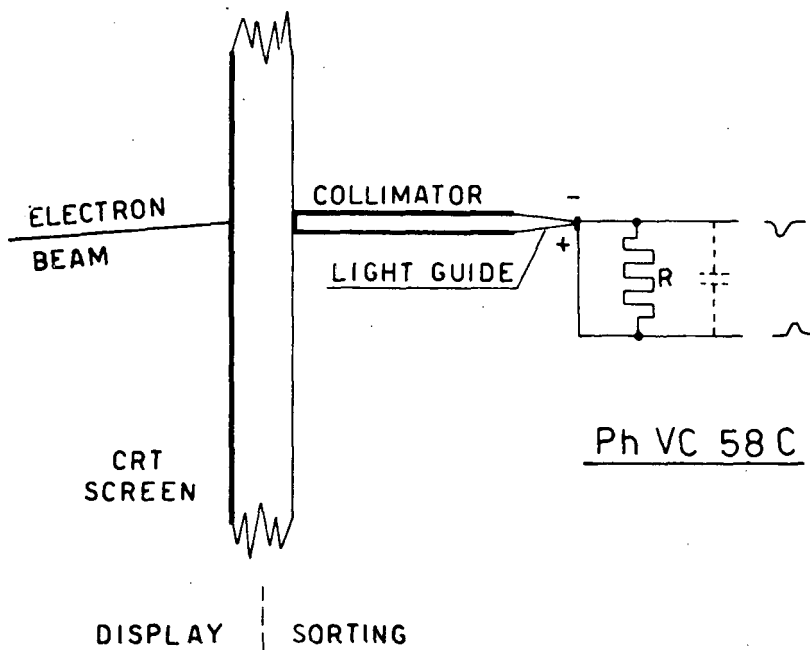


Figure 2

Sorting with collimated light pick-up off a C.R.T. screen.

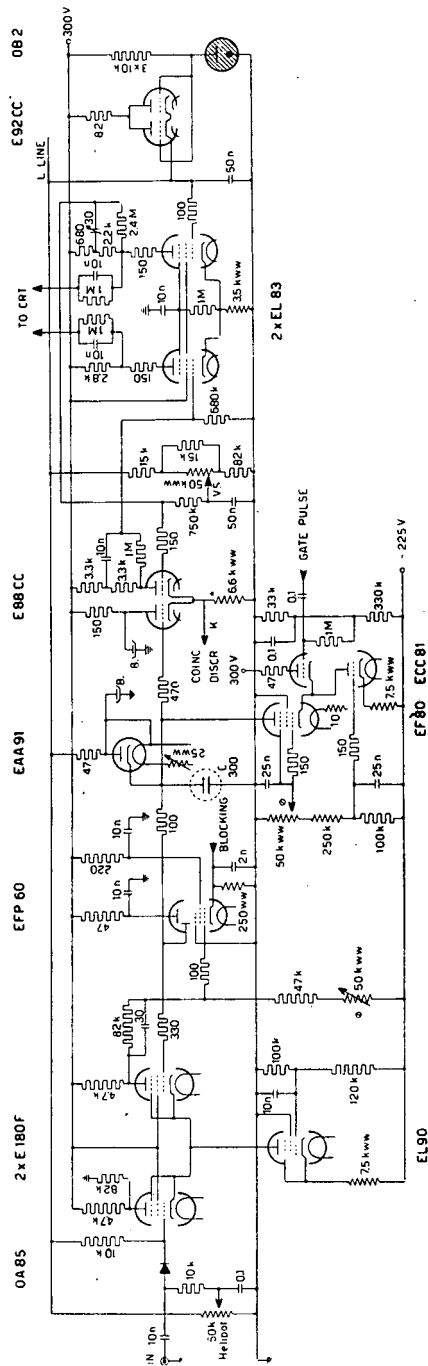


Figure 3
Dc-coupled circuit for the display on the C.R.T. screen.

a single-channel analog P.H.A. using a densitometer for the evaluation of the P.H.D. The author (Gå 57) has also proposed a much faster kicksorter based on the arguments mentioned above.

The Principle

In Fig. 2 this is given schematically. The light produced by the electron beam on the screen is collimated with the help of a perspex rod, the sides of which have been matted and blackened so as to be as completely absorbent as possible. It is, of course, possible to use a lens in place of the collimator with greater light collection efficiency, but for the present work the collimator system proved more simple and provides, in practice, a large enough light yield. From the collimator part of the perspex rod the light enters the light guide which serves to match the collimator to the photo-pick-up element. The latter converts the collimated light into an electric pulse of identification. The cross section of the collimators vary with the different purposes to which the kicksorting principle is applied. The most commonly used ones have been round, square or rectangular from one to several millimeters in cross-sectional dimension. A length of 4 cm still gives enough light and defines the spot on the screen quite well as will be evident further on.

The type of display is similar to that used by Maeder (Ma 47), Bernstein, Chase and Schardt (BCS 53), Hine (Hi 53) and Hansen (Ha 57). It differs from that of Glenn (Gl 49), Watkins (Wa 49), Porter and Borkowski (PB 54), in which the link is electronic, and also from that of Cunningham and Reaves (CR 54) where the link is electronic charge. The use of the C.R.T. in the P.H.A. of Pieper (Pi 58) is not for display but for temporary storage and pulse height conversion (see Table I). The d.c.-coupled circuit used for the display in the present work is given in Fig. 3.

The Photo-pick-up Element, its Properties and Circuitry

When the work was started only phototransistors were available for the light pick-up. They were housed in aluminium holders which were fastened to the light guides. In Fig. 4 a circuit is shown which was very frequently used with the OCP 71.

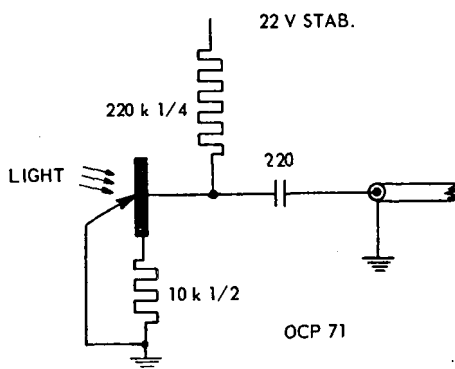


Figure 4
Photo-pick-up circuit used with OCP 71 transistor.

Typical output pulse heights obtained with this circuit are plotted in Fig. 5 as a function of the time that the phototransistor was exposed to the beam at different

repetitive frequencies. It can be seen that the pulse height is dependent on the pulse rate.

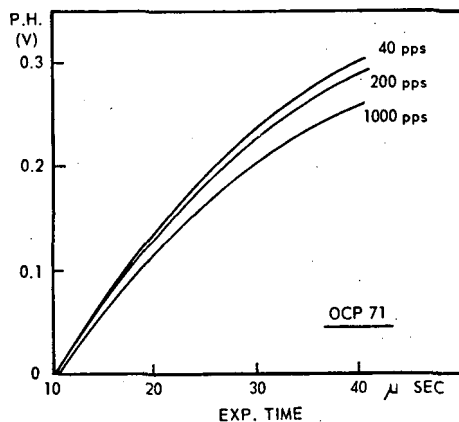


Figure 5

Pulse height response of OCP 71 circuit as a function of exposure time for three different frequencies.

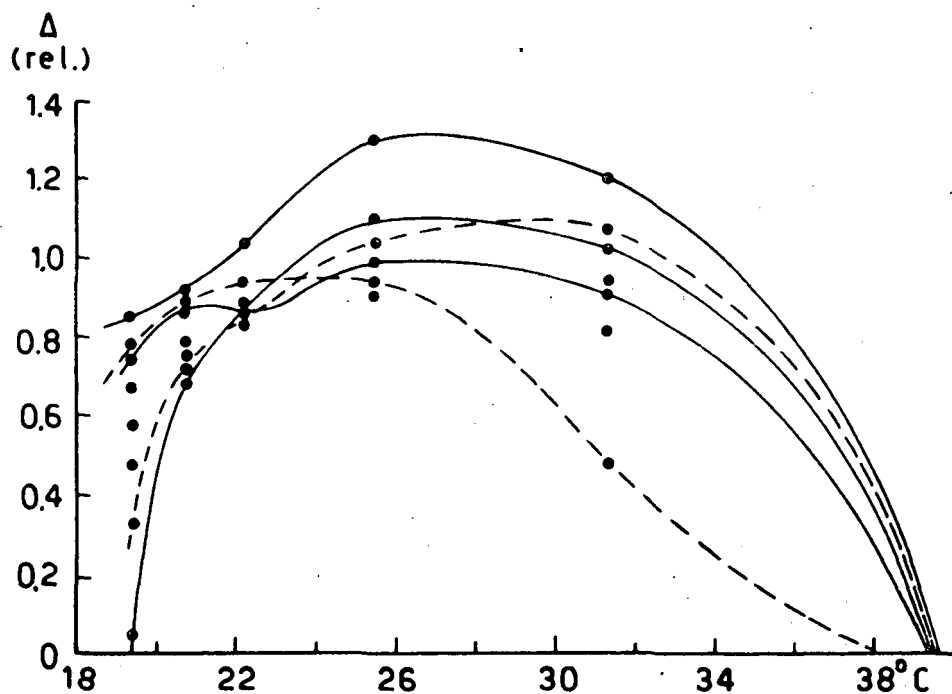


Figure 6

Relative number of pulses per channel for ten different channels as a function of temperature in the case of phototransistors. (The number of pulses actually displayed to each channel (see text) is given by 1.0. Only five curves have been drawn. The spread of the points indicates the variability of the temperature dependence.)

It is also very dependent on the temperature of the phototransistor, the dependence being different for each phototransistor. This can be seen from Fig. 6, where the number of pulses registered by ten like collimator photo-pick-up units using phototransistors and arranged in a ladder one above the other, is given for various temperatures. The number of pulses displayed to each channel was kept the same by linearly increasing the amplitude of the incoming pulses applied to the P.H.A. so that the beam was displaced up and down the screen in front of the sorting ladder with a constant velocity. In this way, each collimator was exposed to the same number of pulses corresponding to 1.0 on the ordinate. However, the relative number of pulses registered in each channel may be larger or smaller than 1.0 depending on the setting of the discriminator and the pulse height produced by the photo-pick-up unit. Trials were made to stabilize the performance of the transistors with respect to temperature. However, the circuitry varied from sample to sample, which was considered impractical, and the idea was therefore abandoned.

Only this year the silicon photovoltaic cell became available to us and the first preliminary trials immediately showed their superiority. In addition, they are much smaller and easier to attach to the light guides with the help of different kinds of cement.

A small decrease of the output pulse with temperature was noticed. However, one main advantage is that it is possible to combine it with a transistor to make it

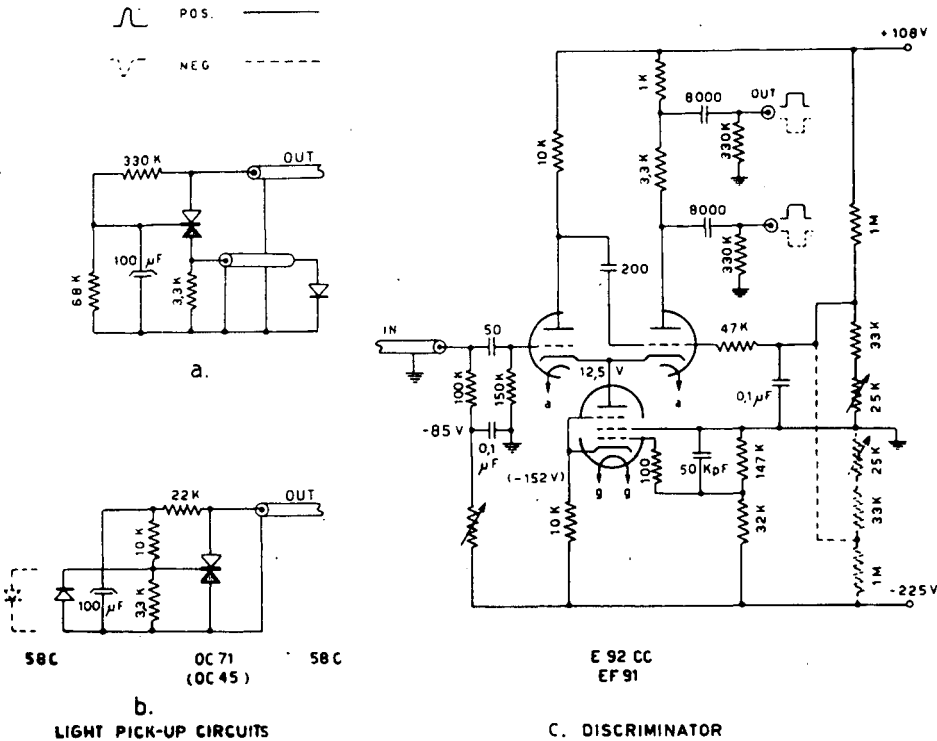


Figure 7
Two light-pick-up circuits and the associated discriminator circuit.

independent of ambient temperature variations. Two of the circuits used with solar cell 58 C are given in Fig. 7. The common base shown in Fig. 7a is usually used when the cell and the transistor have to be connected with a cable. The output pulse of this circuit is smaller than that of the common emitter of Fig. 7b, but the former allows the use of much higher frequencies. The temperature dependence of the common base circuit is given in Fig. 8, from which we see the improvement with respect to Fig. 6.

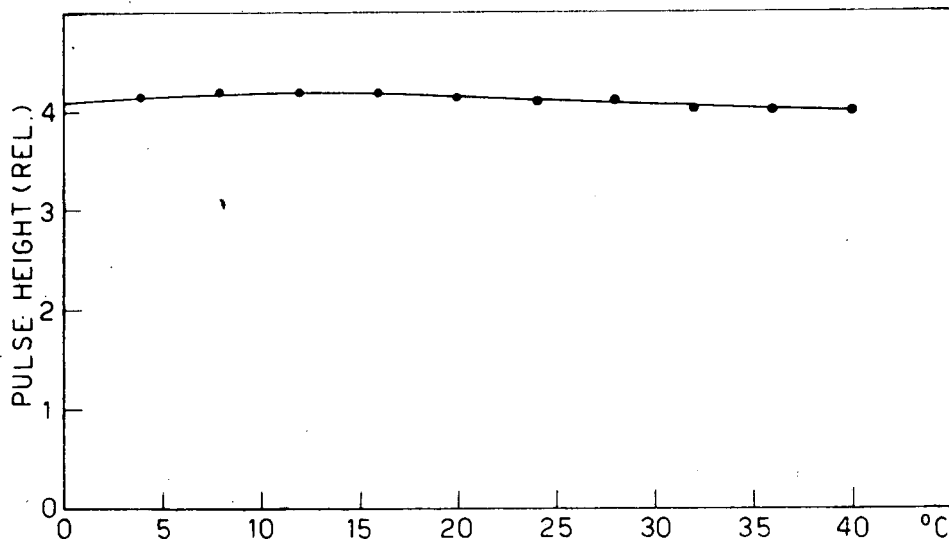


Figure 8

Pulse height versus temperature of the output pulse of photo-pick-up circuit in Fig. 7a.

In Fig. 9 the amplitude of the output pulse of a 58 C solar cell is shown as a function of the frequency together with two curves for a phototransistor for comparison. It is apparent that the solar cell can be used for much higher frequencies than the phototransistor. The choice of the load resistance of 3.300 ohms was made on the

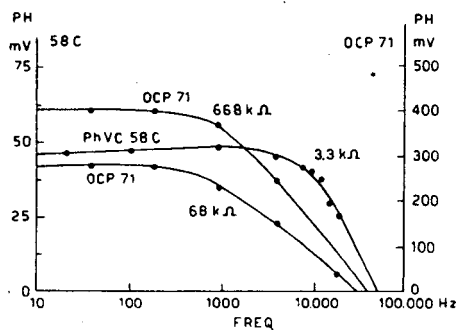


Figure 9

The pulse height versus frequency of photovoltaic cell 58 C compared to that of phototransistor OCP 71.

basis of a measurement, the result of which is plotted in Fig. 10. Here the pulse height (P.H.) as well as the decay time (t_d) of the pulse were plotted as functions of the load. The two horizontal lines represent the open-circuit values of respective quantities. From the two plots a pulse height to decay time ratio was formed, which shows a maximum in the region of 3.300 ohms. The maximum appears at a beam exposure time of 17.5 μ s, at which value saturation of the solar cell sets in. At 30 μ s (see cross in Fig. 10) the saturation is complete and an increase in exposure time does not increase the amplitude of output pulse at the given load.

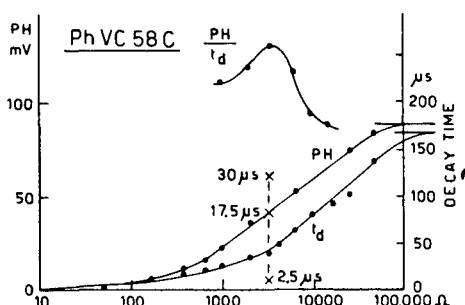


Figure 10

Pulse height and decay time of solar cell 58 C as a function of load resistance when measured as shown in Fig. 2.

To define the boundaries of a channel the pulse from the photo-pick-up circuit must be discriminated. To the right in Fig. 7 a simple yet sensitive (about 20 mV) discriminator circuit is schematically shown. The two most important features are the constant current tube in the cathode lead of the trigger pair and the use of both a positive as well as a negative voltage supply. The former helps to counteract drifts in heater current and tube characteristics while the latter permits the input grid to be grounded with a grid-leak resistance.

Finally, a short mention should be made of the measurements with different C.R.T. screens specially made to test the photo-pick-up yield. The best screen for the pick-ups turned out to be the ordinary blue photographic one which has a light emission decay of some microseconds. All other (red, green, olive-green, flying spot) were for one reason or another less efficient with the photo-pick-up elements tried.

The above-mentioned photo-pick-up arrangement is only suited for cases in which the number of counts in each channel is registered by separate counters. If magnetic storage is to be used, the problem is simplified, as the use of a matrix arrangement, with n columns and m rows, permits the information pulses of mn channels to be addressed to the magnetic core memory by way of $n + m$ discrimination lines. In this way it will also be of advantage to make use of a rigid optical lens system instead of collimators, with the cells placed in the focal plane of the lens. However, the solar cells must then be selected so that they all have the same photoelectric parameters.

Conformity and Stability

The conformity of the pulse height distribution at the output and input of a kick-sorter depends, in the first instance, on the linearity of the display electronics and the constancy of the channel width of the sorting elements. If the number of channels covering a spectrum peak is small, the latter is obviously more important. If, on the

other hand, an eventual spectrum peak is covered by several channels, a small channel-width inconstancy averages out and the former becomes as important. If the stability of the apparatus is good, corrections both with respect to linearity as well as channel width could be applied, but this is, in general, impractical and therefore not permissible.

The display electronics of the system described above has a linearity better than 0.5% over 4.5 cm of the screen for the two units constructed. When the P.H.A. was tested with known gamma lines in the range from 140 KeV to 1.33 MeV the agreement with the pulse generator test was very good.

As the sorting elements can be mechanically both accurately made and positioned on the screen, the linearity and the channel-width constancy are in the first approximation very good. However, beam-spot variations, photo-pick-up sensitivity and pulse discrimination may considerably influence the electric channel width. A typical channel pattern of the output pulse of a photo-pick-up element is shown in Fig. 11a

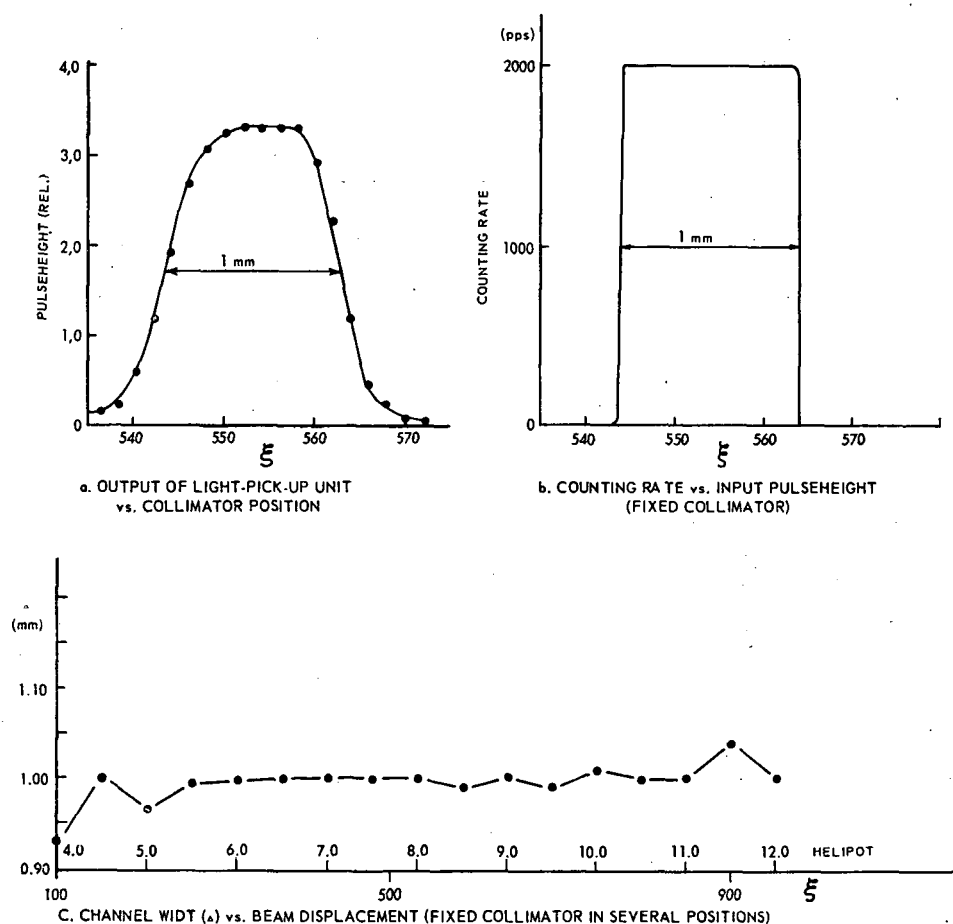


Figure 11

Channel width properties of the arrangement shown in Fig. 2 using a solar cell 58 C. The entrance width of the collimator was 1 mm and its length 40 mm.

where the relative pulse height of the photovoltaic cell is plotted against the position of the collimator on the screen, when the beam was kept constant. From the plot we may conclude that the sides of the pattern are steep enough and well defined, so that a comparatively simple discriminator (see Fig. 7) can be used to define the electric width of the channel. In Fig. 11b the result is shown of a recording made by linearly decreasing the input pulse height when the electronic width was set at 1 mm and the collimator was fixed.

To check the constancy of the channel width across the C.R.T. screen, the test was repeated at different positions of the collimator on the screen. The result is shown in Fig. 11c where the channel width in millimeters is plotted against the position of the channel (the ξ -unit in the abscissa is the coordinate of position on the screen and is equal to 0.05 mm). It can be seen that at the edges of the screen the channel width varies somewhat. In the region of linearity (4.5 cm) the channel width deviates by a maximum of 4% at two points only and at the central part of the screen by approximately one percent or less. This must be considered a very satisfactory result. It should be mentioned however, that care should be taken in the focusing of the beam spot as this influences the channel width considerably. It is sometimes customary to astigmatize the beam in order to obtain a narrower line for a better resolution. However, this is not advisable as astigmatization of the beam has a different effect off-centre than in the middle.

Special measures were taken to stabilize the display electronics against drifts which in an ordinary C.R.T. may be disregarded. The beam was protected against A.C.-ripple, affecting both position as well as intensity, by feeding the heater with D.C. current. The same was done with the heater current for the EAA 91 (Fig. 3) which is used to hold the dynode of the EFP 60 at a sufficiently high voltage in order to keep the amplification factor larger than one. The C.R.T. unit had a separate power supply so as to eliminate A.C. noise due to transformers. The C.R.T. was surrounded by the usual mumetal shield which in this case is indispensable.

In order to assure stability of the beam and fix its position the display electronics was D.C.-coupled throughout. This, however, was not sufficient, as the beam still kept shifting slightly with time. A considerable improvement in this respect was reached by the introduction of a reference voltage (L-line of Fig. 3) which defined the grid tensions at the input and the output. Test runs for several days showed that the position of the beam did not change more than some ξ -units. However, at input rates higher than 4.500 pulses per second the beam deflection declines. This is due to the slowness of the electronics of some of the auxiliary circuits. They had been designed for use with the phototransistor which has a much lower time resolution than the photovoltaic cell, as can be seen from Fig. 9.

Application Facilities

As the equipment is mainly intended to be used with scintillation detectors, auxiliary circuitry specially adapted to nuclear spectrometry were incorporated in the P.H.A. Two units were built utilizing the sorting principle here described.

The first one, mainly constructed for the experimental test purposes described above, was fitted with a vertical precision screw across the C.R.T. screen (see Fig. 12). The motion of this screw can be time synchronized to a pen recorder. The position of the collimator can be determined with a precision of 0.01 mm with the help of a numerator.

The same unit has also been successfully used as a single channel pulse height analyser. The P.H.D. is obtained either in an analogue form by feeding the light-

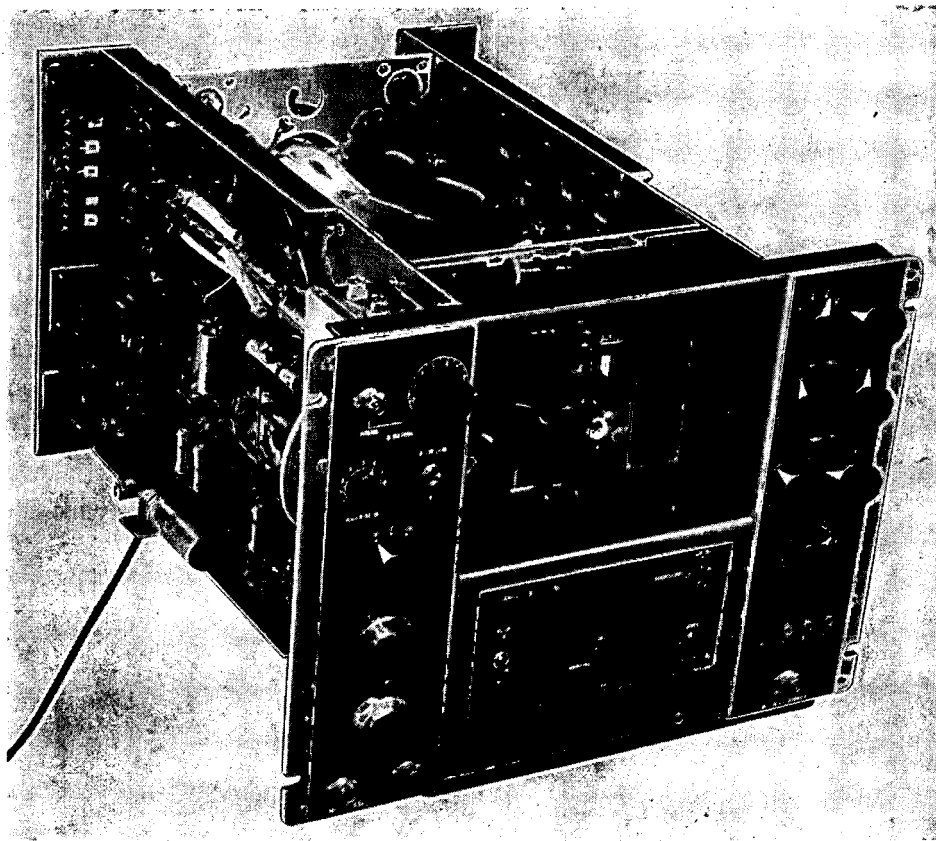


Figure 12

View of experimental unit which can be used as a single-channel P.H.A. The photo-pick-up and discriminator circuits are housed in the shielded can to the left with two coaxial plugs showing. At the centre of the screen the photo-pick-up holder is shown uncovered. The temperature of the pick-up unit can be varied with the help of pipes for cooling or heating. They are attached to the cover which is not shown.

pick-up pulses to a ratemeter connected to a recorder or by stepwise shifting the collimator and counting the number of pulses with a scaler at each setting. This latter procedure can be either manually or automatically performed with the help of a preset count and/or time unit developed for the purpose. Automatically, this takes place with a printer constructed for the purpose. It prints out the information contained in two five decimal EIT-tube scalers, giving both the number of counts as well as the time.

The second C.R.T. photo-pick-up unit is a combined dual multi-channel P.H.A. suited for coincidence work. Two separate spectra may be analyzed, one along the vertical axis and the other along the horizontal one. They may work independently of each other or in coincidence. Facilities also exist for photographing the display on the screen.

Separate collimated photo-pick-up units are mounted on adjustable arms for positioning at any point on the screen. There also exists an experimental ten-channel

unit arranged in a linear array. Each channel of the unit is followed by a scale of one hundred and a numerator, all electrically resettable by a relay.

The coincidence possibilities provide for nanosecond and tenths of a microsecond coincidence resolution. Both pulse equalized coincidence²⁾ as well as sum-coincidence (Ho 58) techniques may be used. The slower coincidence unit reacts on pulses from point K in Fig. 3 and thus it treats only those pulses which have entered the pulse-stretcher, but stretching takes place only on coincidence or if an external gate pulse triggers the stretcher unit. The signal from the fast coincidence unit may be combined with the slow one for triple coincidence.

At present, the dual multichannel P.H.A. is being used for angular correlation measurements. On the photographically-determined photopeaks in the xy-plane of the screen as many collimator photo-pick-up units are placed as there are well-defined photopeak combinations of interest. The use of the P.H.A. is, in this case, very much simplified, as it is not necessary to define the channel width with absolute accuracy as we are only interested in the relative angular distribution of the different photopeak combinations.

A very fast single-channel P.H.A. can easily be made if an old discarded photo-multiplier, of which there are several at most laboratories, is used as a photo-pick-up element to sort pulses off a flying-spot C.R.T. The collimator unit can then be fixed at the centre of the screen, while at the input of the pulse stretcher a window amplifier is placed to give the desired energy scale for the P.H.D. The C.R.T. unit then simply serves as a very fast and accurate differential discriminator. It should certainly be possible to analyse in this way random counting rates of some hundred thousand cps with not too great a loss.

Finally, it is necessary to point out that the most suitable application of this sorting technique would be the use of a collimator system arranged in the form of an $n \times m$ matrix. A magnetic core storage system could then be employed. This would very much simplify the problem of addressing if selected solar cells were used for the job. However, with regard to these cells, several improvements are to be desired, particularly as far as higher sensitivity and faster pulse response is concerned. Until now, the manufacturers have not provided the market with such photovoltaic cells.

A very brief summary has been given here of the problems connected with this type of sorting principle. A complete report will appear in the very near future, including the auxiliary equipment. However, it can already be concluded that the stability problem has been solved, including the temperature variation difficulty. It is hoped that improved solar cells for fast pulsed work will appear soon, so that the matrix P.H.A. could be applied to nuclear spectroscopy as well as to mathematical machines.

REFERENCES

- (BCS 53) BERNSTEIN W., CHASE R. and SCHARDT A. W., *Rev. Sci. Instr.* **24**, 437 (1953).
- (CB 56) CAVANAGH P. E. and BOYCE D. A., *Rev. Sci. Instr.* **27**, 1028 (1956).
- (CR 54) CUNNINGHAM J. A. and REAVES F., *NBS Report* 3258 (1954).
- (FFS 51) FRANK S. G. G., FRISCH C. R. and SCARROTT G. G., *Phil. Mag.* **42**, 603 (1951).
- (Ga 54) GATTI E., *Nuovo Cimento* **11**, 153 (1953).
- (Gå 56) GÅSSTRÖM R. V., *Physica* **22**, 619 (1956).
- (Gå 57) GÅSSTRÖM R. V., *Nuclear Instruments* **1**, 75 (1957).
- (GJRW 53) GHIORSO A., JAFFEY, ROBINSON and WEISSBOURD, *Nat. Nuclear Energy Series, Div. IV*, 14B, No. 16, 8 (1953).
- (Gl 49) GLENN W. E., *Nucleonics* **4**, No. 6, 50 (1949).

²⁾ See short communication made by the author at the end of Session IX.

- (GM 55) GALLAGHER J. D. and Mc KIBBEN J. L., *La-1917* (1955).
(Ha 57) HANSEN N. R., *Journ. Sci. Instr.* **34**, 402 (1957).
(Hi 53) HINE G. J., *Nucleonics* **11**, No. 10, 68 (1953).
(Ho 58) HOOGENBOOM A. M., *Nuclear Instruments* **3**, 57 (1958).
(HRWZ 54) HUNT W. A., RHINEHART W., WEBER J. and ZAFFARANO D. J., *Rev. Sci. Instr.* **25**, 268 (1954).
(HS 51) HUTCHINSON G. W. and SCARROTT G. G., *Phil. Mag.* **42**, 792 (1951).
(Ka 58) KANDIAH K., *Nuclear Instruments* **2**, 112 (1958).
(Ma 47) MAEDER D., *Helvetica Physica Acta* **20**, 139 (1947).
(PB 54) PORTER F. M. and BORKOWSKI C. J., *Nucleonics* **12**, 55 (1954).
(Pi 58) PIEPER G. F., Jr., Session III of this Symposium, p. 225.
(RL 57) RUSSEL J. T. and LEFEVRE H. W., *Nucleonics* **15**, No. 2, 76 (1957).
(SM 56) SCHUMAN R. W. and Mac MAHON J. P., *Rev. Sci. Instr.* **27**, 675 (1956).
(SPR 56) SCHULTZ H. L., PIEPER G. F. and ROSLER L., *Rev. Sci. Instr.* **27**, 437 (1956).
(Ti 47) TITTERTON E. W., United Kingdom Patent 639283 (1950), Application 1947.
(Wa 49) WATKINS D. A., *Rev. Sci. Instr.* **20**, 495 (1949).
(Wi 49) WILKINSON D. H., *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **46**, 508 (1949).

SESSION V

CONTROLE DES REACTEURS: MESURES
REACTOR CONTROL: MEASUREMENTS

ORIENTATION DU CONTRÔLE DES REACTEURS

CONTRÔLE UNIQUE PAR LA TEMPERATURE

J. WEILL - DÉPARTEMENT D'ELECTRONIQUE, CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE
SACLAY (FRANCE)

Les techniques du contrôle des réacteurs nucléaires ont été sans cesse perfectionnées au cours de ces dix dernières années. Plutôt que de faire le point sur l'état actuel de ces techniques nous envisagerons quelques voies d'avenir permettant d'améliorer les performances techniques et économiques, ainsi que la sécurité des réacteurs.

La mesure de la puissance d'un réacteur se fait encore et partout par la voie neutronique, de nombreux types de chambres d'ionisation ont été réalisés ainsi que les amplificateurs associés à ces chambres. La mesure du flux neutronique est en fait un élément annexe dans un réacteur énergétique, elle n'est préférée à la mesure de puissance thermodynamique que parce que cette dernière est affligée de deux défauts graves qui sont :

- (a) Une grande constante de temps due à l'inertie thermique de la grande masse du milieu multiplicateur.
- (b) Une possibilité de mesure sur un nombre de décades trop réduites.

Aussi l'ingénieur chargé du contrôle d'un réacteur nucléaire pense-t-il avec raison que seule la mesure de la puissance neutronique lui permettra de contrôler le démarrage du réacteur et d'effectuer les mesures de périodes indispensables au maintien de la sécurité.

Quelles que soient les performances actuelles des chambres d'ionisation, il est cependant assez déconcertant d'employer des appareils de ce type dont la puissance de sortie est de l'ordre de 10^{-3} watts au maximum pour contrôler un ensemble dont la puissance peut atteindre quelque 10^8 watts. Cet énorme écart qui nécessite la présence d'amplificateurs toujours délicats doit faire réfléchir les chercheurs. Nous nous devons donc d'examiner s'il n'est pas de moyens d'augmenter considérablement le courant donné par les chambres d'ionisation ou encore d'envisager de nouveaux instruments ayant les performances d'étendue de mesure et de rapidité des chambres d'ionisation mais délivrant des puissances plus importantes susceptibles d'actionner des amplificateurs plus simples et sûrs de fonctionnement.

Quelques voies sont sans doute susceptibles d'être examinées dans ce sens en constatant qu'une chambre d'ionisation actuelle n'utilise qu'une fraction infime de l'ionisation qui se produit dans le réacteur. L'utilisation de chambres d'ionisation de volume considérable est peut être possible si l'on songe à l'inclure dans la construction, ce qui serait peut être particulièrement aisé dans les réacteurs refroidis au gaz. Pour donner un exemple, on pourrait chercher à utiliser le courant qui circule entre une barre d'uranium et son support (Fig. 1). D'autres idées de ce genre devront évidemment être envisagées, en particulier dans les réacteurs refroidis par l'eau lourde ou légère.

Dans les voies plus classiques on pourra faire des recherches sur l'utilisation des semi-conducteurs ou encore augmenter la durée de vie et l'efficacité des compteurs à étincelles dont la puissance de sortie est dès maintenant près de 1.000 fois plus importante que celle des chambres d'ionisation.

Une autre solution consisterait à se passer complètement de la mesure du flux neutronique. Nous allons en examiner la possibilité. Le réglage de la puissance du réacteur se fait par des barres absorbantes et parfois par mouvement d'éléments

combustibles ou modérateurs. Ce réglage se fait automatiquement ou manuellement à partir des indications de puissance, de période ou de température; parmi ces trois variables la seule qui contienne implicitement les deux autres est la température. La température des éléments combustibles ou du fluide de refroidissement est à débit de ce fluide constant une indication des plus précieuses dont la mesure est plus simple que celle des chambres d'ionisation, malgré les puissances encore très faibles délivrées par les différents modèles de sondes de température.

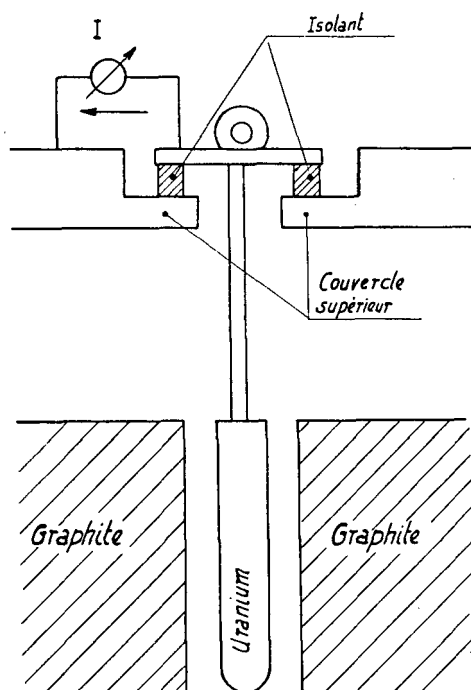


Figure 1

L'inertie thermique des éléments combustibles est généralement suffisamment faible dans un réacteur hétérogène pour permettre d'envisager même une mesure de période à partir des indications de température. Les seuls problèmes qui subsistent sont le démarrage du réacteur et le contrôle de la période durant ce démarrage. Nous allons essayer de démontrer qu'il est possible de démarrer un réacteur sans contrôler ni la puissance ni la période, et ceci en utilisant les propriétés cinétiques du réacteur lui-même.

Contrôle par la température

Le réacteur devra pouvoir atteindre la puissance compatible avec une mesure possible de la température sans être le siège, soit d'une divergence prompte, soit d'une montée trop rapide de la température, ces deux critères permettant d'assurer la bonne tenue du réacteur.

Le premier de ces critères, la divergence prompte, sera facilement écarté si l'on s'arrange pour obtenir la criticalité dans le seul domaine où les mesures de tempé-

rature sont possibles. Autrement dit il faudra augmenter la puissance du réacteur en restant aussi longtemps que nécessaire en régime sous-critique.

Sans refaire les calculs correspondants pour lesquels on pourra se reporter à l'article «Problème de la vitesse des barres de contrôle dans un réacteur nucléaire» à paraître dans *Control Engineering* et paru dans *Automatisme*(1), on peut démontrer que la puissance n_D de divergence d'un réacteur est de la forme

$$n_D = \sqrt{\frac{\pi}{2a}} \cdot A \quad (1)$$

où a est la vitesse des barres de contrôle supposées ici retirées à vitesse constante et $A = \frac{n_0 \rho_0}{\sqrt{\tau}}$ caractérisant le réacteur à l'arrêt, n_0 étant la puissance résiduelle, ρ_0 l'antiréactivité totale des barres de réglage et de sécurité et $\tau = \tau_0 + \sum \frac{\beta_i}{\lambda_i}$ la vie moyenne tenant compte des neutrons retardés. On voit d'après la formule (1) que la puissance de divergence sera d'autant plus grande que la vitesse des barres sera elle-même plus faible; en choisissant convenablement cette vitesse on pourra obtenir une divergence uniquement vers une puissance donnant un accroissement mesurable de la température c'est-à-dire pour un réacteur énergétique chaud à partir d'une puissance de l'ordre de $\frac{n_{\max}}{10^4}$ si le refroidissement est totalement supprimé durant cette phase de démarrage. Ceci nous donne d'après (1)

$$a < \frac{\pi A^2 \cdot 10^8}{2 (n_{\max})^2} \quad (2)$$

d'où pratiquement

$$a < \frac{A^2 \cdot 10^8}{(n_{\max})^2} \quad (3)$$

A titre d'exemple, si on examine un réacteur de 100.000 KW où τ serait de 10^{-1} , ρ_0 de $6 \cdot 10^{-2}$ et n_0 de 100 watts, on a pour «a» d'après (3) une valeur de $4 \cdot 10^{-6}$, valeur relativement convenable mais nécessitant néanmoins 4 heures environ pour rendre le réacteur critique.

On a donc pu ici démarrer un réacteur en «aveugle» sans néanmoins diverger en «aveugle» uniquement en prenant les précautions suivantes:

- 1) Assurer une puissance résiduelle de 100 watts au moyen éventuel de sources de neutrons.
- 2) Assurer une vitesse très faible de retrait des barres absorbantes.
- 3) Assurer l'absence de refroidissement avant la divergence.

De plus, il faut accepter des temps de démarrage assez longs et avoir la possibilité de continuer la montée en puissance en faisant intervenir le refroidissement progressivement, d'où un asservissement du refroidissement à la température.

Aucune de ces conditions n'est prohibitive, elles jouent au contraire dans le sens de la sécurité; seul le temps de démarrage est discutable — encore qu'il s'agisse ici de réacteurs énergétiques, c'est-à-dire destinés à marcher de nombreux mois sans arrêt et pour lesquels ce temps de démarrage est donc négligeable. De tels temps sont d'ailleurs déjà le fait des réacteurs anglais de Calder Hall et des réacteurs G2 et G3 de Marcoule. Sur la courbe de la Figure 2 on peut pour chaque réacteur trouver la puissance de divergence en fonction de la vitesse des barres.

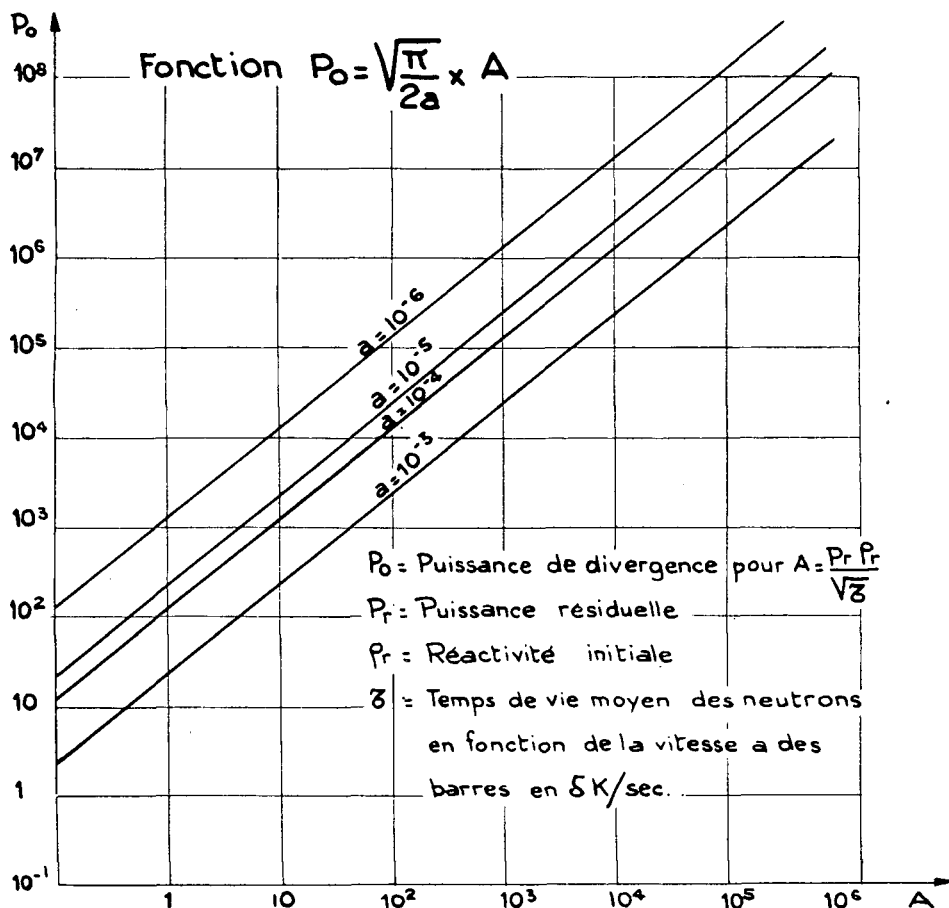


Figure 2

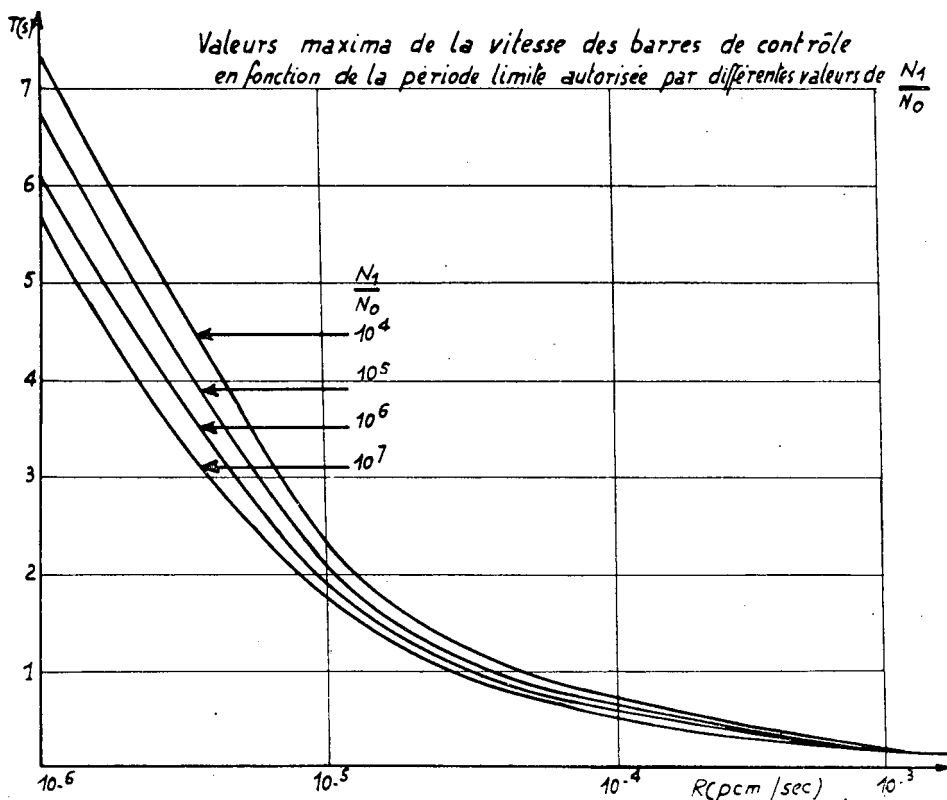
Ajoutons que cette faible vitesse de barres est compatible avec une bonne sécurité. Il est en effet parfaitement possible de limiter la vitesse des barres par l'emploi, par exemple, de moteurs à vitesse maximum limitée par la fréquence d'alimentation. Il reste à examiner le cas où le mouvement de retrait des barres n'obéit plus à l'opérateur ou au programmeur et continue à se produire au delà de la divergence. Ici encore on peut montrer (voir pour les calculs le rapport cité plus haut ainsi que H. W. Newson O.R.N.L. 1957) que la période atteinte par le réacteur sera au passage à la puissance maximum

$$T > \sqrt{\frac{\tau_0}{2a \log \frac{n_{\max}}{n_0}}} \quad (4)$$

où τ_0 est la vie moyenne des neutrons prompts.

L'application à notre exemple précédent avec $\tau_0 = 10^{-3}$ sec et $\frac{n_{\max}}{n_0} = 10^4$ donnera pour une vitesse de barres de $4 \cdot 10^{-6}$ une période maximum de 5 secondes,

comme on peut le constater sur la Figure 3. Ceci revient à dire que même en cas d'absence ou de panne du système mesurant la période, la puissance maximum sera atteinte et dépassée avec une période encore suffisante pour que le seul déclenchement des barres de sécurité par excès de puissance ou de température suffise dans tous les cas à provoquer un arrêt convenable du réacteur sans dépassement notable de la puissance ou de la température nominale.



Il est cependant évident que les variations du débit de fluide de refroidissement peuvent, surtout dans le cas d'un réacteur à grand coefficient de température, provoquer des effets d'augmentation de la réactivité. Il conviendra donc de rendre ce phénomène suffisamment lent même s'il est accidentel pour que les vitesses d'introduction de réactivité par seconde soient du même ordre que les vitesses calculées pour le retrait des barres.

Ajoutons que les faibles vitesses de barres ainsi que celles de variation de débit traduite en unités équivalentes de réactivité par seconde constituent une bonne protection des barreaux de combustible dans les réacteurs hétérogènes.

On peut en effet démontrer (voir calculs dans le rapport cité précédemment) que la variation maximum de température des barreaux est liée à «a» par la formule

$$a < \alpha \cdot \left(\frac{d\Theta}{dt} \right)_{\max} \quad (5)$$

où α est le coefficient de température du combustible seul. Toujours dans l'application que nous avons envisagée on trouve que pour $a = 4 \cdot 10^{-6}$, $\frac{d\Theta}{dt}$ sera inférieur à 0,25 degré par seconde, valeur qui satisfait les métallurgistes.

Nous venons ainsi de mettre en évidence trois raisons qui non seulement militent en faveur de faibles vitesses des barres, mais qui permettent également d'envisager un contrôle de réacteur uniquement à partir de la température du combustible.

Il y a là une possibilité d'avenir particulièrement intéressante pour des réacteurs de production de grande série dont le contrôle et l'appareillage seraient grandement simplifiés. Le réacteur sera ainsi comparable à une chaudière ordinaire.

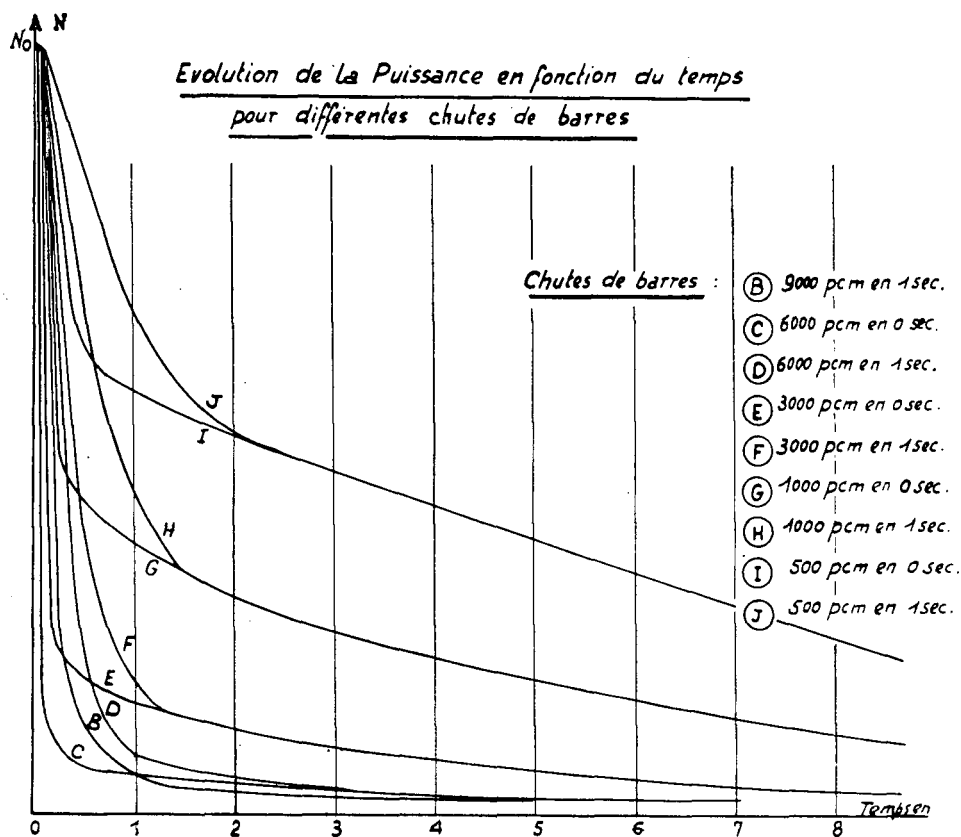


Figure 4

Les courbes de la Figure 4 montrent l'influence de la vitesse d'injection des barres sur l'évolution de la puissance par rapport au temps, on peut y voir que la vitesse d'injection est moins importante que l'antiréactivité injectée et que cette dernière ne fait plus gagner grand chose à partir d'une valeur de l'ordre de $6 \cdot 10^{-2}$. Sur la Figure 5 on peut voir les élévations de température correspondante sur les barreaux d'uranium pour différents accidents de refroidissement. Là encore on peut voir

Élévation de température à la suite d'un accident de réfrigération

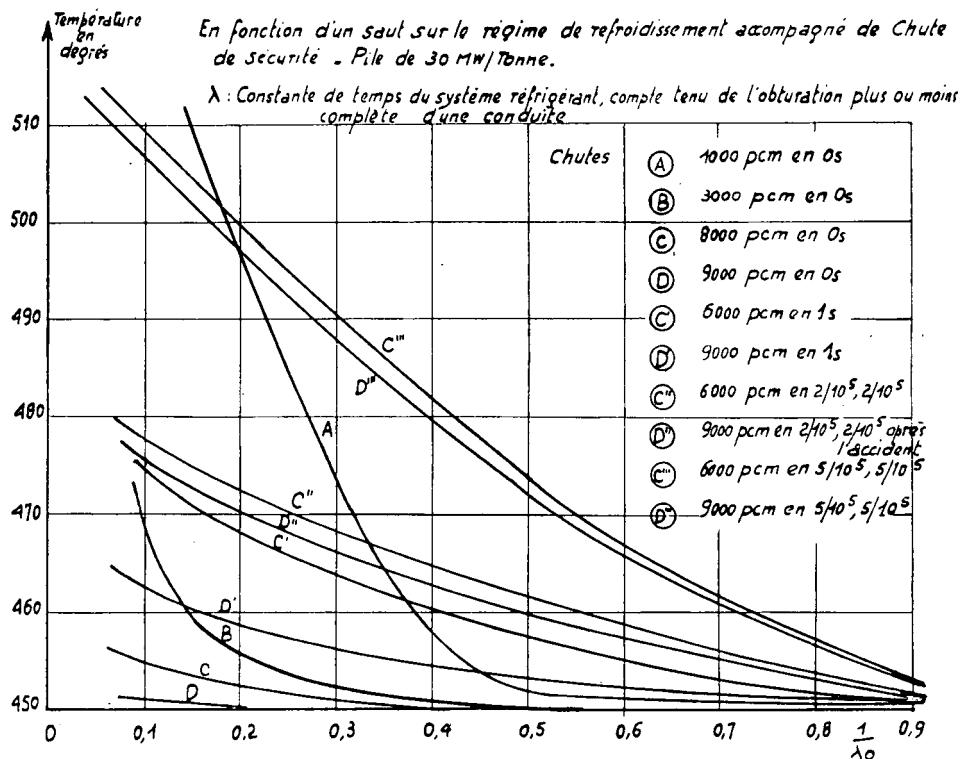


Figure 5

que les retards au déclenchement (courbes C'' C''' D'' D''') sont plus nuisibles que les temps d'injection et ces retards doivent donc être réduits autant que possible.

Les retards au déclenchement dus à la seule mesure de la température nous indiquent que pour limiter l'augmentation de température à une valeur de l'ordre de 30° C à la suite d'une diminution de 80% du refroidissement, il faudra et suffira d'injecter (C'') $6 \cdot 10^{-2}$ d'antiréactivité en $2/10^5$ de seconde avec un délai de $2/10^5$ de seconde.

Toutes ces valeurs sont compatibles avec les possibilités de la mesure des températures au point de vue du temps de réponse. Ceci indique également que les barres ultrarapides sont inutiles, mais que la chute libre en 1 sec. risque d'amener des dépassements de température supérieurs mais souvent tolérables.

Un gros effort mérite donc d'être fait du côté de la mesure des températures et dans la conception du réacteur afin de réduire les opérations et le matériel de contrôle, d'où une économie du réacteur. Encore nous n'avons exposé ici qu'un aspect de cette question.

Il peut paraître paradoxal d'entendre à notre époque où règne l'électronique, proposer des solutions réduisant considérablement l'appareillage électronique des réacteurs; mais un simple regard sur les monstrueuses installations de contrôle

de nos réacteurs nous montre que nous devons tendre vers la simplification, et demander à nos réacteurs plutôt une sécurité intrinsèque qu'une sécurité basée sur des appareils de contrôle, aussi bons et aussi nombreux soient-ils.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) BRAFFORT P. et WEILL J., *Automatisme* 3, 405 (1958).

TRANSIENTS IN LOGARITHMIC COUNT-RATE AND PERIOD METERS

BRUCE B. BARROW*) - HYCON EASTERN, INC., CAMBRIDGE, MASSACHUSETTS (U.S.A.)

AND

ROBERT MAITLAND - GENERAL ELECTRIC COMPANY, CINCINNATI, OHIO (U.S.A.)

Introduction

It has been found desirable and practical, in designing automatic control devices for starting nuclear reactors, to measure flux transients at extremely low flux levels, using the output from neutron-counting circuits. In general, a logarithmic count-rate circuit is used, and the logarithmic indication of flux thus obtained is differentiated electrically to yield an indication of the period of the reactor flux.

The special problem that arises when a period meter is built around a logarithmic count-rate meter is random fluctuation of the meter output, or noise. This noise is inseparably associated with the quantity being measured, for it arises in the randomness with which neutrons are detected in a fission counter or equivalent device. To reduce this noise requires, in general, measurement over a larger number of neutron detections, which means measurement over a longer time, i.e., slower transient response, assuming that counter sensitivity cannot be increased. It is possible, however, to achieve a good compromise between quick response and low noise, and the procedure for achieving such a compromise has been discussed in earlier papers(1), (2).

This paper cannot easily be studied by one who is wholly unfamiliar with its predecessors. To write it otherwise would have required long repetitions that no editor could accept. This paper begins, therefore, where the others ended. Several classes of differentiating networks are analyzed in connection with the general problem of differentiating a signal while filtering out undesired wide-band noise. An indication of the relative quality of performance is given, and confirmed quantitatively for the log-diode period meter. Experimental measurements of transient performance are reported, and these confirm the predictions from theory. The experiments involved both a simple log-diode circuit and an entire period meter. Transient inputs were obtained from an exponential-current generator and, later, from a reactor simulator operated with various reactivity inputs.

Differentiating-Network Design

A. General Properties

At least two types of logarithmic count-rate circuits have been used in period meters. The first of these, the log-diode circuit, consists essentially of a logarithmic diode (usually a vacuum diode operated in the logarithmic region of its current-voltage characteristic) in parallel with a capacitor. An electric charge is dumped on to this capacitor each time a neutron is detected, and the current leak through the diode causes a voltage that is more or less proportional to the logarithm of the counting rate. The important properties of this circuit are known(2).

The second type of logarithmic count-rate circuit consists of the parallel combination of a number of diode pump circuits with staggered time constants. Cooke-Yarborough and Pulsford have published an admirable study(3), both theoretical and experimental, of this circuit, but the results do not include expressions for,

Now on leave with the SHAPE Air Defense Technical Center, the Hague.

for example, transient response or bandwidth of the randomly fluctuating output signal. An analysis in depth for these properties seems to be quite difficult, though it would be of considerable value to the designer of period meters.

It is clear, however, that the behavior of the two circuits is similar, qualitatively, in two important (and related) respects — both circuits have faster transient response at higher count-rates, and both circuits exhibit more rapid fluctuations in measured counting rate when operating at higher count-rates.¹⁾ A differentiating network used with either type of logarithmic count-rate circuit to measure period must therefore perform a dual function — it must differentiate the low-frequency portion of the voltage output of the count-rate circuit, and it must suppress the high-frequency fluctuations or noise. Various differentiating networks and their relative effectiveness in this dual role are discussed in what follows.

B. The Ideal Differentiator

The complex-frequency function of a perfect differentiator is

$$H_{id}(s) = s \quad (1)$$

where s represents complex frequency ($j\omega + \sigma$). If $j\omega$ is substituted for s in Equation 1, the result expresses the fact that a perfect differentiator has a phase response of $+90^\circ$ for all frequencies, and an amplitude response that is proportional to frequency. Such a device is not physically realizable, for no circuit can continue to maintain output proportional to frequency, regardless of how much the frequency is increased. On the other hand, for the reasons noted above, it is desirable that the differentiating network used in a period meter differentiate only low frequencies, and attenuate high frequencies. Such networks are physically realizable.

C. Practical Differentiating Network

Let us therefore consider the following functions representing realizable differentiating networks, listed in increasing order of complexity:

$$H_1(s) = a_1 s / (s + a_1) \quad (2)$$

$$H_2(s) = a_2^2 s / (s + a_2)^2 \quad (3)$$

$$H_3(s) = (a_3^2 + b_3^2) s / [(s + a_3)^2 + b_3^2] \quad (4)$$

$$H_4(s) = (a_4^2 + b_4^2) c s / (s + c) [(s + a_4)^2 + b_4^2] \quad (5)$$

The a 's, b 's, and c are real constants. Each function, at low frequencies, is that of a differentiator. This may be seen by letting s approach zero. Except for the first, each offers attenuation at high frequencies, as may be seen by letting s increase without limit.

The function of Equation 2 is that of the simplest realizable differentiating network, which may be built from one resistor and one capacitor (see Fig. 4a). Physical realization of the other functions is discussed below. The differential equation corresponding to Equation 3 is of second order, critically damped. Those corresponding to Equation 4 and 5 are of second and third order, respectively, somewhat under-damped.

¹⁾ In the log-diode circuit the amplitude of the fluctuations in the voltage output remains constant as counting rate varies. At the same time the bandwidth of the frequency spectrum of these fluctuations remains proportional to the counting rate. In the multiple-pump circuit the amplitude of the fluctuations in voltage output decreases somewhat with increasing counting rate. At the same time the fluctuations become more rapid, since the short-time-constant pumps dominate at high counting rates.

D. Choice of Parameters

To compare the different types of analog differentiators defined by Equations 2 through 5, some arbitrary criteria had to be set up. First, it was decided to set a 15-second solution time (defined as the time required for the output of the network to reach within 10% of steady-state value when the input is a ramp, i.e. a quantity that increases linearly with time). This is sufficient to fix a_1 and a_2 . The ramp response corresponding to Equation 2 is

$$f_1(t) = 1 - \exp(-a_1 t) \quad (6)$$

and the constraint of 15-second solution time requires that

$$a_1 = 0.153/\text{sec}. \quad (7)$$

The ramp response corresponding to Equation 3 is

$$f_2(t) = 1 - (1 + a_2 t) \exp(-a_2 t) \quad (8)$$

and the constraint of 15-second solution time sets

$$a_2 = 0.259/\text{sec}. \quad (9)$$

The ramp response corresponding to Equation 4 is of the form

$$f_3(t) = 1 + (a_3^2/b_3^2 + 1) \exp(-a_3 t) \sin(b_3 t - \tan^{-1} b_3/a_3) \quad (10)$$

Here we must place two constraints to define the constants. If $f_3(t)$ is allowed an overshoot of no more than 10%, then we get, by solving for the first maximum of $f_3(t)$,

$$-a_3 \pi/b_3 = \ln 0.1 = -2.30 \quad (11)$$

The further requirement of a 15-second solution time sets

$$a_3 = 0.0916/\text{sec}. \quad (12a)$$

$$b_3 = 0.125/\text{sec}. \quad (12b)$$

To fix the constants in Equation 5 it was decided to choose for analysis a differentiating network corresponding to a Butterworth(4) low-pass filter. Such a network has an amplitude response at low frequencies that is extremely linear (the second through the sixth derivatives of $|H_4(j\omega)|$ are zero at the origin). This choice implies the constraints:

$$c^2 = a_4^2 + b_4^2 = 4a_4^2, \quad (13)$$

which, when applied to Equation 5 give

$$H_4(s) = \frac{c^3 s}{(s + c)(s^2 + cs + c^2)} \quad (14)$$

The ramp response corresponding to Equation 14 is

$$f_4(t) = 1 - \exp(-ct) - 1.155 \exp(-ct/2) \sin(0.866 ct), \quad (15)$$

and the requirement of a 15-second solution time sets

$$c = 0.220/\text{sec}. \quad (16)$$

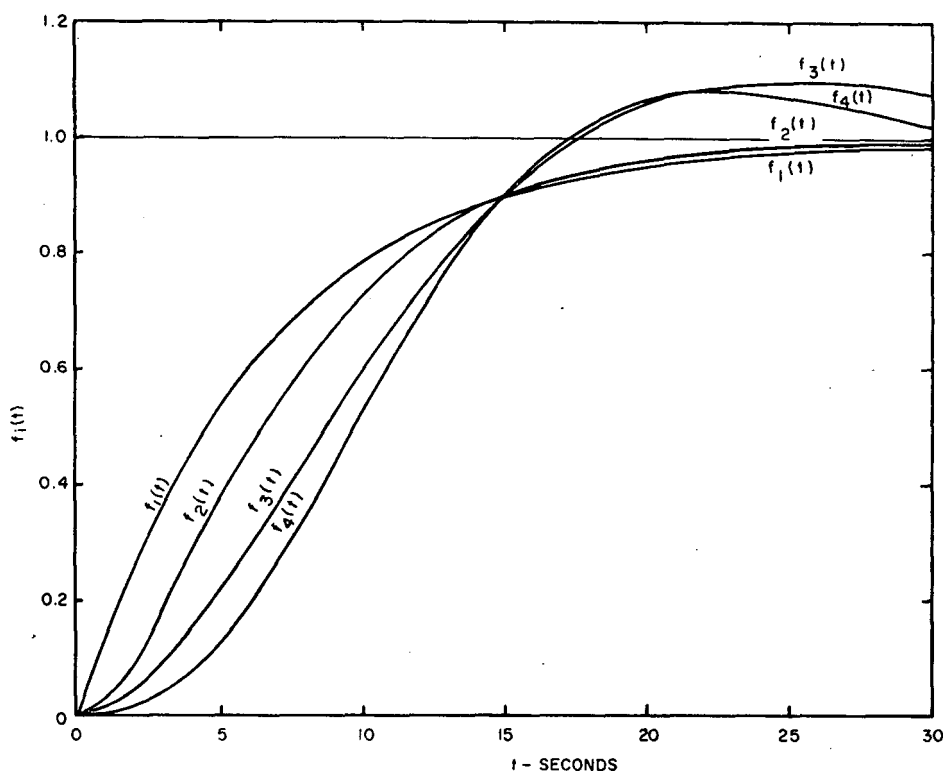


Figure 1

Transient-response functions of various differentiating networks with ramp input suddenly applied; parameters chosen for 15-second solution time.

The four ramp-response functions are shown together in Fig. 1. This figure gives a clear comparison of the transient response properties of the four types of networks. If, for any application, a solution time other than 15 seconds is desired, it is only necessary to multiply the above constants by $15/x$, where x is the desired solution time, in seconds.

E. Amplitude Response of Various Differentiating Networks

The amplitude-response functions of the four types of networks are shown in Fig. 2. For each case the straight-line asymptotes are also given. The curves are obtained by setting $j2\pi f$ in place of s in each of Equations 2, 3, 4 and 5, and by taking the absolute value of the result.

All four cases are seen to approach the response of the ideal differentiator, $2\pi f$, at low frequencies. The function of Case 1, $H_1(f)$, derived from Equation 2, offers no attenuation to high frequencies. The "breakpoint" frequency, at which the high-frequency and low-frequency asymptotes cross, is 0.024 c/s.

The function of Case 2, derived from Equation 3, attenuates high frequencies in inverse proportion to the frequency. This curve is symmetric about its maximum (0.0168 or -17.8 db), at a resonant frequency of 0.041 c/s.

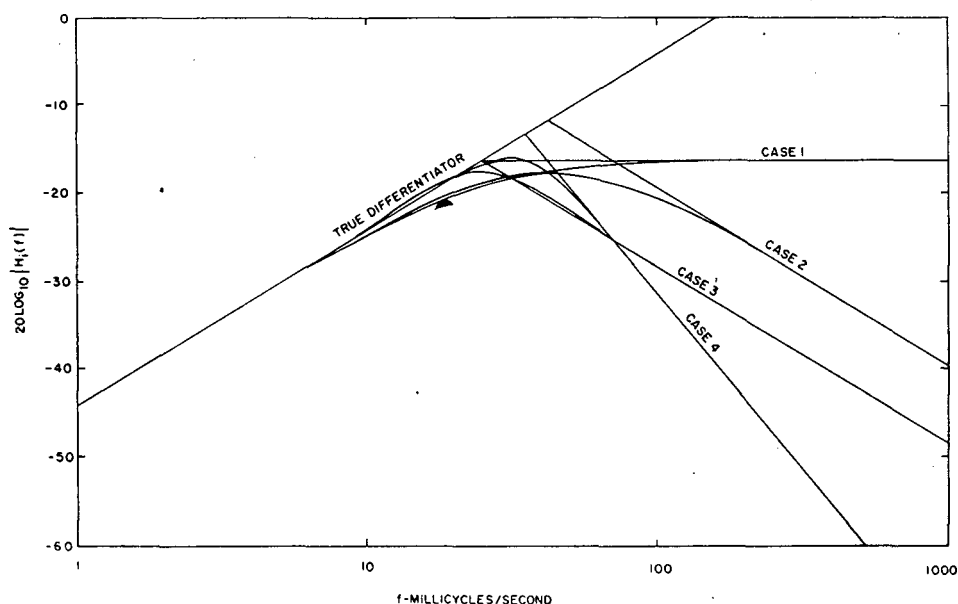


Figure 2

Frequency-response functions of various differentiating networks, together with straight-line asymptotes.

Comparison with the function of Case 3, derived from Equation 4, is interesting. The latter function is also symmetric about its maximum (0.0173), and this maximum is almost exactly equal to that of Case 2. It occurs, however, at 0.025 c/s, a much lower frequency. It is clear that the filter of Case 3 provides noticeably better discrimination than does the Case 2 filter against interfering signals at higher frequencies. The function of Case 4, derived from Equation 5, on the other hand, resonates at a slightly higher frequency (0.031 c/s), and has a higher peak value. A filter of this type will, therefore, be somewhat inferior to a Case 3 filter, even though the high-frequency portion of the response curve falls off faster, i.e., as $1/f^2$.

When making comparisons of this type from Fig. 2, it must be remembered that the logarithmic scales tend to give a distorted picture. The response of the various filters to wide-band noise would be more easily seen if the frequency-response curves were plotted with linear axes. Such a plot would show the advantage of the low resonant frequency of Case 3, and the comparative unimportance of the rapid high-frequency cutoff of Case 4 when this is obtained together with a higher resonant frequency.

The conclusion that Case 3 is the best of those examined here is valid in general when a differentiating network is to be used to reject high-frequency interference as well as to differentiate. It therefore applies whether a log-diode circuit or a multiple-pump circuit is used to precede the differentiating network.

F. Performance with Log-Diode Circuit

The performance of the various differentiating networks when operated with a log-diode circuit can be judged by examining the output fluctuations in indicated period at various steady-state counting rates. To describe these fluctuations, due

entirely to the random nature of the neutron-detection process, it has proved convenient to work in terms of the growth factor, a variable that is proportional to the reciprocal of the period. The magnitude of the fluctuations may be determined in each case by solving the integral

$$\text{var}(\gamma) = \int_0^{\infty} \frac{nQ^2}{\pi} \cdot \frac{1/C^2}{\omega^2 + (nQ/AC)^2} \cdot \frac{|H_i(j\omega)|^2}{A^2} d\omega, \quad (17)$$

where $\text{var}(\gamma)$ denotes the variance (mean-square fluctuation about the mean) of the measured growth factor. The factor nQ^2/π is the power density spectrum of the input to the log-diode circuit, a series of short current pulses, each of charge Q , occurring randomly at an average rate of n pulses per second. The second of the three factors in the integrand is the squared magnitude of the frequency-response function of the log-diode circuit, or, rather, of its linear approximation, which varies with n . The last of the three factors involves $H_i(j\omega)$, the frequency-response function of a differentiating network, and A , the log-diode constant, which is needed for calibration. If A is expressed in volts/neper, then γ , the growth factor, will be expressed in nepers/second, and will be equal to the period reciprocal. The whole integrand gives the power density spectrum of the output from the period meter (the measured growth factor), and integrating over all frequencies gives the variance. The derivation of Equation 17 and its physical significance have been discussed in more detail in an earlier paper(1).

The integral of Equation 17 has been solved for each of the types of differentiating network considered above. $H_i(j\omega)$ is obtained by setting $j\omega$ for s in each of Equations 2 through 5. For Case 1, the simple differentiating circuit of Equation 2,

$$\text{var}_1(\gamma) = a_1^2 QN/2AC(a_1 + N), \quad (18)$$

where for convenience the count-rate variable

$$N \equiv nQ/AC \quad (19)$$

is introduced. For Case 2, second-order differentiating network, critically damped (from Equation 3),

$$\text{var}_2(\gamma) = a_2^3 QN/4AC(a_2 + N)^2. \quad (20)$$

For Case 3, a second-order differentiating network, underdamped (from Equation 4),

$$\text{var}_3(\gamma) = (a_3^2 + b_3^2)^2 QN/4a_3AC(a_3^2 + 2a_3N + N^2 + b_3^2). \quad (21)$$

For Case 4, a third-order, Butterworth-type differentiating network (from Equations 5 and 13),

$$\text{var}_4(\gamma) = c^3 QN(2c + N)/6AC(c + N)(c^2 + cN + N^2). \quad (22)$$

Fig. 3 shows plots of the standard deviation (square root of variance) of measured growth factor as a function of count-rate, for each of the above cases. Here AC/Q has been taken equal to 20, a practical value for a well designed period meter(2). Fig. 3 confirms, for the log-diode period meter, the deductions made from Fig. 2.

The differentiating circuit of Case 3 is seen to be the best, both because the peak of the random interference occurs at a lower counting rate and because the interference at all counting rates is less than for the other cases.

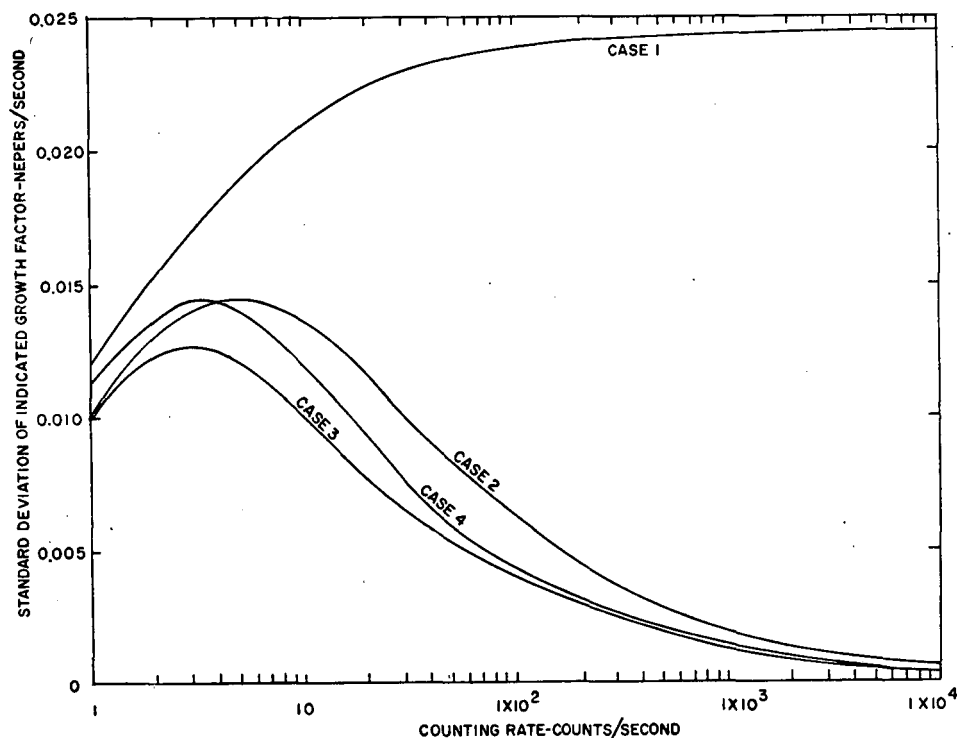


Figure 3

Standard deviation of indicated growth factor vs count rate, for log-diode period meters using various differentiating networks.

G. Realizability of Differentiating Networks

The above analysis is of use only if the mathematical functions of Equations 2 through 5 can be realized in practical networks. Figure 4 shows the essential elements of various differentiating networks having response functions (except for constant multipliers) discussed above.

The simple differentiating circuit of Fig. 4a has the transfer function of Equation 2. It is the simplest and most common differentiating network, and is of use wherever the filtering of high-frequency interference is not important.

The network of Fig. 4b realizes the function of Equation 3. It can be built with no difficulty. Drift in amplifier gain will, of course, affect period-meter calibration.

The network of Fig. 4c would realize the function of Equation 4, but the LC-product required to achieve the low resonant frequency (0.025 c/s) is hardly practical. Nor do mechanical filters offer an elegant solution at such low frequencies, though one could certainly be built. An active RC filter, on the other hand, is a possible solution. One such filter, which realizes the function of Equation 4, is shown in Fig. 4d. This network has the disadvantage, when compared with that of Fig. 4b, that drift in gain affects not only the calibration of the period meter, but also the shape of the frequency-response curve and the value of the resonant frequency. These effects are not pronounced, however, in a circuit that is as well damped as this one, and the

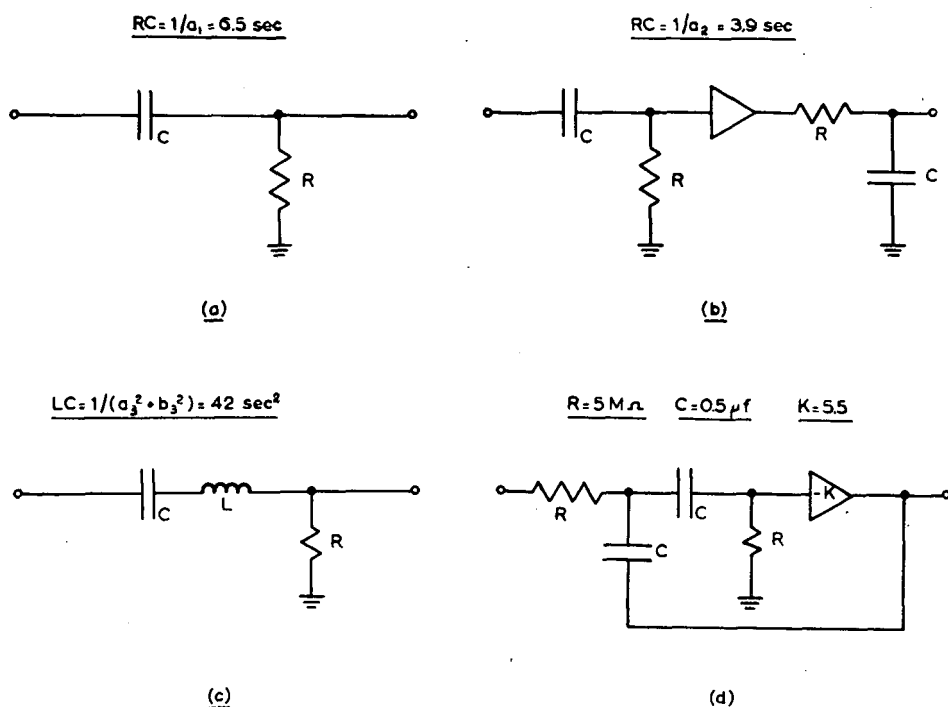


Figure 4

Possible circuit configurations for various differentiating networks.

difficulties with calibration probably remain the most serious. Furthermore, the low gain 5.5 may be realized with an amplifier that uses some feedback itself. An adjustable cathode resistor, for example, would provide both gain stabilization and a convenient means of correcting for long-term drift. Many other active RC filters could be designed to realize the function of Equation 4. A general study of various types and of the practical design problems has been made by Sallen and Key(5).

Experimental Measurements of Transient Response

A. Experimental System

In order to observe the transient response of a physical period-measuring circuit, and to confirm, if possible, earlier conclusions regarding period meter design, an experimental period-measuring system was constructed on an analog computer. A log-diode circuit was used, followed by a differentiating network with a frequency function of the type given in Equation 3. An exponential generator was used to provide various exponential inputs of current. A reactor simulator was also used, in place of the exponential generator, in order to study the response of the period-measuring system to ramp disturbances of reactivity.

The experimental system is illustrated schematically in Fig. 5. When used with a pulse input (from neutron-detecting device) the log-diode circuit is preceded by a 50-pf "bucket" capacitor, and the input pulses are 30 volts in amplitude. As a result, 0.0015 microcoulomb is dumped on to C_1 for each neutron detection (this is the charge Q , introduced in Equation 17). For the experimental study of transients, the

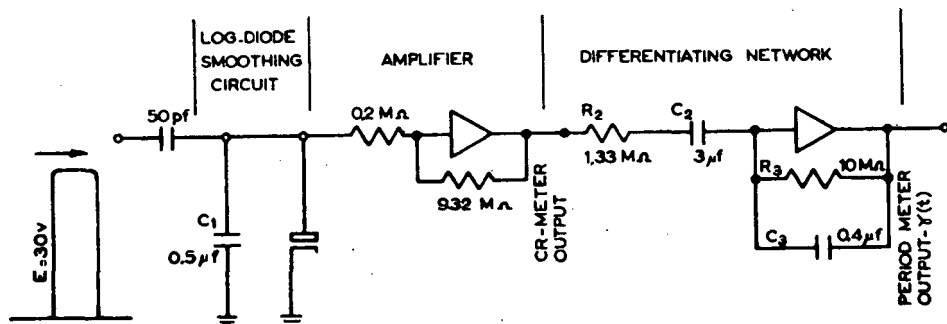


Figure 5
Experimental system used for transient-response studies.

bucket capacitor was by-passed, and a continuous-current input, $i(t)$, was provided to simulate the desired counting rate, according to the relation

$$i(t) = nQ. \quad (23)$$

The current-voltage relationship of the log diode is given by

$$e_b = A \ln Bi_b, \quad (24)$$

and the constant A , so defined, was equal to 0.1 volt/neper. Other system parameters are listed below:

$$\begin{aligned} C_1 &= 0.5 \text{ microfarad} \\ AC_1/Q &= 33.3 \\ R_2 &= 1.33 \text{ megohm} \\ C_2 &= 3 \text{ microfarads} \\ R_3 &= 10 \text{ megohms} \\ C_3 &= 0.4 \text{ microfarad.} \end{aligned}$$

The two amplifiers shown in Fig. 5 were elements of the analog computer. They had extremely high gain (about 10^8), high input impedance, and negligible output impedance in this application. When connected as shown, each provided a voltage transfer function that was the quotient of the impedance in the feedback loop divided by the series input impedance. The amplifier in the count-rate meter thus provides a simple voltage gain of 46.6. The differentiating network has a transfer function that reduces to

$$E_{out}(s)/E_{in}(s) = R_3 C_2 s / (R_2 C_2 s + 1)(R_3 C_3 s + 1), \quad (25)$$

which is the expression of Equation 3 with a numerator constant equal to 30 volts output per volt/sec input. The ramp response function of the differentiating network was measured and found to agree very closely with Equation 8, with $a_2 = 0.25/\text{sec}$.

The growth-factor output, $\gamma(t)$, is a voltage, and may be displayed on a voltmeter or used as a control signal in a feedback-control loop. The diode voltage resulting from an input growth factor of one neper/sec (period of one second) is a ramp with a slope of 0.1 volt/sec. Therefore, the output of the CR meter is a ramp with a slope of 4.66 volts/sec, and output from the differentiating network is 140 volts, corresponding to a growth factor of one neper/sec. This is the required calibration constant.

B. Transients in the Log-Diode Circuit

Exponential-current inputs of the type

$$i(t) = i_0 e^{t/T} \quad (26)$$

were impressed on the log-diode circuit. Measurements were made with the parameter K (defined as $i_0 T / C_1 A$) equal to 0.1, 0.5, 1, and 10. Fig. 6 shows test data

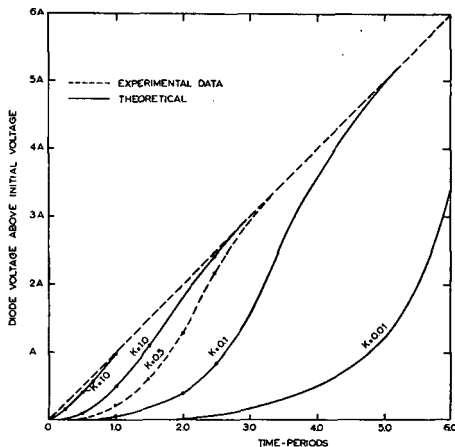


Figure 6

Response of log-diode smoothing circuit to exponentially increasing currents.

superposed on theoretical curves taken from Reference 2. The confirmation of the theory appears to be quite satisfactory.

C. Transients in Entire Period-Measuring System

A series of measurements was made to determine how well the entire period-measuring system would respond to exponential inputs, suddenly imposed. For example, a current input corresponding, by Equation 23, to

$$n = 4 e^{t/15}, \quad (27)$$

i.e. to a 15-second period (growth factor 0.067 neper/sec) initiated at 4 counts/sec, was imposed. The experimental record of this test is shown in Fig. 7. One observes that the output transient (in measured growth factor) has decayed to within 10% of final value by the time n has reached 90 counts/sec. The overshoot in growth factor reaches a maximum of only 0.086 neper/sec (11-second period), far from saturation. This response indicates considerable improvement over period meters built previously.

In the experimental system, spurious noise limited the largest detectable period. Response to a 100-second period could, however, be measured, and in this case only about 30 seconds was required to reach steady state.

To check short-period performance a current input corresponding to

$$n = 4 e^{t/3} \quad (28)$$

i.e. to a 3-second-period transient, was used.

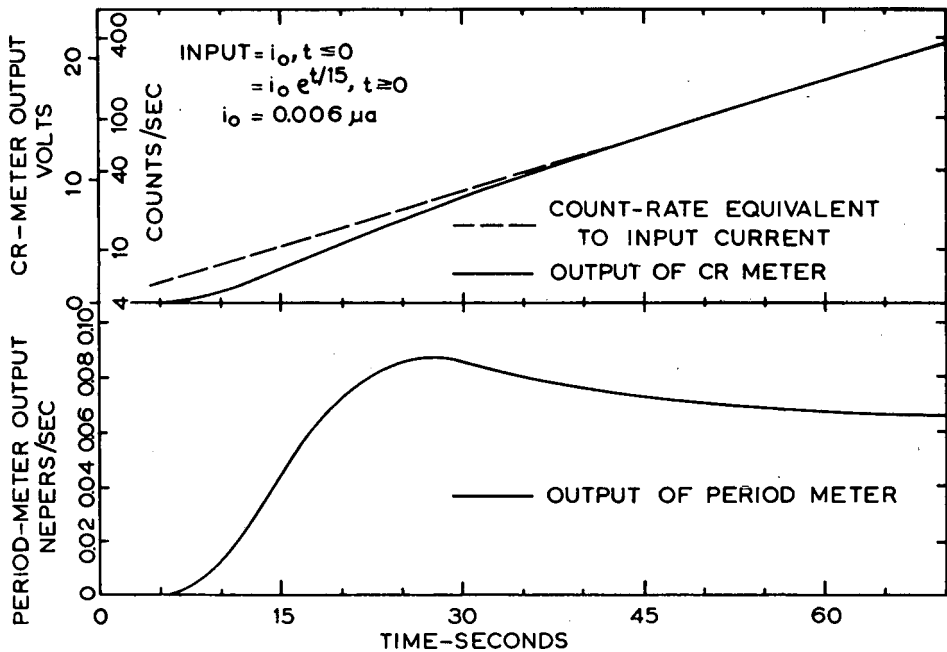


Figure 7

Transient-response curves recorded for experimental system; period of 15 seconds.

The experimental result is shown in Fig. 8. The three recordings are, from top to bottom, the exponential current input, the amplified log-diode voltage (the parameter K equals 0.36 for this case), and the differentiating-network output (measured growth factor). The exponential generator was limited to about two decades, but measured growth factor reached 90% of steady state within these two decades, i.e. within 14 seconds. It is also clear from the measured curve that overshoot would be very small — less than it was with a 15-second period. This happens because the curve of diode voltage, though more distorted, approaches the straight-line asymptote more quickly (in only 9 seconds), and because the very distortion, with an excessive slope for a short time, shortens the differentiating-network transient. It is clear that periods somewhat shorter than 3 seconds could be accurately measured.

Although the effect of distortion in the diode-current transient can be beneficial, K should not be allowed to become less than unity (approximately) for periods of the order of the differentiating-network solution time. If, for example, a 12-second period is initiated from 1 count/sec, the form of the diode transient will be as above (K equal to 0.36). From Fig. 6 it appears that a too steep slope in diode voltage will persist for longer than one period, i.e. for longer than 12 seconds. A much too high growth factor will thus be indicated by the period meter, and "scram" may be called for when all that was needed was patience. To avoid this type of response when operating with a reactor, a bias current, equivalent to two to four counts per second, should be kept on the diode.

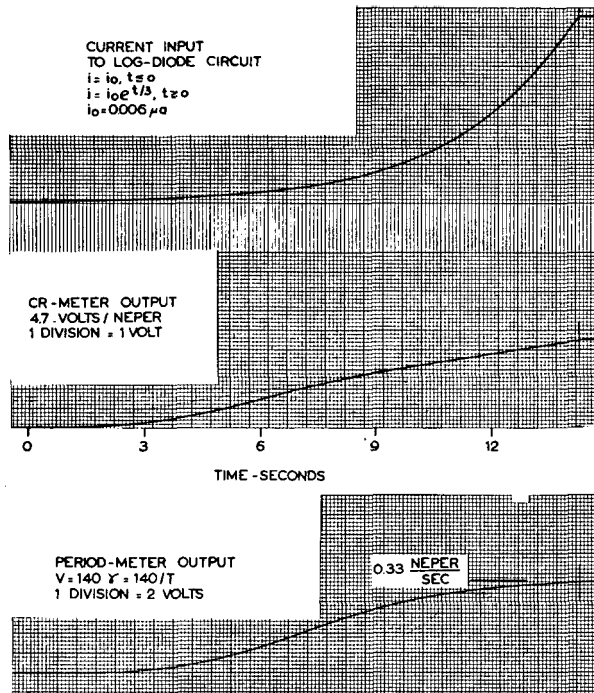


Figure 8

Transient-response curves recorded for experimental system; period of 3 seconds.

D. Transients with Reactor-Simulator Input

Determining the response of the period measuring system to exponential inputs is useful for the basic insight it gives into the working of the system. Since period

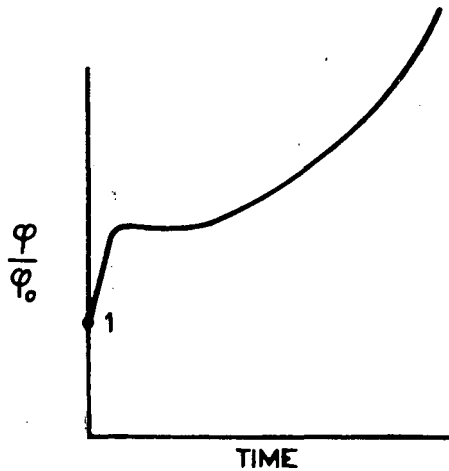


Figure 9

Growth of reactor flux following step increase in reactivity.

control is often effected by control rods that either remain stationary or move at constant speed, according to some control signal, it is of considerable practical interest to study the response of the period meter to ramp inputs of reactivity, $\delta k/k$, to the reactor. Here the effect of prompt neutrons is found to play an important part in overcoming the delay introduced by a period-measuring system.

Fig. 9 shows the flux response to an input step of reactivity. The instantaneous growth factor ($\dot{\phi}/\phi$) is initially very large, then becomes small and finally assumes a nearly constant value as the flux begins to grow exponentially. The effect is to give the period-measuring system a hard "push" somewhat in advance of the appearance of the period that will shortly be present.

A series of measurements was made, accordingly, with the exponential-current generator replaced by a reactor simulator. For these tests the diode was fed a constant bias current of $0.006 \mu\text{a}$, the equivalent of 4 counts/sec, to ensure that transient response of the log-diode circuit would not be too sluggish. Fig. 10 shows test data simulating a start for a reactor just gone critical. Reactivity is inserted at 1%/minute for 17 seconds. Thus $0.28\% \delta k/k$ is inserted. Power level in the simulator, which is recorded also, eventually begins to increase with a stable 15-second period. In the third record the output of a fast period meter is shown, giving a nearly instantaneous record of the growth factor of power level. This meter lacks the time delays needed in a practical system to smooth out the noise from the neutron counting. According to this measurement, the "true" growth factor rises to a peak of about 0.13 neper/sec (period of 8 seconds) before settling down to a steady value of about 0.067 neper/sec (period of 15 seconds).

The measured growth factor, given last, rises to a peak of about 0.10 neper/sec, and requires about 20 seconds after the "true" growth factor has settled down to reach an accurate steady-state measurement. This is not alarming, however, for the power level increases by only a factor of four during the spurious overshoot, and this is not important when several decades of increase in flux level are to follow.

Reactivity was similarly inserted at rates of 0.5% and 1.5% per minute and the results were evaluated as above. There were no remarkable variations.

Finally, a test was run to see how quickly the period-measuring system would trip a 5-second-period alarm for various rates of shim-rod withdrawal. When reactivity was inserted at a rate of 6%/min, the system signaled alarm after only 1.5 decades increase in power level.

Conclusions

The analysis of linear differentiating networks given above rounds out the earlier work published on this subject, at least as applied to period-meter design. The curves given make it possible to judge whether, where electrical differentiation of a signal obscured by wide-band noise is required, the improved filtering performance of the more complicated differentiating networks justifies their increased complexity. While a quantitative analysis is given only for period meters using a log-diode circuit, the relative advantages of the various types of differentiating networks would be nearly the same for a period meter using a multiple-pump circuit for its logarithmic element. Though the theory given is basically a theory of analysis, the formulas are simple enough to make practical a cut-and-try procedure of synthesis.

The experimental study was, in fact, a check of just such a "synthesis" procedure, which had indicated that a log-diode circuit with AC/Q equal to about 30, followed by a differentiating network with a solution time of 15 seconds, would have adequate transient response for use in controlling startup on 15-sec period. Transient response

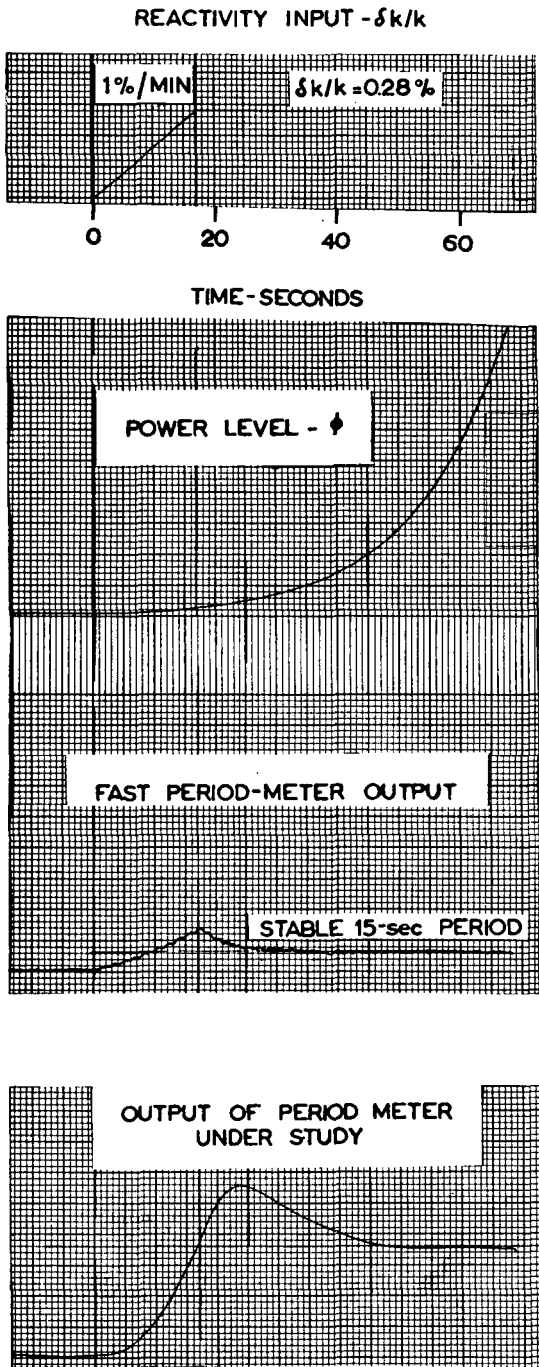


Figure 10

Transient-response curves recorded for experimental system operated with reactor simulator.

for a 3-second period and for longer periods was measured and found to give good confirmation of the theory, both for the log-diode circuit itself and for the entire period meter. It appears that periods as short as half a second would produce a satisfactory "scram" indication (not steady-state) if initiated at a count-rate lower than 100/sec.

The set of experiments with a reactor simulator are of particular interest, for they show that a period meter designed to have good response to suddenly imposed inputs of constant period will also respond well to the more complicated transient periods that are met when control rods are moved in a manner appropriate for an actual startup. The ability to detect short periods in a reactor is surprisingly good, because the prompt rise of reactor flux due to any disturbance of reactivity supplies a lead characteristic that tends to counter the time lags of the period-meter filters. Even when reactivity is inserted at a rate several times faster than normal, the "scram" indication provided by the period meter comes early enough for safety.

REFERENCES

- (1) GRIM W. M., Jr., BARROW B. B. and SIMONS J. C., Jr., *Nuclear Science and Engineering* **1**, 80—91 (1956).
- (2) BARROW B. B., *Transactions of the A.I.E.E.* **76**, Part I, 421—427 (1957).
- (3) COOKE-YARBOROUGH E. H. and PULSFORD E. W., *Proceedings of the I.E.E.* **98**, Part II, 196—203 (1951).
- (4) GUILLEMIN E. A., *Synthesis of Passive Networks*, 588—591; John Wiley and Sons, 1957.
- (5) SALLEN R. P. and KEY E. L., *A Practical Method of Designing RC Active Filters*, Techn. Report No. 50, Lincoln Laboratory, Lexington, Massachusetts 1954.

TECHNIQUES USED TO EVALUATE THE DYNAMIC PERFORMANCE OF A NATURAL RECIRCULATION BOILING WATER REACTOR

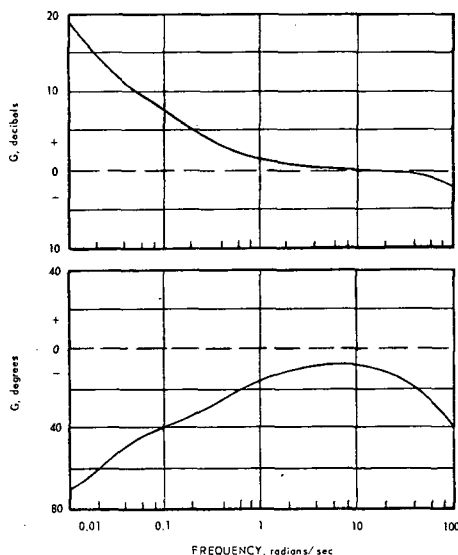
J. A. DE SHONG, JR. - ARGONNE NATIONAL LABORATORY, LEMONT, ILLINOIS (U.S.A.)

Nuclear power plant operation differs from that of fossil fired plants in at least two major areas. One of these is, of course, the fuel cycle which is very long for the nuclear plant. As a consequence of this long cycle the bulk of fuel required for the nuclear plant as compared to a fossil-fuel plant is greatly reduced, and fuel transportation and storage requirements are vastly different.

Another major area is that of plant control. As reactors have progressed to ever-higher flux and power levels, strong interactions have developed between plant power parameters and the firing rate or power output of the reactor. In other words, reactor internal feedback mechanisms develop which affect the ability of the plant to produce power(1). Measurement and evaluation of such effects are necessary to permit proper reactor control system design since the reactor represents a complex minor loop in the system(2). Some of the problems encountered in making measurements of this type on a natural recirculation boiling water reactor will be discussed.

Power Reactor Kinetics

The dynamic performance of a power reactor is essentially that of the critical assembly or zero-power reactor modified by power feedback effects(2). The kinetics of the zero-power reactor have been explored in considerable detail. They have been expressed in transfer function form which is particularly convenient in stability studies(3). The transfer function as used here describes the amplitude and phase



ZERO POWER FREQUENCY RESPONSE

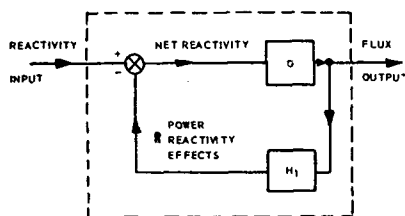
Figure 1

relation of the sinusoidal variation in flux or power output with respect to a sinusoidal reactivity input driving function. Frequency is the variable. Fig. 1 shows the calculated zero-power transfer function or frequency response for the EBWR. This response was calculated using the constants of Table I(4). The experimentally determined zero power function matches the calculated curve within a few tenths of a decibel and a few degrees(5).

TABLE I
NUCLEAR CONSTANTS OF EBWR AT ZERO POWER

Delayed Neutron Constants:	λ_1	β_1
Mean Effective Neutron Lifetime (ℓ^*): 6×10^{-5} sec.	0.01246	0.00025
	0.0315	0.00166
	0.1535	0.00213
	0.456	0.00241
	1.612	0.00085
	14.3	0.00025

The way in which internal power-to-reactivity feedback takes place is shown schematically in Fig. 2 where G represents the zero power function and H_1 is the



$$H_1 = \frac{G}{1 + GH_1} = \frac{\text{FLUX OUTPUT}}{\text{REACTIVITY INPUT}} \quad (1)$$

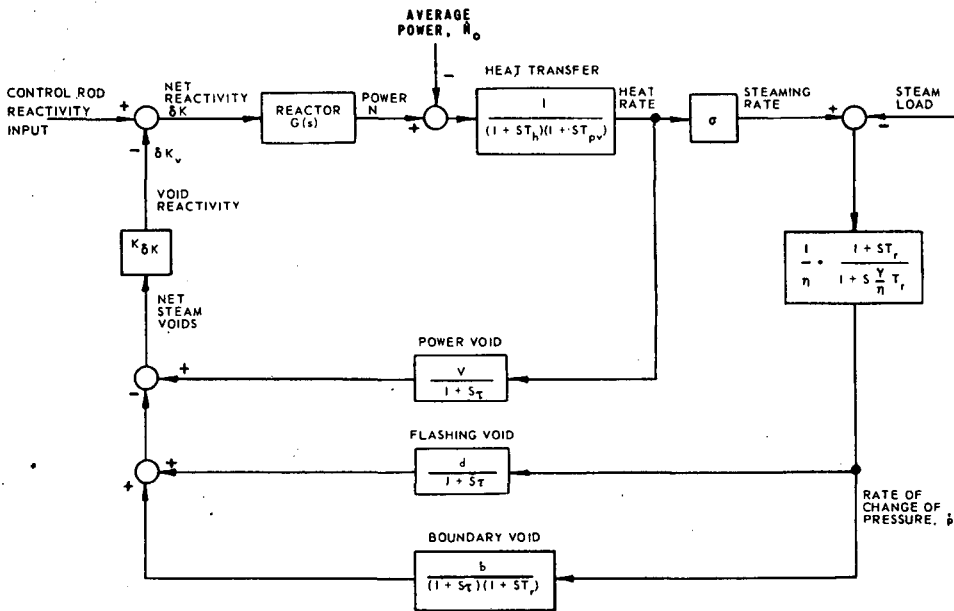
$$\text{OR } H_1 = P_1^{-1} - G^{-1} \quad (2)$$

POWER-TO-REACTIVITY FEEDBACK SCHEMATIC

Figure 2

reactivity feedback function. The reactor power transfer function (P_1) is described by Equation (1) in the figure which is the generalized form of the feedback Equation, Ref. (3), (6). Equation (2) in the same figure is simply Equation (1) rewritten in another form. It demonstrates a method for obtaining power reactivity effects by subtraction of the reciprocals of the experimentally determined zero-power and power transfer functions.

The H_1 function for a natural recirculation boiling water reactor is shown in simplified form in Fig. 3. The reactivity feedback consists basically of direct power



SIMPLIFIED REACTOR MODEL

Figure 3

void effects from steam generation within the core. From this are subtracted the flashing and boundary void terms which occur as a result of pressure variation. The general forms of the transfer functions representing these effects are shown in the figure along with heat transfer and pressure vessel representations(7), (8).

Two typical power functions obtained by measurement of a reactor whose feedback is similar to that of the model are shown in frequency response form on Fig. 4. Power void effects predominate above about 1 rad/sec with pressure effects limited to lower frequencies. The total feedback becomes very small at frequencies above 20 radians, and the power function becomes equal to G as GH becomes small with respect to 1. The magnitudes of the peaks which occur in the vicinity of 7 rad/sec are related to open-loop gain and phase(3), (6). Raising reactor power will increase open-loop gain and lower the phase margin. This produces a higher resonant peak as shown by the 20 MW curve whose peak is higher than that of the 5 MW curve.

Signal-to-Noise Ratios in the Experimental Boiling Water Reactor

Considerable measurement accuracy is required if the power transfer function is to be used for reactor stability analysis, particularly where H function coefficients and time constants are to be determined(8). This is especially true where G and P are nearly equal. Accuracy is limited by the necessity for maintaining low reactivity input amplitude in order to prevent system-linearity resulting from excessive flux or power variation. Generally, the peak value of the sinusoidal output flux pertur-

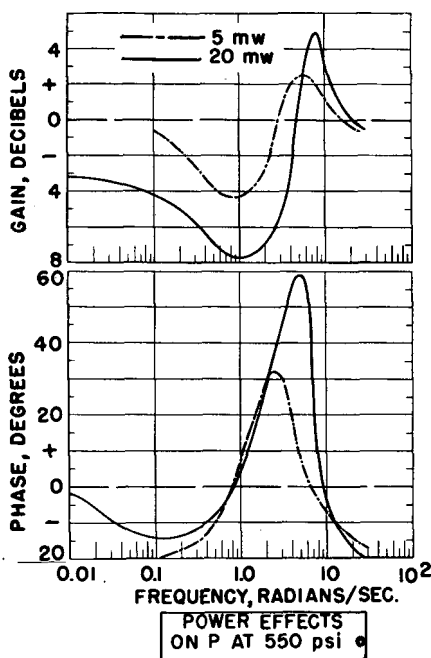
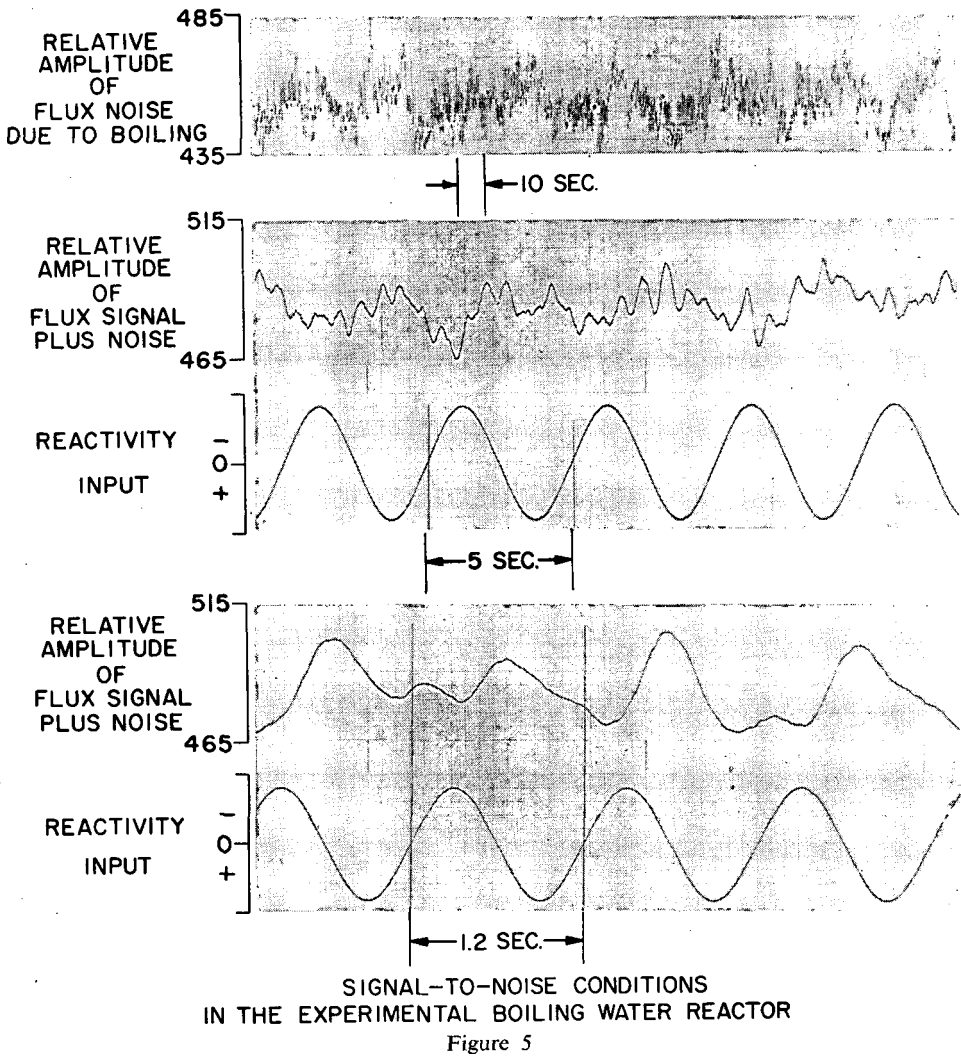


Figure 4

bation is limited to about 10 percent of the average flux value. In some cases it may be less than 5 percent, particularly in the low gain region around 1 rad/sec shown on Fig. 4. Such signal magnitudes do not in themselves degrade measurement accuracy. However, the boiling reactor flux output contains a large amount of "boiling" noise which results from the random nature of the void production in the core. The statistical variation in voids results in corresponding reactivity changes which produce the flux noise. The magnitude of such variations is dependent upon operating power, increasing as power is raised. A typical set of conditions is shown in Fig. 5. The top trace shows only boiling noise with a peak-to-peak variation of about 10 percent. This would lead to a signal-to-noise ratio of one for the low gain case mentioned earlier where the peak sinusoidal flux variation was 5 percent. The middle set of traces in the figure demonstrate an actual measurement condition. The flux signal is about 1 cm p-to-p and the superimposed noise is as high as 1.5 cm p-to-p, which leads to a signal-to-noise ratio less than one. Note that the flux output signal is approximately in phase with the reactivity input at the frequency shown. The bottom traces in the figure display a typical flux signal and the reactivity input perturbation. The frequency is about four times that of the middle set of traces.

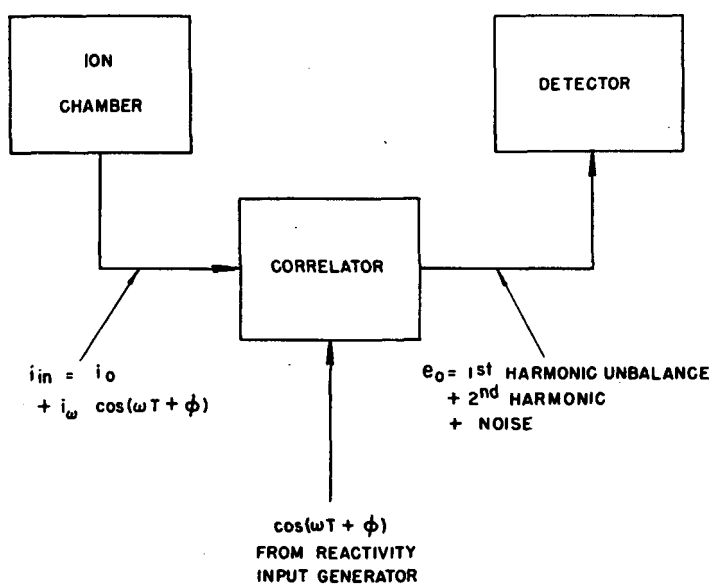
Graphical analysis of wave forms of the type just discussed did not produce the high measurement accuracies required for the analytic work. Various methods for making measurements in the presence of noise were reviewed. A scheme utilizing correlation of the output flux signal with respect to the reactivity input signal showed the greatest promise, and a wave analyzer incorporating this principle was developed.



The Wave Analyzer

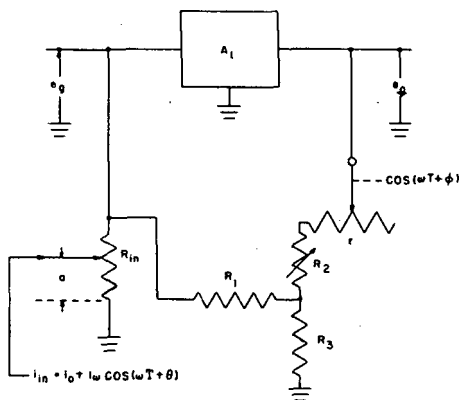
A block diagram of the analyzer is shown in Fig. 6. The ion chamber produces a current proportional to the average reactor flux plus the cosine flux variation and passes it to the correlator. In the correlator the ion chamber current is multiplied by a cosine function whose amplitude and phase are correlated to the reactivity input function. The resulting signal is passed to a detector which contains a filter and oscillograph recorder. The proper phase and amplitude correlation are selected by manipulation of the correlator controls to reduce the detector output magnitude to the smallest possible value, leaving only some residual second harmonic and noise.

The correlator is shown in detail in Fig. 7. The ion chamber current (i_{in}) is fed to the arm of the input potentiometer (R_{in}). The setting (a) of R_{in} is made with i_{in}



BLOCK DIAGRAM OF WAVE ANALYZER

Figure 6



CORRELATOR SCHEMATIC DIAGRAM

Figure 7

equal to i_0 . The cosine potentiometer (r) is set to its nominal position and R_2 to a reference value. (a) is then adjusted to make e_0 equal to a reference value. This procedure simply standardizes the error signal magnitude at the correlator output, and the measurement of i_ω/i_0 is independent of (a).

Basically, the correlator operates as a variable gain amplifier or multiplier whose multiplication is determined by the feedback network composed of r , R_2 , R_3 , R_1 , and R_{in} . (r) is mechanically coupled to the reactivity input function generator through a differential so as to generate a cosine resistance variation whose phase (Φ) is adjustable with respect to reactivity input. The setting of R_2 together with the fixed peak value of r determine the peak magnitude of the feedback variation. Amplifier forward gain (A_1) is made high so that amplifier gain with feedback is essentially the reciprocal of the feedback. Therefore, amplifier output (e_0) is simply a voltage proportional to input current (i_{in}) multiplied by a cosine gain function which is correlated to the reactivity input function.

e_0 CONSISTS OF THE FOLLOWING TERMS :

$$\text{d-c term: } (-i_0) \left(\frac{a R_1}{R_3} \right) (R_2 + R_3 + \frac{r}{2})$$

$$\begin{aligned} \text{1}\omega \text{ term: } & \left[(-i_0) \left(\frac{a R_1}{R_3} \right) \left(-\frac{r}{2} \right) \right] \cos(\omega T + \phi) \\ & - \left[(i_\omega) \left(\frac{a R_1}{R_3} \right) (R_2 + R_3 + \frac{r}{2}) \right] \cos(\omega T + \theta) \end{aligned}$$

$$\text{cos}^2 \text{ term: } (i_\omega) \left(\frac{a R_1}{2 R_3} \right) [\cos(\omega T + \theta)] [\cos(\omega T + \phi)]$$

WHEN $\theta = \phi$, THE 1 ω TERM IS:

$$\frac{a R_1}{R_3} \cos(\omega T + \phi) \left[i_0 \frac{r}{2} - i_\omega (R_2 + R_3 + \frac{r}{2}) \right]$$

FOR BALANCE :

$$i_0 \frac{r}{2} = i_\omega (R_2 + R_3 + \frac{r}{2})$$

$$\frac{i_\omega}{i_0} = \frac{r}{2(R_2 + R_3 + \frac{r}{2})}$$

CORRELATOR ANALYSIS

Figure 8

The composition of e_0 is shown in detail on Fig. 8. It consists of three terms, the first of which is a d-c term consisting of ($a i_0$) multiplied by the mean value of feedback. The second is the fundamental or first harmonic term which is the important one. It is equal to the difference between two cosine waves, one of which can be varied in magnitude and phase. The third is a $\cos^2$ term which contributes a small d-c component plus a second harmonic. It may be neglected if i_ω is made small.

The first harmonic term can be reduced to a simple cosine by making the phase shifts of the two cosine components equal. This is accomplished physically by adjusting the mechanical differential driving r so as to make the phase shift (Φ) of the correlator equal to the phase shift (Θ) of the reactor flux variation. The peak magnitude of the resulting cosine is equal to the difference between two components, one proportional to i_0 and the other to i_ω . The value of i_ω/i_0 can be determined if the difference between the components is reduced to zero by adjustment of R_2 . It should

be noted that the measurement is independent of (a) as indicated earlier. The d-c component of e_0 could also be used as a measure of i_ω/i_0 , but it has the disadvantage of dependency on both (a) and the d-c component of the second harmonic term. A typical calibration for i_ω/i_0 in terms of R_2 is shown in Fig. 9. The d-c component of e_0 is also shown as a matter of interest.

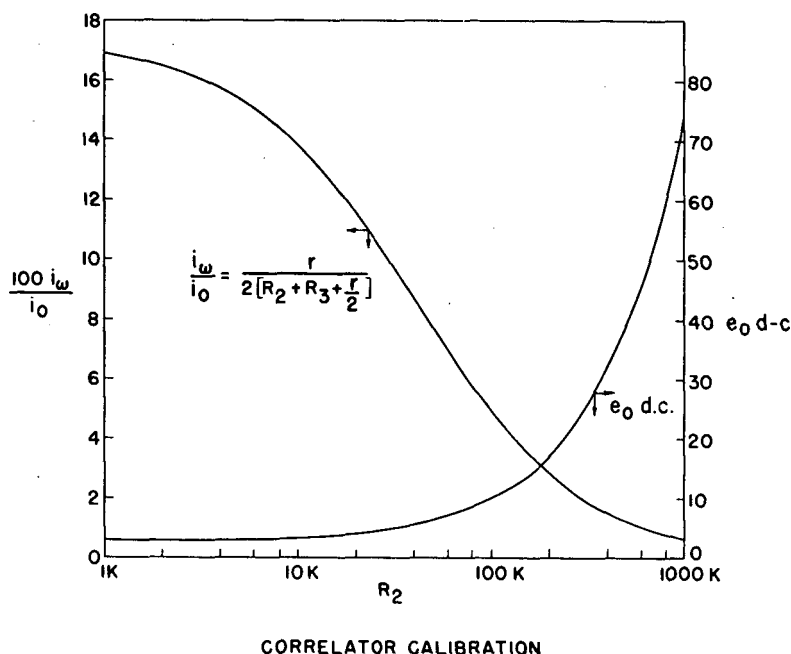
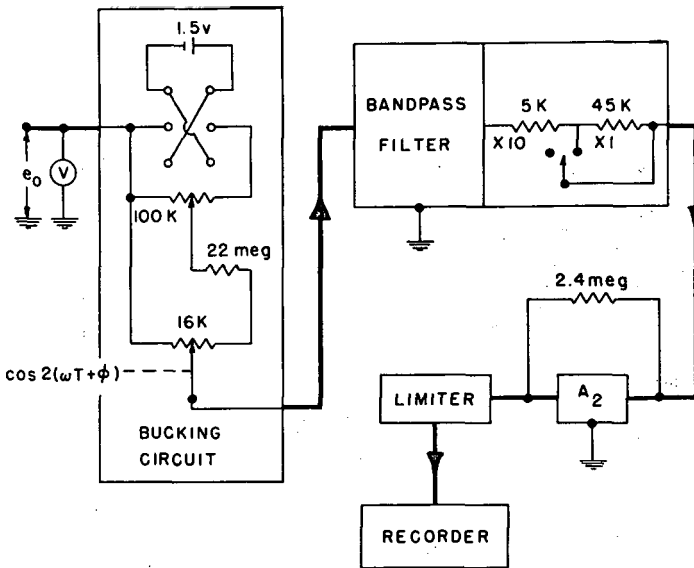


Figure 9

The correlator adjustments are made in much the same manner as in balancing an impedance bridge. The accuracy of balance is therefore a function of signal-to-noise ratio, since the null signal becomes buried in noise. In order to achieve the high measurement accuracy required in the boiling reactor tests, it was necessary to discriminate against the boiling noise present in e_0 . This was done by means of the detector shown in Fig. 10.

The correlator output (e_0) is passed through a bucking circuit to the input of a bandpass filter. The bucking circuit was inserted to buck out the second harmonic generated by the correlator multiplication process. This was done by generating a second harmonic whose amplitude and phase could be adjusted with respect to the reactivity input function. The bucking device was difficult to balance when making measurements, and it was seldom used. Instead, i_ω was kept small to limit the second harmonic term in e_0 . The bandpass filter shown is an essential part of detector operation. Its purpose is to remove all noise and frequency components of e_0 except the fundamental or first harmonic which is being balanced to zero. Perfect filtering obviously is not possible. However, a standard commercial filter with adjustable cut-off frequencies was adapted to the detector and proved satisfactory. Its attenuation slopes are 80 decibels per decade above and below the high and low cutoff frequencies,



DETECTOR SCHEMATIC DIAGRAM

Figure 10

respectively. The cutoff frequencies in practice were set at 0.7 and 1.4 times the frequency of the fundamental being measured.

The output of the filter is amplified by means of the operational amplifier (A_2), passed through a limiter and then displayed on an oscillograph whose frequency response is adequate for the highest frequencies to be measured. The gain of A_2 may be reduced by a factor of ten while a rough balance is being obtained. The limiter keeps the oscillograph pen on scale and prevents burnout of the pen motor. The trend information obtained by means of the recorder materially improves accuracy by enabling the operator to distinguish between noise and the signal he is attempting to null. In addition it reduces the time required to produce a balance. This is especially true at low frequencies.

Fig. 11 is a photograph of the racks containing the input function frequency controller and the wave analyzer. The operational amplifiers used in the analyzer are at the top of the right rack. The amplitude adjustments (R_2 and R_{in}) and the phase adjustments are directly below. Next is the null recorder or oscillograph with the bandpass filter at the bottom. The remote portions of the analyzer are mounted on a servo plate and geared to the reactivity amplitude selector shaft as shown in Fig. 12. The (i_ω) and zero potentiometers are geared 1/1 through a differential. The zero potentiometer is geared 1/1 to the shaft of the reactivity amplitude selector which drives the control rod to produce the desired sinusoidal reactivity input. A Selsyn system is used for remote control of the differential to produce phase correlation of the (i_ω) potentiometer with respect to the reactivity input.

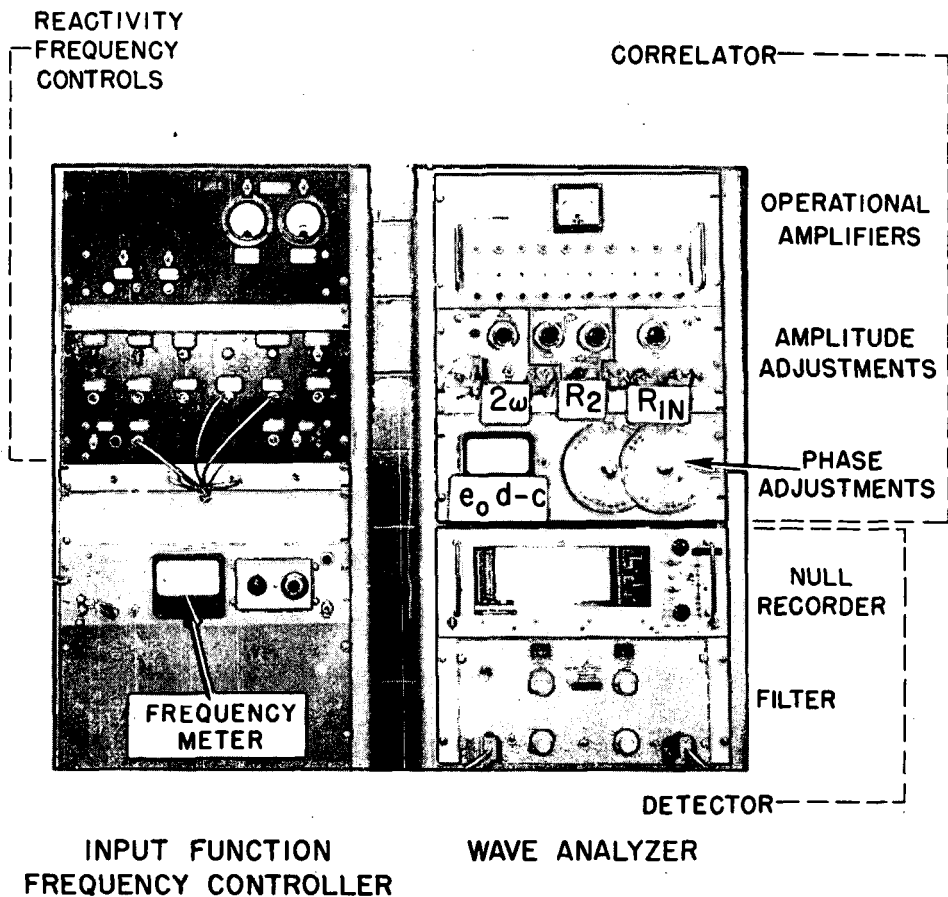


Figure 11

Conclusion

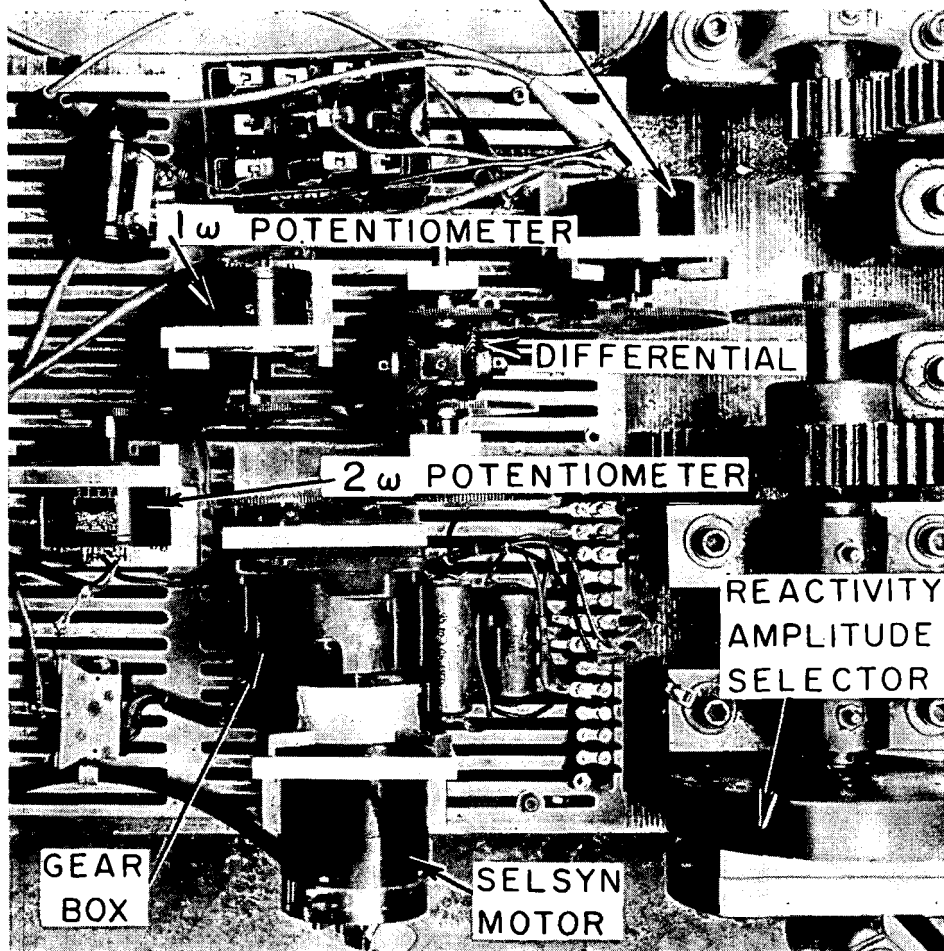
Operation of the analyzer under laboratory conditions, using noise-free input signals generated by the zero potentiometer, produces measurement accuracies of better than $\pm 0.5\%$ for the amplitude and ± 0.5 degree for the phase of i_ω/i_0 . The accuracy in the presence of noise, is less. In general, measurement accuracy under actual operating conditions is better than $\pm 5\%$ in amplitude and ± 2 degrees in phase, with signal-to-noise ratios greater than one. For lower signal-to-noise ratios the measurement accuracy is correspondingly reduced.

The analyzer is recommended for use in any situation requiring high measurement accuracy in the presence of noise.

REFERENCES

- (1) SCHULTZ M. A., "Control of Nuclear Reactors and Power Plants"; McGraw-Hill Book Co., New York 1955.
- (2) HARRER J. M. and DE SHONG J. A., Jr., "Discontinuous Servo For Control of Power Reactors", *Nucleonics* 12, No. 1, 44 (1954).

ZERO POTENTIOMETER



ANALYZER SERVO PLATE

Figure 12

- (3) CHESTNUT H. and MAYER R. W., "Servomechanisms and Regulating System Design"; John Wiley and Sons, Inc., New York 1951.
- (4) HARRER J. M., BOYAR R. E. and KRUCOFF DARWIN, "Transfer Function of Argonne CP-2 Reactor", *Nucleonics* 10, No. 8, 32 (1952).
- (5) DE SHONG J. A., Jr., "Power Transfer Functions of the EBWR Obtained Using a Sinusoidal Reactivity Driving Function"; ANL-5798 (January 1958).
- (6) BODE H. W., "Network Analysis and Feedback Amplifier Design"; D. Van Nostrand Co., Inc., New York 1945.
- (7) BECKJORD E. S., "Dynamic Analysis of Natural Circulation Boiling Water Power Reactors"; ANL-5799 (1958).
- (8) DE SHONG J. A., Jr., and LIPINSKI W. C., "Analyses of Experimental Power-Reactivity Feedback Transfer Functions for a Natural Circulation Boiling Water Reactor"; ANL-5850 (1958).

THE CHANGING PHILOSOPHY OF REACTOR SAFETY CONTROL

FRANK LARIN AND ALBERT B. VAN RENNES - BENDIX AVIATION CORPORATION
RESEARCH LABORATORIES, DETROIT, MICHIGAN (U.S.A.)

United States reactors built in the 1940's generally were large graphite moderated reactors or small experimental units. The graphite reactors, often high power reactors, were docile machines with small excess reactivities, long neutron lifetimes, and large negative temperature coefficients. Transients were quite slow and control did not present a particularly difficult problem. The experimental reactors which were built during this period usually were located in remote areas and operated at low power. The control of neutron flux in these early days was accomplished with laboratory type instruments which performed adequately. The difficult problem was the development of reliable process instrumentation to assure proper reactor cooling.

In the early 1950's, the United States built a large tank reactor to operate at 30 megawatts, using highly enriched uranium in a small core. This reactor shown in figure 1¹⁾ was called the Materials Test Reactor or MTR. In parallel with the reactor design effort at Oak Ridge National Laboratories (ORNL), an effort was begun to design a reactor instrumentation system that would be safe with large excess reactivity, high power density, and much shorter neutron lifetime than had been encountered in the graphite piles. The instrumentation system used vacuum tubes, a self-monitoring warning system and incorporated "fail safe" circuits extensively. These Oak Ridge designs have become the standard for a majority of reactors built in the United States since that time. Other national laboratories, however, have designed and built their own equipment, and some military applications have required special purpose designs.

The MTR and the many subsequent research, test, and experimental reactors were designed expressly to conduct a wide range of experimental investigations requiring instrumentation unique to the experiment. A large number of experiments usually operate in the reactor at any one time, and the experiments may require as much instrumentation as the reactor itself. Since these experiments can have significant effects on the reactor, the experimental instruments must be connected to the reactor control equipment, thereby creating a complex reactor control system. The fact that these reactors are capable of sustained operation is evidence of the reliability that instrument designers have been able to build into their equipment.

There were a number of new problems in the design of controls for the large power and naval reactors scheduled for operation in the late 1950's and early 1960's. The research, test, and production reactors in the United States and Canada dumped the heat generated in the reactor, and there was no incentive for increasing coolant temperatures. Power reactors, on the other hand, are designed for operation at reactor outlet temperatures since reactor plant efficiency is strongly dependent on the temperature attained. At the same time, the versatility required for power reactors was less. Relatively constant operating conditions imply added reliability. Because power reactors operate at high power levels, the inventory of toxic fission products

¹⁾ For technical reasons it has not been possible for the publisher to reproduce the above mentioned table; the reader may however obtain a photo-copy of this table at cost price, by writing to: The International Atomic Energy Agency, Kärntnerring, Vienna I, Austria.

Pour des raisons d'ordre technique, il n'a pas été possible à l'éditeur de reproduire le tableau dont il est fait mention; le lecteur peut toutefois se procurer une photo-copie de ce tableau, au prix coûtant, en écrivant à: l'Agence internationale de l'énergie atomique, Kärntnerring, Vienne I, Autriche.

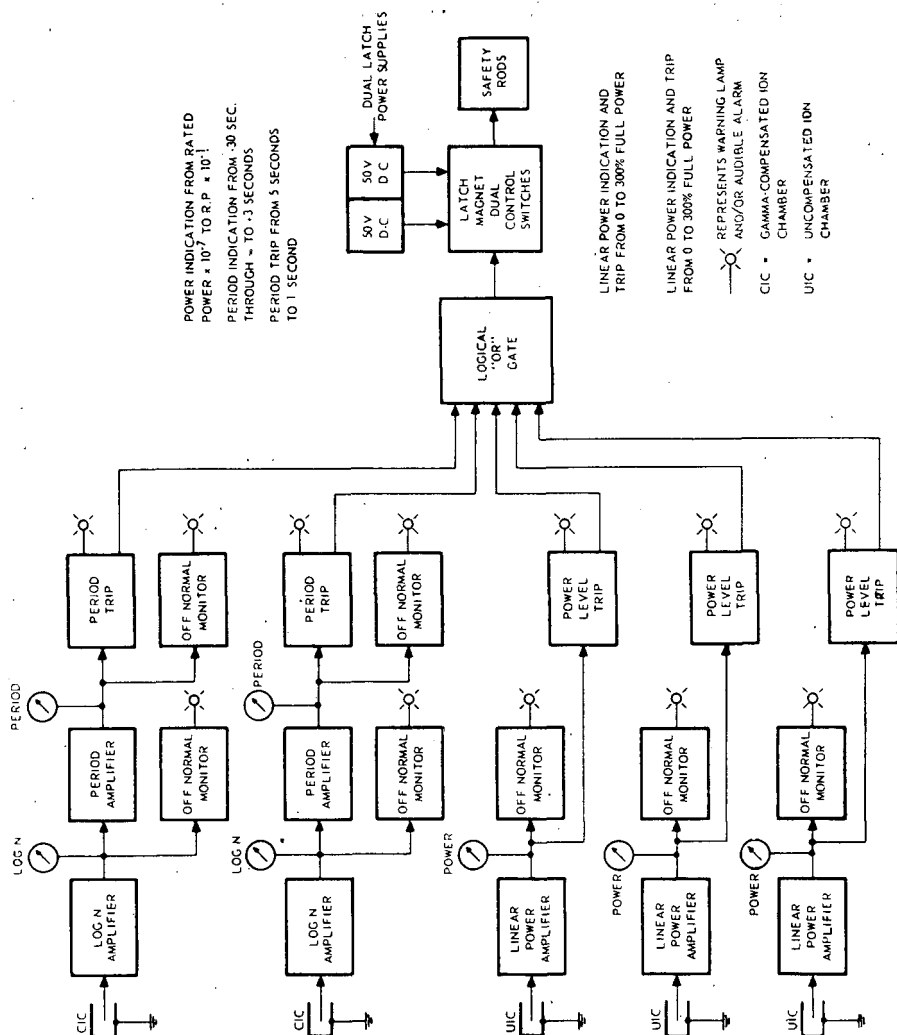


Figure 2

is large. This increase, coupled with the desire to locate power stations near large urban areas, has created new demands on the safety of these reactors. Pressure-tight containment has been one step to prevent release of fission products to the neighboring area.

Power reactors also introduced strong economic motivations into the reactor design. These machines require huge investments (often between \$50 and \$100 million), which makes it imperative to avoid unnecessary shutdowns without preventing shutdown when necessary. This need is in contrast with research and test reactors where inadvertent reactor shutdowns are less expensive, and even expected.

For many power reactors, this situation is complicated further by the thermal shock to structural members from a sudden decrease in reactor power level and consequent

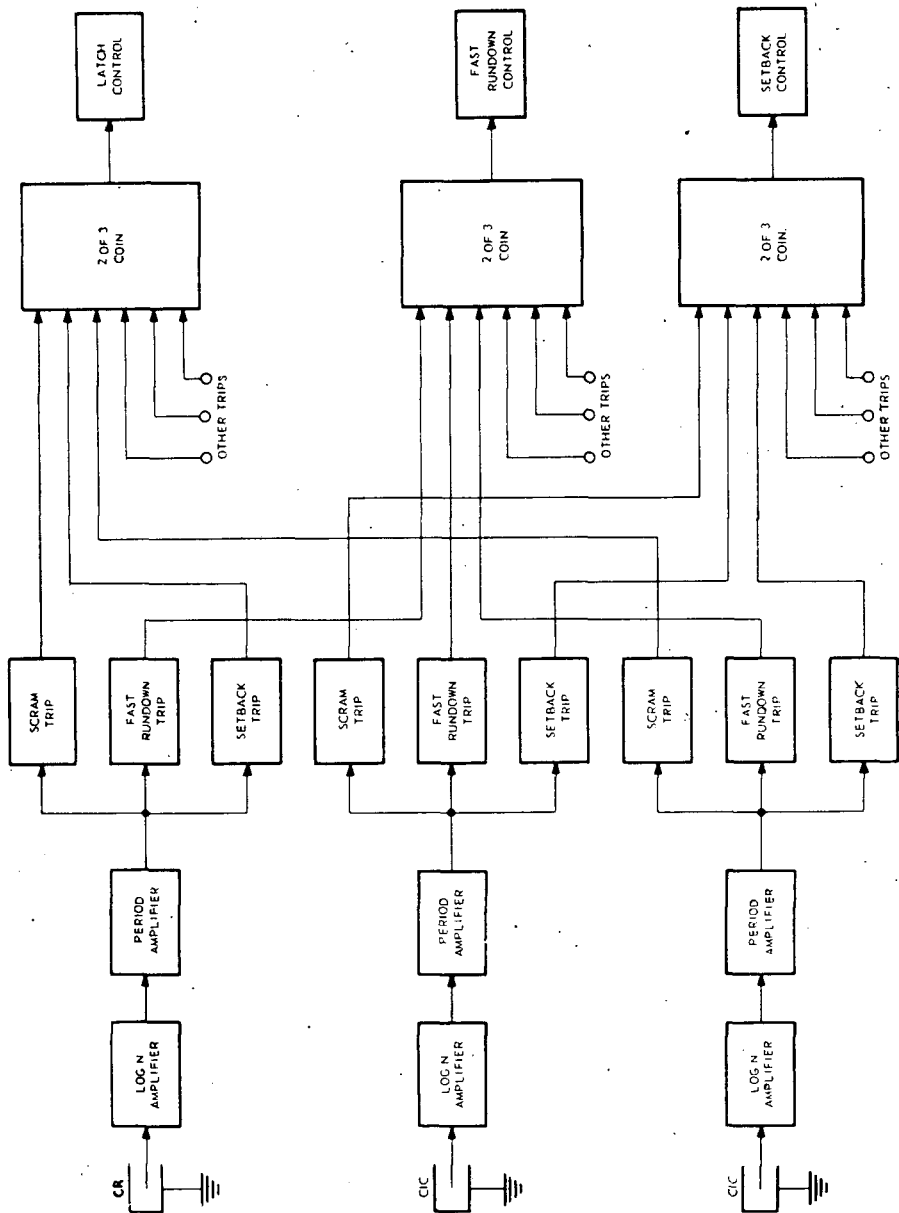


Figure 3

change in temperature gradient through the core. This restriction to low rates of temperature change also increases the time required to return the reactor to service after shutdown. The thermal shock problem in the sodium cooled SRE and the Enrico Fermi Atomic Power Plant constitutes the primary reason for avoiding a sudden reactor shutdown.

These problems have caused wide difference of opinion among reactor control designers on the protective system requirements. All agree on the need for increased reliability but differ on the complexity required to achieve it and the relative importance of the operational versus safety reliability.

There are four methods or techniques employed by reactor designers to improve control system reliability. These are the use of:

1. Failure-to-safety circuits
2. Redundancy and coincidence circuits
3. Monitoring and test circuits
4. Reliable components.

Let us examine these techniques and illustrate some of the approaches made to improve reliability.

Failure-to-safety has been the traditional technique to obtain safety reliability. This method provides for a safe output condition in the event of failures in essential components of the safety circuit(1). There are two disadvantages to this technique. In practice it may not always be possible to obtain the same output response for all gross failures, such as opens, shorts, or grounds. This is even more true for changes in gain, resistance, capacitance, etc. Secondly, failure-to-safety for all component failures provides safety reliability at the expense of operational reliability which, for psychological reasons, can create an unsafe condition. If a design incorporates fail-safe features which result in unnecessary shutdowns, operations personnel may tend to alter the equipment and jeopardize the reactor safety. However, fail-safe circuits are very important in reactor instrumentation design.

The second technique, the use of redundant and coincidence circuits, is commonly used in reactor control(2). Redundancy as applied to safety instrumentation means that more than one independent channel measures the same variable and has a similar output signal. An example of redundant circuits is shown in Figure 2. Redundancy is necessary whenever a dangerous situation could result from a failure in an infor-

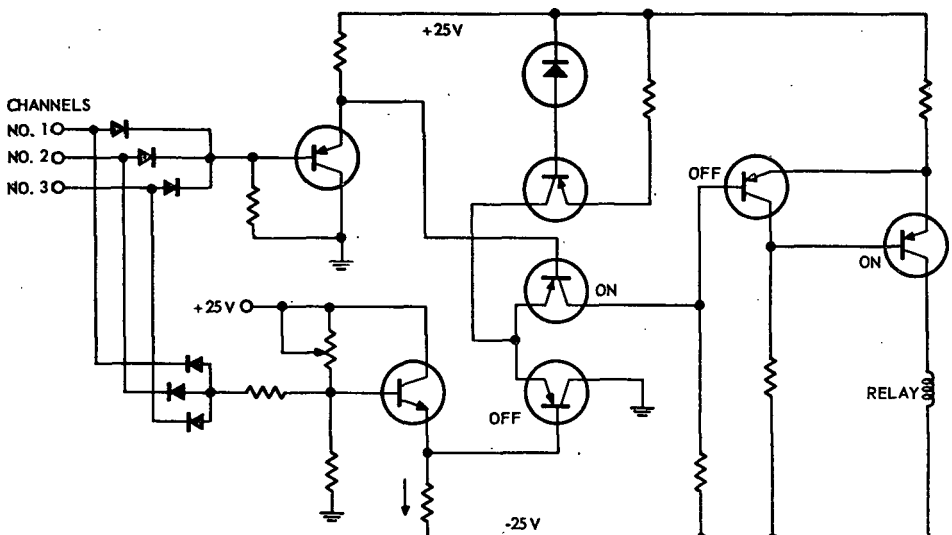


Figure 4

mation channel. Coincidence circuits require that the output of two or more redundant channels agree before causing a safety response. This circuit arrangement is used to increase the operational reliability by allowing reactor operation when a channel has failed in a manner to cause reactor shutdown. A typical two-out-of-three coincidence arrangement is shown in Figure 3.

A third technique, the use of monitoring and test circuits, has the widest variety of applications, and every designer has his own favorites. The MTR instruments used monitoring extensively to check continuity and vacuum tube plate current. Continuity and amplifier operation are checked in instruments developed by the Brookhaven National Laboratory by introducing a 120-cycle a.c. signal at the ion chamber and determining that the a.c. signal is present at some point near the output(3). Another monitoring method, shown in Figure 4, compares the highest of three channels with the lowest and sounds an alarm if the variation is beyond limits. Monitoring systems are also used to determine the presence of minimum current obtained by a fixed resistor across ion chamber terminals.

In the past, the use of test circuits has been restricted generally to simple pre-operational tests. The general lack of enthusiasm has been due to the complexity of most proposed systems and to the difficulties encountered when testing during

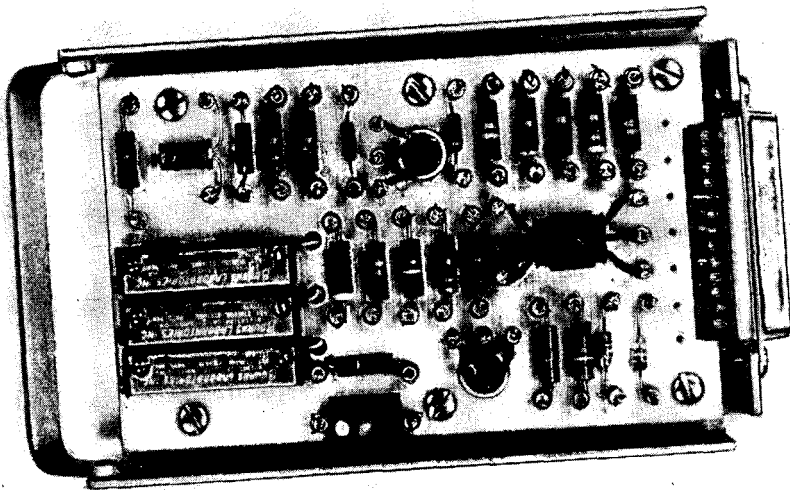


Figure 5

operation. The increased use of coincidence circuits and simplified "go-no go" tests make test circuits more attractive.

The fourth technique, the use of highly reliable components, has received a great deal of attention as the basic method of improving the instrumentation reliability. The availability of low leakage solid state diodes has made magnetic amplifiers with high gain and short response time a practical substitute for vacuum tube amplifiers. These have been used extensively in power range channels and for switching circuits. The transistorized instrumentation for a number of reactors being built includes pulse circuits, logarithmic and linear power channels, and logic circuits. Figure 5 is an example of a typical plug-in transistor circuit.

Of the various methods for achieving reliability, failure-to-safety, redundant, and monitoring circuits emphasize safety reliability and have been the most common techniques. However, the requirements of power reactors have now placed greater reliance on coincidence circuits, test circuits, and the use of solid state components.

With the changes in instrumentation design have come changes in attitude toward the function of the reactor control system(4). The designer's interest has broadened to include control of the primary coolant system, the steam system, and turbine as problems interrelated with the control of the reactor.

Attention has shifted from neutron flux levels only to the other plant variables which can affect reactor safety, such as temperature, flow, and pressure. Such considerations have led to automatic start-up equipment to free the operator from the routine tasks and allow him to direct his attention to the entire plant.

We have followed some of the control design philosophy from the past to the present. What can we say about the future? With the expected increase in reliability, instrumentation failures causing inadvertent shutdown should be measured in events per year rather than weeks or months. There are indications that the present solid control rods will be replaced by homogeneous control schemes with better control of neutron flux distribution. Recent work on fluid poisons and spectral shift are examples(5), (6).

Because of the reliability that already has been achieved in the digital computer field, we can expect more extensive use of digital computer techniques in reactor control systems. Increased component reliability should allow a greatly simplified instrumentation by a reduction in the monitoring now required. We should soon arrive at the point where the simplest system will also be the most reliable.

REFERENCES

- (1) ROWELL W. G. and VAN RENNES A. B., "Fail-Safe System Design", *Control Engineering* 3, 79 (1956).
- (2) SIDDALL E., "Reliable Reactor Protection", *Nucleonics* 15, No. 6, 124 (1957).
- (3) BINNS J. E. et al., "Safety Circuit Development", *Communications and Electronics*, No. 29, 365 (1957).
- (4) EPPLER E. P., "A Philosophy of Control System Design", ORNL-2090.
- (5) THIE J. A., "Fluid Poison Control", *Nucleonics* 16, No. 5, 82 (1958).
- (6) EDLUND M. C. and RHODES G. K., "Spectral Shift Control", *Nucleonics* 16, No. 5, 80 (1958).

DETECTEURS DE NEUTRONS THERMIQUES A HAUTE TEMPERATURE

J. P. DUCHÊNE, L. KOCH, J. TACHON, S. TARASSENKO ET P. ZALESKI - CENTRE D'ETUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY (FRANCE)

On va décrire un certain nombre de détecteurs de neutrons thermiques de type conventionnel: chambre d'ionisation à fission et détecteurs à activation, et d'un type nouveau basé sur une mesure de radioactivité des atomes de fission. Ces détecteurs ont été mis au point pour résoudre les problèmes liés au contrôle des réacteurs, au contrôle des concentrations critiques de plutonium, au tracé des cartes de flux de neutrons dans un réacteur.

I. DÉTECTEURS PAR ACTIVATION

La mesure de la distribution spatiale du flux des neutrons dans un réacteur est directement liée à son étude physique.

En particulier, l'étude de cette distribution au niveau de certaines solutions de continuité s'est révélée intéressante pour évaluer, par exemple:

Les contraintes thermiques dans les éléments combustibles.

Le facteur d'utilisation thermique d'un réseau hétérogène.

La déformation de la distribution du flux créé par la présence dans le réseau de corps étrangers (canal d'eau, barres de contrôle, etc. . .).

La mesure de telles répartitions spatiales de flux doit tenir compte en particulier, de trois remarques suivantes:

1°) La présence du détecteur de neutrons ne doit pas perturber la distribution à mesurer. La méthode de détection basée sur le principe de l'activation de détecteurs métalliques semble assez bien s'adapter à cette exigence.

2°) Les distributions à mesurer peuvent présenter un gradient assez élevé. Pour les mesurer convenablement il est nécessaire d'avoir un positionnement relatif de détecteurs aussi précis que possible au moment de l'irradiation. La solution consistant à utiliser un détecteur continu semble séduisante. Il faut alors posséder un appareil de détection de l'activité de ce détecteur, avec un bon pouvoir de résolution.

3°) Souvent le flux de neutrons disponible pour de telles mesures est relativement faible; d'autre part, pour des facilités de manipulation du détecteur et de son support, il est souhaitable qu'il ne soit pas trop actif. L'appareil de détection doit donc posséder une bonne sensibilité.

L'appareil que nous présentons ici tient compte de ces remarques. Il a été étudié d'abord pour utiliser des détecteurs d'or se présentant sous la forme de bandes de 2/100ème de mm d'épaisseur, de 6 à 7 mm de largeur et jusqu'à 30 cm de longueur.

Quand une telle bande a été soumise à un flux de neutrons de valeur convenable, son activité dans chaque tranche (dont la largeur peut être variable) est déterminée à partir de la détection du rayonnement β qu'elle émet. Cette détection s'effectue de la manière suivante: la bande d'or se présente entre deux systèmes, scintillateur, photomultiplicateur, dont l'un reçoit le rayonnement total émis par la tranche, l'autre ne recevant que le rayonnement γ émis par cette tranche (le rayonnement β étant absorbé par un écran convenable).

Par soustraction des deux réponses moyennant certains ajustements préalables, nous obtenons le seul rayonnement β émis. Suivant la collimation adoptée pour ce rayonnement et définissant la tranche explorée, le pouvoir de résolution est

différent. La collimation réalisée par des diaphragmes interchangeables est rendue nécessaire par le compromis qui se présente entre la quantité de flux de neutrons disponibles pour l'irradiation et la résolution de l'appareil de mesure.

L'avancement de la bande irradiée devant les diaphragmes est réalisé à l'aide d'un système mécanique de pas à pas.

Le critère de précision sur l'activité de chaque tranche de bande explorée conduit, compte tenu de l'irradiation maximum utilisable, à une durée de comptage par tranche souvent assez grande. Pour éviter l'immobilisation d'un personnel important dans l'exploitation, cet appareil est conçu de telle sorte que tous les réglages préalables étant effectués, la valeur relative de l'activité β d'une tranche à une autre tranche de largeur définie qui sont séparées par un pas prédéterminé, s'enregistre automatiquement sur une machine à écrire.

Description de la partie électronique

A) L'ensemble comprend:

Deux photomultiplicateurs (P.M.) DARIO-53 AVP, leurs alimentations et leurs préamplificateurs. Ils sont équipés de petits scintillateurs «plastiques» minces pour rayonnement β^1 .

Deux échelles de comptage à grande capacité (10^6), vitesse de comptage 200—250 KHz.

Un groupe électronique de commande.

Une minuterie électronique donnant deux temps prééglés l'un dit «temps de comptage», l'autre «temps d'arrêt».

Un décodeur électromécanique et une machine à écrire destinée à frapper les résultats.

B) Fonctionnement:

Cette partie électronique doit assurer l'automatisme et enregistrer le résultat du comptage ($\beta\gamma - \gamma$) de chaque tranche de la bande irradiée défilant devant les P.M. Le déroulement des opérations, prédéterminé à l'avance, entièrement automatique, est contrôlé par une minuterie électronique. Sur cette minuterie, deux comptes prédéterminés sont disponibles, le premier réglant le temps de comptage, le second le temps d'arrêt. Un oscillateur piloté par quartz sert de base de temps et, convenablement démultiplié, alimente les deux comptes de la minuterie. Le départ de celle-ci délivre une impulsion dite de synchronisme qui commande le démarrage des échelles de comptage et du compte prédéterminé du «temps de comptage».

Les informations en provenance des deux P.M. vont s'accumuler sur leur échelle correspondante pendant tout ce temps. La fin du compte prédéterminé du temps de comptage est commandée par une impulsion de synchronisme délivrée par la minuterie; cette même impulsion déclenche le compte du «temps d'arrêt» et démarre le groupe électronique de commande.

Ce groupe a pour fonction:

- 1) Avancer la bande irradiée pour la placer dans les positions nécessaires au comptage suivant.
- 2) Opérer la soustraction d'informations accumulées sur les 2 P.M.
- 3) Imprimer le résultat de cette soustraction sur une bande de papier.

Il se divise en deux commandes;

¹⁾ L'épaisseur de ces scintillateurs est ajustée sur l'énergie du rayonnement β émis par le détecteur utilisé.

1°) Commande mécanique: Elle comprend:

- L'avance de la bande irradiée par l'intermédiaire d'un pas à pas commandé par des impulsions récurrentes à 0,5 Hz.
- La notation du nombre de pas effectués pour passer d'une tranche à une autre tranche, deux tranches successives ne pouvant pas être séparées par une distance supérieure à celle correspondant à 40 pas.
- La notation du nombre de mesures effectuées depuis le début de l'opération.
- La remise à zéro de l'ensemble du groupe.

2°) Commande soustraction: L'impulsion servant à arrêter le comptage sur les deux échelles est utilisée pour déclencher cette opération; cette dernière s'effectue par la méthode de complément. On utilise à cet effet des impulsions mises en forme en provenance d'un oscillateur libre (multivibrateur). Elles alimentent simultanément les échelles correspondant aux P.M. (donnant des réponses $\beta + \gamma$ et γ) par l'intermédiaire d'une entrée auxiliaire. Ces impulsions sont envoyées jusqu'à ce que l'échelle liée au P.M. γ ait atteint sa capacité maximum; elle affiche alors zéro et le signal épuisement du compte de l'échelle stoppe le comptage des impulsions sur les deux échelles. Le nombre d'impulsions indiqué sur l'échelle liée au P.M. ($\beta + \gamma$) correspond au résultat de la soustraction désirée.

Le signal d'épuisement du compte de l'échelle γ est également utilisé pour commander le départ du décodeur électromécanique. Ce décodeur analyse le compte indiqué par l'échelle liée au P.M. ($\beta + \gamma$), décade par décade et actionne la frappe sur la bande de papier. En fin d'impression, un signal de remise à zéro est appliqué aux deux échelles et l'ensemble complet est prêt à recevoir l'impulsion de synchronisme qui commande le démarrage des échelles de comptage et du compte prédéterminé du «temps de comptage».

Performances

La valeur de l'installation dépend essentiellement de la précision de tout l'ensemble mécanique. Dans un flux de 10^6 neutrons par cm^2 et par seconde, une précision de 3% peut être obtenue pour un temps de comptage de 1 minute et une résolution spatiale de 0,5 mm.

II. CHAMBRES D'IONISATION A FISSION

1°) Chambres pour le contrôle des concentrations critiques de Pu.

De grandes précautions ont été prises tant pour le niveau des concentrations en plutonium des solutions traitées ou stockées que pour le compartimentage des bacs contenant ces solutions afin d'éviter toute accumulation de plutonium pouvant conduire à une masse critique divergente dangereuse.

La possibilité d'un tel phénomène a été souvent contestée et il ne nous appartient pas ici d'affirmer que de telles concentrations peuvent apparaître. Signalons simplement que des précipités parasites ou une mauvaise homogénéité des solutions sont toujours possibles, et il n'a pas paru inutile d'équiper les points les plus sujets à de tels phénomènes d'un dispositif de mesure des neutrons, susceptible de mettre en évidence toute approche de la criticalité dans les bacs ou les décanteuses.

Etant donné l'importance aux points de mesure des rayonnements gamma, qui dépassent plusieurs milliers de Röntgen/heure, le seul détecteur possible est la chambre à fission à impulsions.

(a) Chambres à fission

Ce détecteur contient un dépôt d'uranium enrichi à 46% en U^{235} . Les fissions provoquées par les neutrons lents sont susceptibles de libérer dans les gaz de la chambre une énergie moyenne de 70 MeV, ce chiffre tenant compte de l'angle solide et de l'épaisseur du dépôt qui est de 3 mg/cm^2 .

L'uranium est déposé sous forme d'oxyde par un procédé d'électrolyse à température et acidité contrôlées. La surface totale du dépôt est de 200 cm^2 . Le gaz contenu dans la chambre est à pression atmosphérique et est constitué de 96% d'Argon et 4% d'Azote. Les deux cylindres concentriques porteurs du dépôt sont en aluminium, l'enveloppe extérieure de la chambre étant en acier inoxydable.

Le diamètre des chambres étant de 50 mm on peut aisément les mettre en place dans des canaux de mesure de diamètre 50 mm plongeant dans les bacs et les décantateurs au sein même des solutions. La sensibilité aux neutrons est de 0,07 choc/sec. dans un flux de 1 n/sec./cm^2 . Les amplitudes des impulsions correspondant aux fissions sont comprises entre 5 et 12 millivolts dans les conditions d'utilisation, c'est-à-dire pour une capacité de chambre de 40 pF et une capacité de câble de liaison du même ordre.

L'insensibilité aux empilements des impulsions gamma a pu être constatée dans un flux gamma de 3.10^4 R/heure obtenu en plaçant les chambres au voisinage immédiat des barres d'uranium sorties fraîchement du réacteur EL.2.

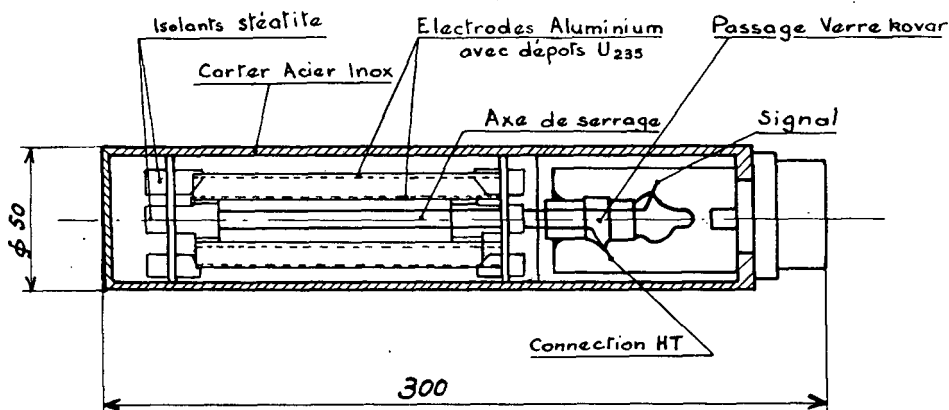


Figure 1

Un second type de chambre à fission à haute sensibilité a été mis au point récemment (Fig. 1); de même diamètre que la précédente, sa partie utile est constituée de cinq cylindres coaxiaux en aluminium recouverts d'un dépôt d'oxyde d'uranium enrichi à 90% en U^{235} .

Les parois extérieures sont en acier inoxydable.

La surface sensible est portée à 1200 cm^2 .

Sa chambre est remplie à une pression de deux atmosphères avec un mélange argon-azote.

La sensibilité aux neutrons est de l'ordre de 1 choc/sec. dans un flux de $1 \text{ n/cm}^2/\text{sec}$.

Les essais en température ont été effectués pour l'instant jusqu'à 400°C .

(b) Chaîne de mesure

La chambre est fixée à l'extrémité d'une sonde en acier inoxydable dont la longueur varie entre 1 mètre et 3 mètres suivant les points de mesure, la sonde contient les câbles coaxiaux résistants à de forts flux gamma et est suivie d'un préamplificateur de gain 8 relié par l'intermédiaire d'un câble classique au tableau de contrôle où se trouve l'électronique de comptage. Cette électronique comprend: un amplificateur de bande passante 2 MHz ayant un gain maximum de 10.000, un discriminateur d'amplitude correspondant à une gamme d'impulsions comprises entre 5 et 50 volts, un intégrateur à constante de temps réglable et permettant de mesurer pour toute l'échelle de 0,5 choc/sec. à 150 chocs/sec.

La lecture s'effectue sur un enregistreur potentiométrique équipé de contacts d'alarme. L'électronique comprend de plus une haute tension stabilisée fournissant la tension nécessaire au bon fonctionnement de la chambre. Le bon fonctionnement de l'ensemble peut être vérifié à chaque instant en réduisant le seuil de discrimination et en procédant à un comptage des particules alpha émises par le dépôt d'uranium, un bon fonctionnement en «alpha» assure un bon fonctionnement en «neutrons».

2°) Chambres à fission de très petites dimensions

Le Service de neutronique expérimentale a étudié et a réalisé des chambres à fission de petites dimensions afin de réduire les perturbations dans le cas de certaines expériences (Proserpine, expériences en neutrons rapides).

Parmi la quinzaine de modèles réalisés, nous citerons quelques exemples types.

CHAMBRE A FISSION TYPE C

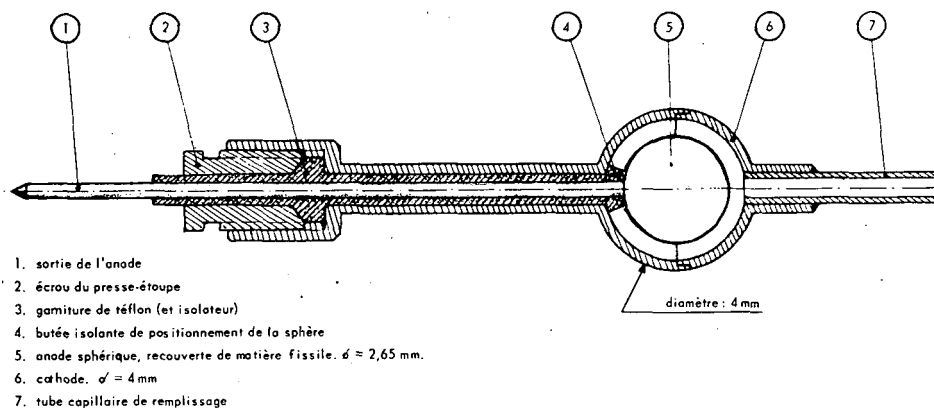


Figure 2

Chambre sphérique. Type C (Fig. 2)

De diamètre extérieur 4 mm, elle a été conçue pour être insensible à l'anisotropie du flux.

Sur ce modèle, un des premiers réalisés, l'isolant est en téflon et le joint se fait par serrage d'une pièce de téflon sur un siège et sur l'anode. On remplit par un tube capillaire.

CHAMBRE A FISSION TYPE E

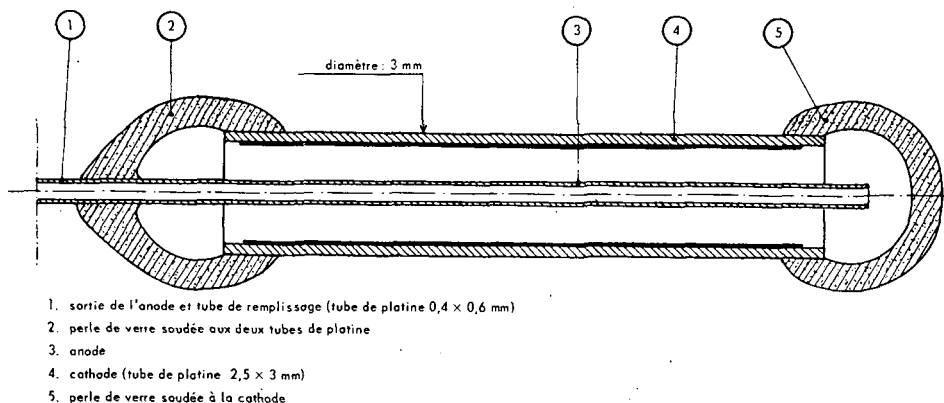


Figure 3

Chambre verre — platine. Type E (Fig. 3)

Cette chambre a été conçue pour résister à des températures élevées (jusqu'à 400°C).

La cathode (un tube de platine de diamètre $2,5 \times 3$ mm, de 15 mm de long) porte le dépôt fissile. L'anode (également un tube de platine de diamètre $0,4 \times 0,6$ mm) sert de capillaire pour le remplissage. Les 2 perles sont en verre ordinaire.

Le système de remplissage par capillaire est fragile, en particulier pour cette chambre, où le capillaire sert également d'électrode.

Nous avons cherché supprimer le capillaire dans une première étape (type D ci-dessous) et, dans une seconde, les soudures (type BZ 1).

CHAMBRE A FISSION TYPE D

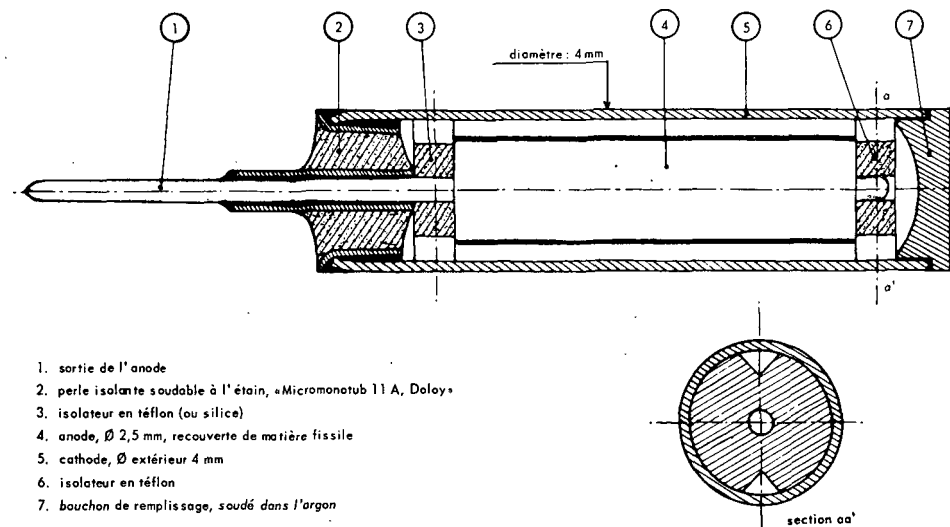


Figure 4

Chambre type D. Diamètre extérieur: 4 mm (Fig. 4)

Les isolants, d'abord en téflon, sont maintenant en quartz. L'étanchéité est assurée par une perle de verre soudée à l'étain. Le bouchon de fermeture est placé et soudé, dans un appareil spécial rempli d'argon. La fusion de l'étain s'effectue par une résistance. Ce type de fermeture donne satisfaction, et élimine les capillaires.

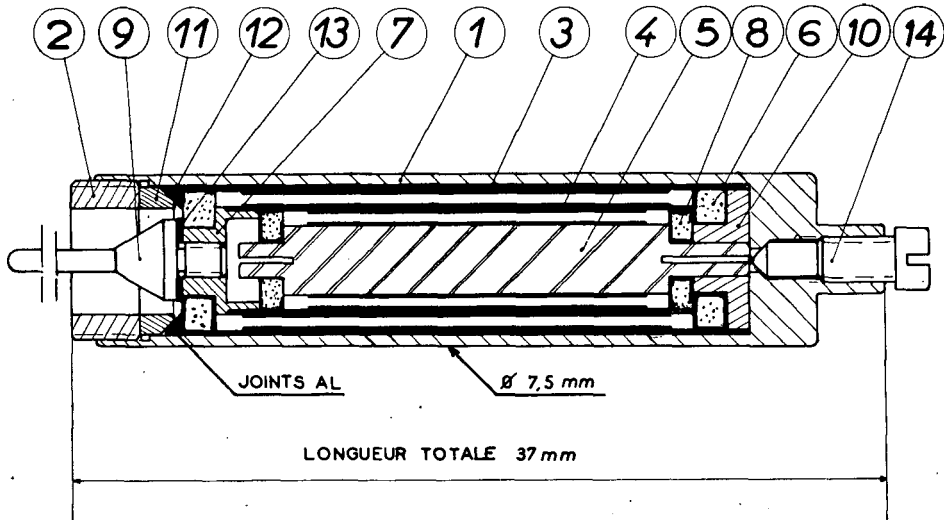


Figure 5

Chambre type BZ 1 (Fig. 5)

Cette chambre est à 4 surfaces de dépôts. Elle est donc plus complexe. Nous utilisons depuis plusieurs mois la fermeture après remplissage par un pointeau, avec contact acier sur nickel. Le corps de cette chambre étant en acier inoxydable, nous avons un contact acier sur acier. On envisage de donner une forme sphérique à la vis pointeau afin d'éliminer certains cas défectueux.

Il n'y a pas de soudure, la fermeture se faisant par des joints métalliques écrasés entre acier et quartz. Ce joint est actuellement en aluminium. On utilisera de l'or afin de pouvoir utiliser cette chambre à haute température.

Résultats. Essais des chambres

Le bon fonctionnement de la chaîne chambre à fission-amplificateurs est vérifié en relevant le spectre des impulsions. Ce dernier nous renseigne sur le bruit de fond électronique, le bruit de fond α , et le spectre des fissions.

On réduit au minimum les capacités de liaison (cannes et coaxiaux courts et de faibles capacités) et on utilise un étage d'entrée à faible bruit de fond (avec ECC 84). On a pu fonctionner correctement avec 7 m de câbles coaxiaux avant la première lampe (Fig. 6).

Essais de température

Cet essai est conditionné par la tenue des soudures. La chambre verre-platine a été essayée à 100, 300 et 400° C. Elle fonctionne à peu près correctement jusqu'à 300°. Mais à 400° C le spectre des impulsions est nettement déformé. Il est probable

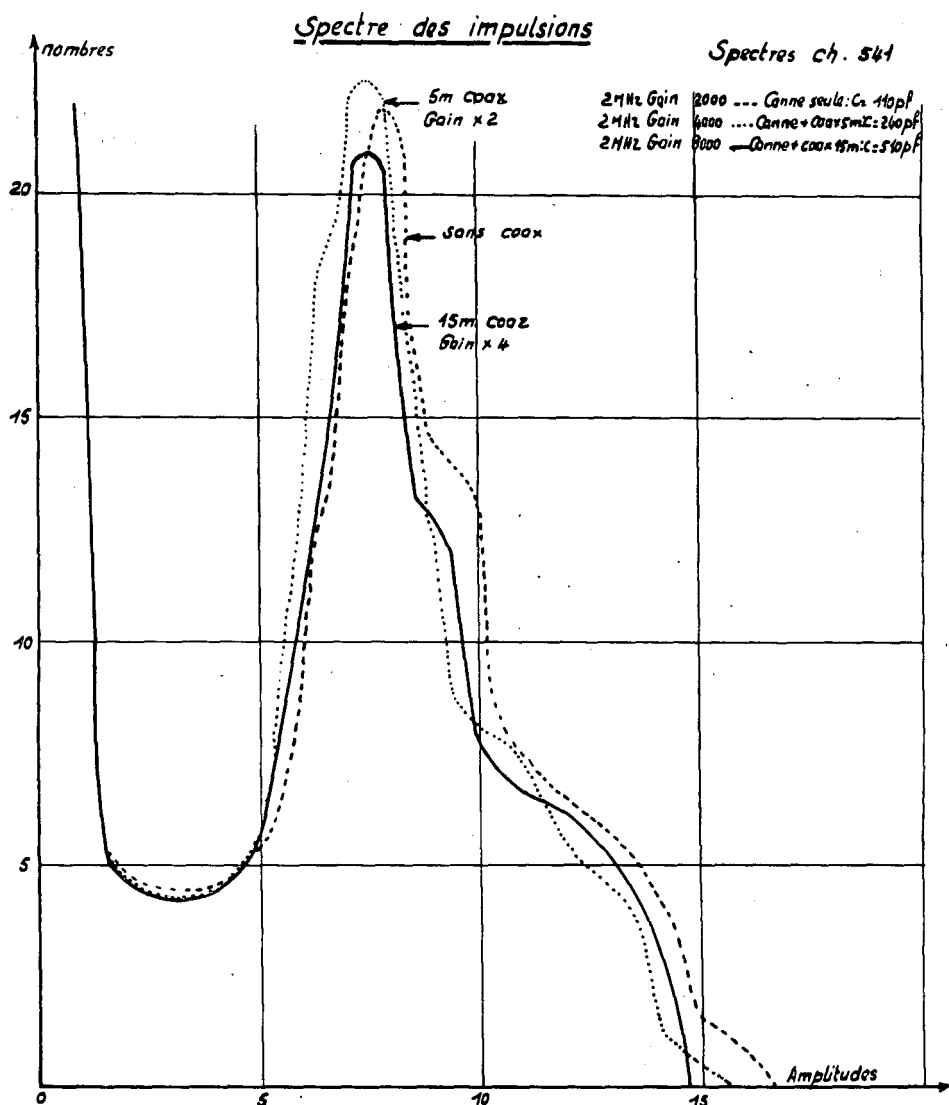


Figure 6

que cette déformation du spectre est due, non à l'effet de la température sur les isolants, mais à l'augmentation de la pression du gaz.

Efficacité des chambres à fission

Elle est proportionnelle à la surface du dépôt.

Celle-ci est de 0,2 cm² pour la chambre sphérique (type C), de 0,25 cm² pour la chambre verre platine (type E), de 0,7 cm² pour la chambre type D, de 9,8 cm² pour la chambre type BZ 1.

Pour cette dernière chambre, avec un dépôt de $1,2 \text{ mg/cm}^2$ d'uranium enrichi à 90 % en 235, l'efficacité est d'environ 1,2 % pour un spectre de neutrons thermiques, soit 0,01 impulsion par neutron, par cm^2 et par seconde.

III. NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE DES DENSITÉS DE NEUTRONS DANS LES RÉACTEURS ATOMIQUES

En examinant le fonctionnement des détecteurs de rupture de gaine dans les réacteurs, nous avons constaté que l'on pouvait réaliser, sur le même principe, des appareils pour mesurer les densités de neutrons.

Ces appareils présentent des propriétés intéressantes qui peuvent peut-être les faire préférer, dans certains cas, aux détecteurs conventionnels tels que les chambres ou les compteurs à ionisation utilisant les composés du bore.

1°) Principe de l'appareil:

Il consiste à placer, à l'endroit où l'on veut mesurer la densité de neutrons dans le cœur d'un réacteur par exemple, un dépôt mince d'un produit fissile, tel que l'uranium, et à entraîner à l'extérieur par un courant de gaz les atomes de xénon et krypton émis à l'état de reculs de fission. On mesure alors en un point commode du circuit l'activité du gaz, qui est proportionnelle à la densité de neutrons à l'endroit où se trouve le dépôt, et à la surface de ce dépôt.

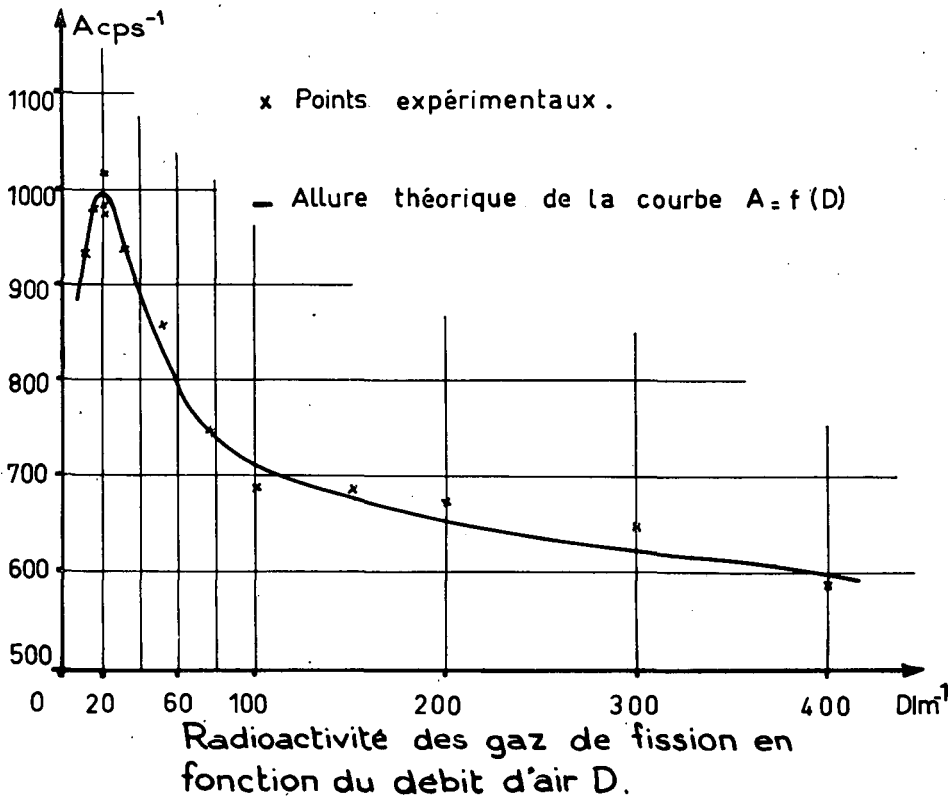


Figure 7

L'expérience montre que le débit du courant de gaz influe peu sur l'activité mesurée, tout au moins lorsque ce débit est supérieur à un litre par seconde environ, ainsi qu'on peut l'observer sur la Fig. 7: on peut faire varier le débit d'un facteur 2 sans que l'activité varie de plus de quelques pour cent. Cette stabilité est due au fait que si le débit de gaz augmente, le temps nécessaire aux produits de fission pour atteindre le compteur diminue, mais en même temps leur temps de séjour devant le compteur diminue. La distance entre le point où se trouve le matériau fissile et celui où se trouve le détecteur de rayonnement peut atteindre plusieurs dizaines de mètres, l'affaiblissement du signal d'activité détecté lorsqu'on accroît la distance étant de l'ordre de 2% par mètre d'augmentation de cette distance.

Les gaz utilisés pour transporter les isotopes du xénon et du krypton peuvent être assez variés: l'air, par exemple, qui a l'avantage de pouvoir être utilisé en circuit ouvert convient bien tant que les flux de neutrons thermiques à mesurer restent assez faibles: inférieurs à 10^{10} n/sec/cm² environ; au delà, en effet, les activités parasites dues à l'argon 41, à l'azote 16, au néon 23 et à l'oxygène 19 masquent l'activité due à une surface d'uranium de dimensions raisonnables. Pour les flux plus importants, on peut envisager d'utiliser l'hélium circulant en boucle fermée avec un réservoir de décroissance et un filtre à charbon absorbant pour les xénon et krypton et leurs parents à longue période. Les périodes des différents xénon et

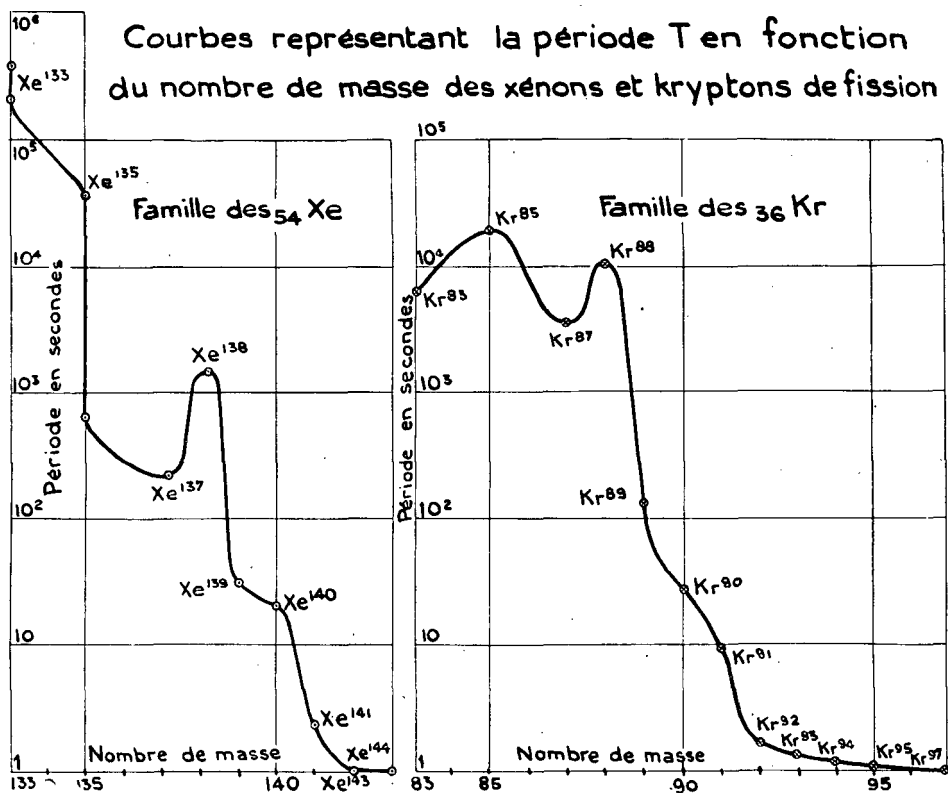


Figure 8

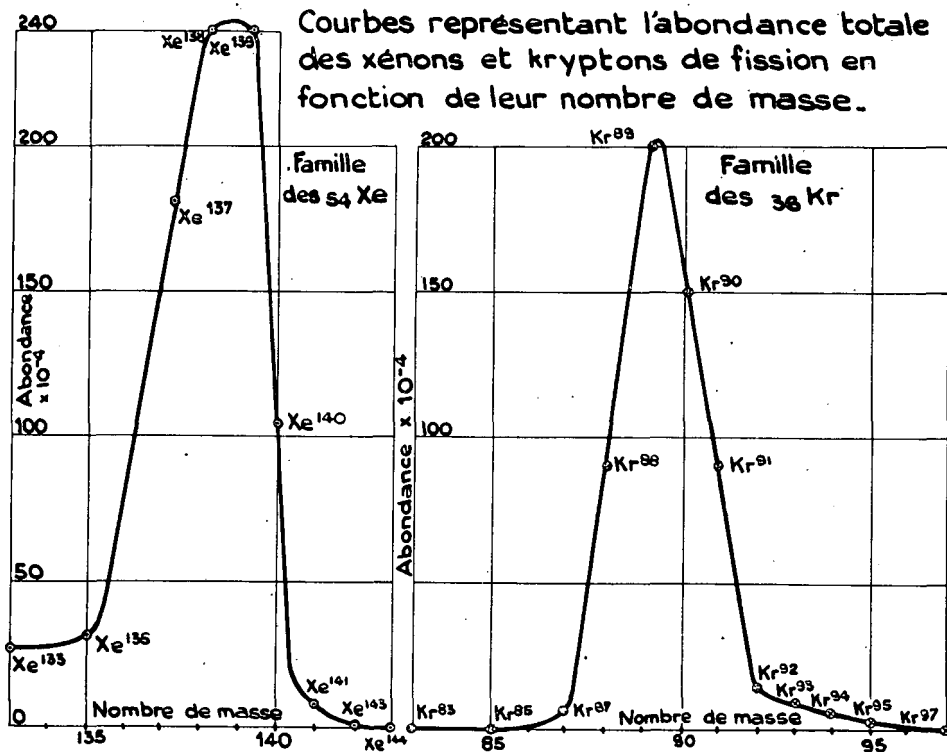


Figure 9

kryptons qui sont les principaux atomes volatils utilisés dans la mesure, sont indiqués sur la Fig. 8. Leurs abondances sont indiquées sur la Fig. 9.

Pour éviter l'accumulation au voisinage du détecteur des produits solides césium et rubidium ainsi que strontium et baryum qui ont pu se former dans le conduit par désintégration de certains xénon et kryptons, on dispose devant le détecteur un filtre à fibres fines, qui a un rendement très important pour les atomes isolés d'éléments solides.

2°) Performances:

a) La sensibilité d'un tel dispositif, équipé d'un compteur de Geiger à paroi mince (0,1 mm d'aluminium) type LCT 10 B12 est de l'ordre de grandeur de 10 impulsions par seconde pour un flux de neutrons thermiques de 10^3 n/sec/cm² lorsque la surface du dépôt fissile est de 100 cm² (le dépôt étant en oxyde d'uranium enrichi à 70% en U 235, et ayant une épaisseur moyenne de 2 mg/cm²).

b) Insensibilité aux rayons γ : l'appareil est extrêmement insensible à l'action des rayons γ , ce qui le rend intéressant pour commander le redémarrage d'un réacteur.

Par exemple, un appareil de ce type placé dans un flux de neutrons thermiques de $1,3 \cdot 10^6$ cm⁻²s⁻¹ accompagné d'un filtre de rayons gamma de $2 \cdot 10^5$ R/8h de rayonnement (ces conditions, par exemple, sont celles qu'on obtient dans la pile EL.2, 6 jours

après l'arrêt de celle-ci) donnait un contraste supérieur ou égal à 1.500 entre l'effet des neutrons et celui des rayons γ ; ce dernier effet est donc négligeable. Une chambre d'ionisation compensée produisant une atténuation de l'effet γ d'un facteur 100, placée dans les mêmes conditions, aurait donné un courant dû au rayonnement γ 2,5 fois plus important que le courant d'ionisation dû aux neutrons: toute mesure aurait donc été impossible avec cette chambre; seule une chambre à fission aurait été utilisable (jusqu'à 10^6 R/8h environ).

c) Tenue en température: Une qualité intéressante de ces appareils est leur possibilité d'avoir leur surface émettrice portée à une température très élevée.

Des mesures de flux de neutrons à des températures de 1.000°C sont possibles avec ce détecteur. Les fluctuations de sensibilité en fonction de la température, dues aux fluctuations des vitesses de diffusion des produits de fission dans l'émetteur et à son voisinage ont été étudiées jusqu'à une température de 750°C : à très faible débit (inférieur ou égal à 30 l/mn), le taux de comptage augmente avec la température à partir de 500°C , il passe de 250 désintégrations par minute à 500°C , à 400 désintégrations par minute à 750°C , et il reprend sa valeur initiale quand la température décroît. Pour des débits plus élevés, supérieurs à quelques litres par seconde, les premières expériences effectuées n'ont montré aucune variation du taux de comptage entre 25 et 300°C , des expériences complémentaires sont en cours pour atteindre 1.000°C . L'allure du phénomène est représentée Fig. 10: le maximum des courbes taux de comptage — débit se déplace vers les faibles débits et augmente à mesure que la température croît; pour les débits élevés toutes les courbes sont pratiquement confondues. Tout se passe comme si la pseudo-constante radioactive λ_i diminuait

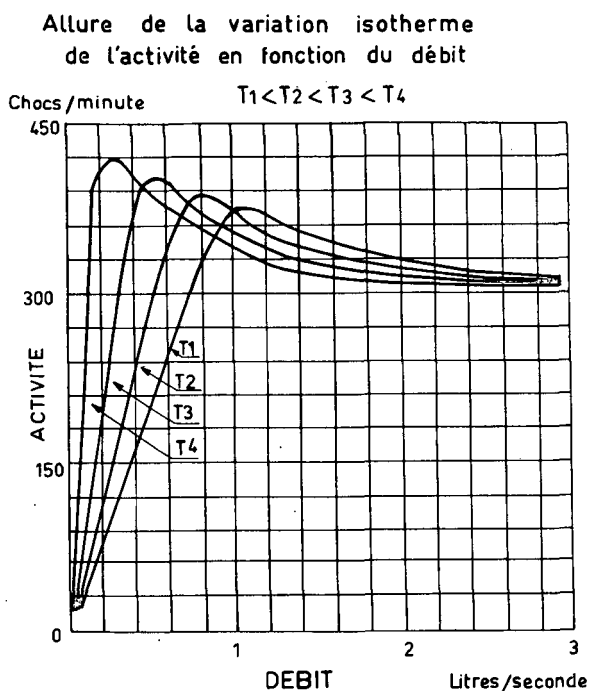


Figure 10

quand la température augmente, ce qui est dû à la diminution du temps de diffusion des atomes à travers la couche de gaz située au contact du dépôt fissile. Le phénomène ne présente pas de rémanence, ce qui permet un étalonnage de l'appareil même à faible débit.

d) Mesure ponctuelle de flux. Enfin, lorsque les flux sont forts, un autre avantage de ces appareils est qu'il suffit d'une surface émettrice extrêmement petite:

Par exemple: dans un flux de 10^{12} neutrons thermiques ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), une surface de $1/10 \text{ mm}^2$ d'oxyde d'uranium naturel est suffisante (elle donne 100 impulsions par seconde avec le dispositif cité plus haut). On peut ainsi tracer des cartes géographiques de la densité des neutrons avec une précision géographique nettement supérieure à celle que l'on peut avoir avec les plus petites chambres d'ionisation. D'autre part, la quantité de matériau fissile introduite à l'endroit où l'on veut mesurer le flux est ainsi très faible: 10 microgrammes pour un détecteur de 1 mm^2 , et perturbe ainsi très peu le flux.

La précision d'un tel dispositif est de l'ordre de 3% pour des flux supérieurs à $100 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et de 10% pour des flux inférieurs à $100 \text{ neutrons par cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; cette précision est liée aux fluctuations statistiques du taux de comptage et aux dérives de l'électronique (on suppose que le fluide gazeux est de l'air en boucle ouverte ou de l'He purifié cyclé — au cas où le flux dépasse $10^{10} \text{ n/cm}^2/\text{sec}$). Le temps de réponse à une variation de flux de neutrons est limité par le temps de transit du gaz entre l'émetteur de produits de fission et le détecteur. Dans les conditions actuelles les pertes de charges limitent ce temps de transit à quelques dizaines de millisecondes par mètre de distance entre émetteur et détecteur.

Comparaison des indications du détecteur de neutrons et des puissances relevées au tableau de commande du réacteur P2

- x Puissance $P = f(t)$ Mesurée avec des chambres d'ionisation à B4C
 —○ Radioactivité des gaz de fission (255 cps correspondent à 1000 Kw)

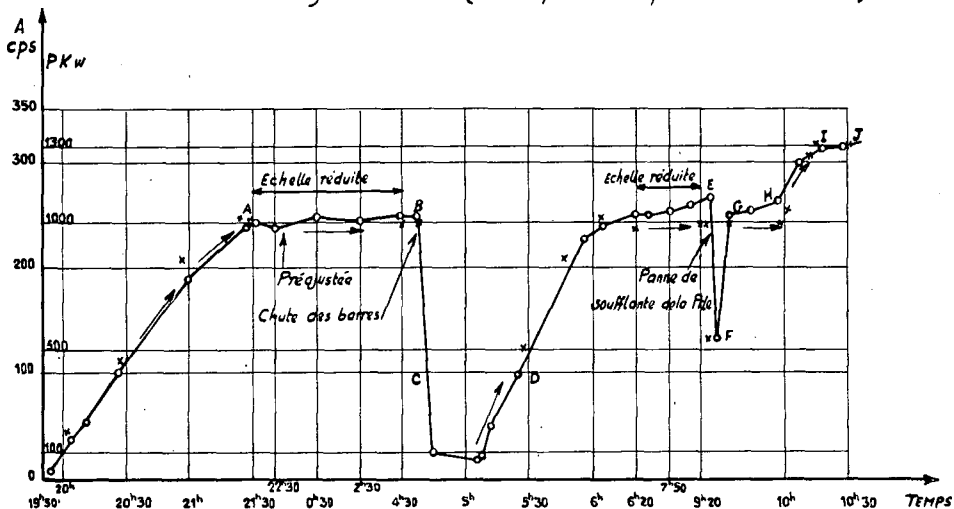


Figure 11

sance. On réalise cet enregistreur de manière à avoir un 0 central au milieu de l'échelle et une amplitude de variation correspondant à -520 et à $+520$ kW. On l'équipe de contacts de fin de course que l'on règle de manière à ce qu'ils se déclenchent sur -520 kW ou $+520$ kW. L'arrivée en fin de course basse de cet enregistreur déclenchera une des deux bobines du commutateur pas à pas, l'arrivée en fin de course haute l'autre bobine, provoquant ainsi le passage du contact mobile sur le plot supérieur ou inférieur suivant les cas. Le résidu de tension ΔP se trouve alors ramené à la valeur ± 480 kW.

c) Mesure de ρ (Fig. 2)

La quantité ρ (analogue à la réactivité) est obtenue par la méthode du potentiomètre automatique déjà utilisée sur la pile EL 2. Cette méthode, on le sait, consiste à alimenter le potentiomètre d'asservissement de l'enregistreur destiné à afficher et enregistrer la réactivité par la tension en provenance de la mesure de puissance linéaire. On différencie, grâce à un condensateur, cette tension et on l'injecte à l'entrée de l'amplificateur d'asservissement de l'enregistreur. On renvoie également à l'entrée de l'enregistreur la tension prélevée sur le curseur du potentiomètre d'asservissement. A l'équilibre, ces deux tensions sont égales. Si la tension différenciée est de la forme:

$$k \cdot \frac{dP}{dt}$$

où k est une constante, et si la tension sur le curseur du potentiomètre est de la forme xP , x représentant une fraction de la puissance proportionnelle à l'angle de rotation du curseur, on a l'égalité:

$$xP = k \cdot \frac{dP}{dt} \quad \text{ou}$$

$$x = \frac{k}{P} \cdot \frac{dP}{dt}$$

c'est dire qu'elle est proportionnelle à $\frac{1}{T}$ où T est la période de la pile. En fait, on s'arrange pour disposer d'un enregistreur à point milieu, le milieu de l'échelle correspondant à une réactivité nulle, c'est-à-dire à une période infinie et les extrémités de l'échelle correspondant à une réactivité élevée, c'est-à-dire à une période courte (quelques secondes). De même que pour la puissance P et la puissance fine ΔP , on équipe cet enregistreur d'un potentiomètre calé sur l'arbre de l'enregistreur et destiné à fournir au signal de pilotage la quantité ρ (ou $\frac{1}{T}$).

2°) Affichage de la puissance désirée $P_0 + \Delta P_0$

Pour afficher la puissance désirée P_0 , l'opérateur dispose au pupitre d'un commutateur à 21 positions lui permettant d'afficher les milliers de kW de 0 à 20, et d'un potentiomètre à variation continue gradué de -500 kW à $+500$ kW lui permettant d'afficher la puissance fine ΔP_0 . Sur les bornes du commutateur à 21 positions sont câblées 20 résistances égales et l'ensemble de ce pont de résistances est alimenté par une tension alternative de 60 V 400 Hz. Sur chacun des plots on dispose donc d'une tension donnant la puissance désirée en milliers de kW. Sur le potentiomètre à variation continue on dispose d'une tension correspondant à la fraction de la puissance désirée comprise entre -500 et $+500$ kW.

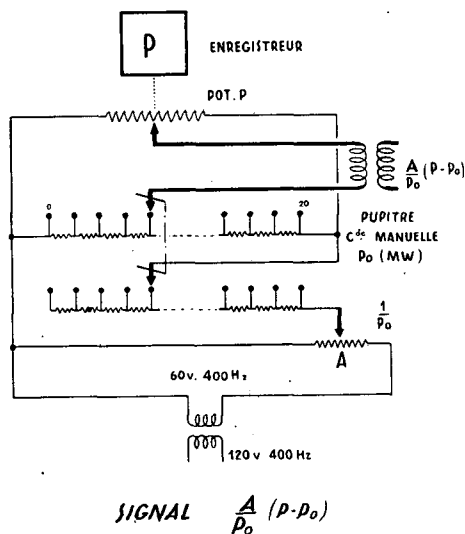
3°) Elaboration de $A(P - P_0) - B\rho$, $A'(\Delta P - \Delta P_0) - B'\rho$


Figure 3

 a) Elaboration de $\frac{A}{P_0} (P - P_0)$ (Fig. 3)

Voyons maintenant comment à partir des différents termes P , P_0 , ρ on bâtit les termes de l'équation donnant le signal d'erreur.

On alimente par la même tension alternative 60 V 400 Hz le potentiomètre P et le pont de résistances P_0 . Pour obtenir la quantité $P - P_0$ on opère d'une manière extrêmement simple. On réunit les 2 bornes de sortie du primaire d'un transformateur respectivement au curseur du potentiomètre donnant P et au contact mobile du commutateur pas à pas donnant P_0 . En fait, de manière à pouvoir régler le niveau du signal d'erreur, on introduit dans le circuit d'alimentation commun à P et P_0 un premier potentiomètre ajustable qui prend la fraction A de la tension alternative 60 V d'alimentation et, en série avec ce dernier potentiomètre, on dispose un atténuateur à plots dont le but est de maintenir le niveau du signal u à peu près indépendant de la valeur P_0 . Pour cela le contact mobile de cet atténuateur est calé sur le même axe que le commutateur P_0 . On obtient donc à peu près une atténuation en $1/P_0$. Finalement, on obtient sur le secondaire du transformateur un terme de la forme

$$\frac{A}{P_0} (P - P_0).$$

 b) Elaboration de $A'(\Delta P - \Delta P_0)$ (Fig. 4)

On opère de la même façon pour obtenir le terme $A'(\Delta P - \Delta P_0)$, à cette différence près que l'on connecte cette fois-ci le primaire d'un transformateur au curseur des 2 potentiomètres ΔP et ΔP_0 alimentés par une tension alternative 60 V 400 Hz à travers un potentiomètre ajustable donnant le coefficient A' . On obtient alors sur le secondaire du transformateur un terme de la forme $A'(\Delta P - \Delta P_0)$.

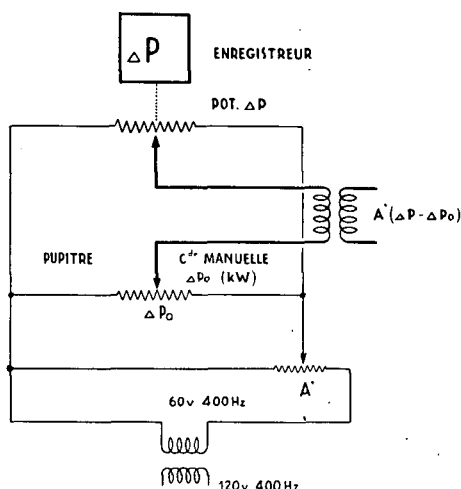
SIGNAL $A'(\Delta P - \Delta P_0)$

Figure 4

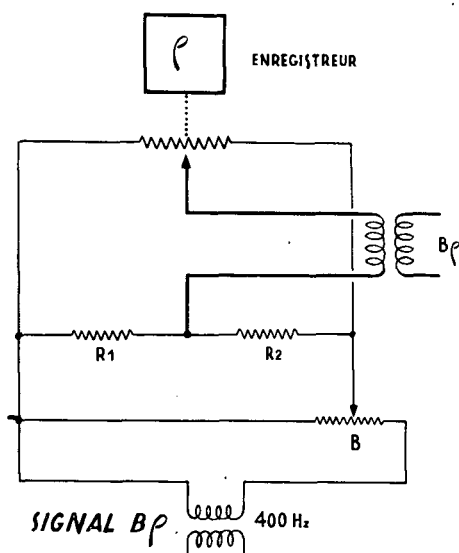


Figure 5

c) Elaboration de $-B_\rho$, $-B'\rho$ (Fig. 5)

Pour obtenir le terme en ρ on alimente le potentiomètre calé sur l'axe de l'enregistreur de réactivité par une tension alternative 60 V 400 Hz atténuée, soit à travers un potentiomètre ajustable B, soit à travers un potentiomètre ajustable B'. On obtient au secondaire du transformateur un terme de la forme B_ρ ou $B'\rho$.

d) Elaboration de $u = \frac{A}{P_0} (P - P_0) - B_\rho$ (Fig. 6)

Pour former u ou u' on connecte en série les secondaires des transformateurs dont nous avons parlé et l'on obtient entre les bornes extrêmes le signal désiré u ou u' . Ce signal est alors envoyé à l'entrée des amplificateurs de commande de barres qui appliquent eux-mêmes aux moteurs d'entraînement de barres la tension de commande dans un sens ou dans l'autre.

4° Commutation pilotage fin — pilotage gros

Il reste un problème à résoudre: le passage du pilotage gros (signal u) au pilotage fin (signal u'). Ceci peut être évidemment effectué manuellement à l'aide d'un interrupteur, mais on a cherché à obtenir une commutation entièrement automatique que lorsque la valeur en milliers de kW de la puissance actuelle de la pile est devenue égale à la valeur affichée P_0 commute le signal de commande de pilotage gros u dans le signal de pilotage fin u' . On a donc: $A'(\Delta P - \Delta P_0) - B_\rho$. Ceci est réalisable au moyen du dispositif suivant (Fig. 7): on place la bobine d'un relais sensible entre des contacts mobiles de deux ponts de résistances. L'un de ces ponts est câblé sur une galette du commutateur de puissance désirée P_0 , l'autre sur une galette du commutateur pas à pas utilisé dans la mesure de puissance fine P . Lorsque les tensions prélevées sur ces 2 contacts sont différentes, un courant circule dans la bobine et le signal utilisé pour le pilotage est le signal u . Lorsque les contacts sont sur des plots correspondants, la bobine n'est plus excitée et un système de relais commute sur le

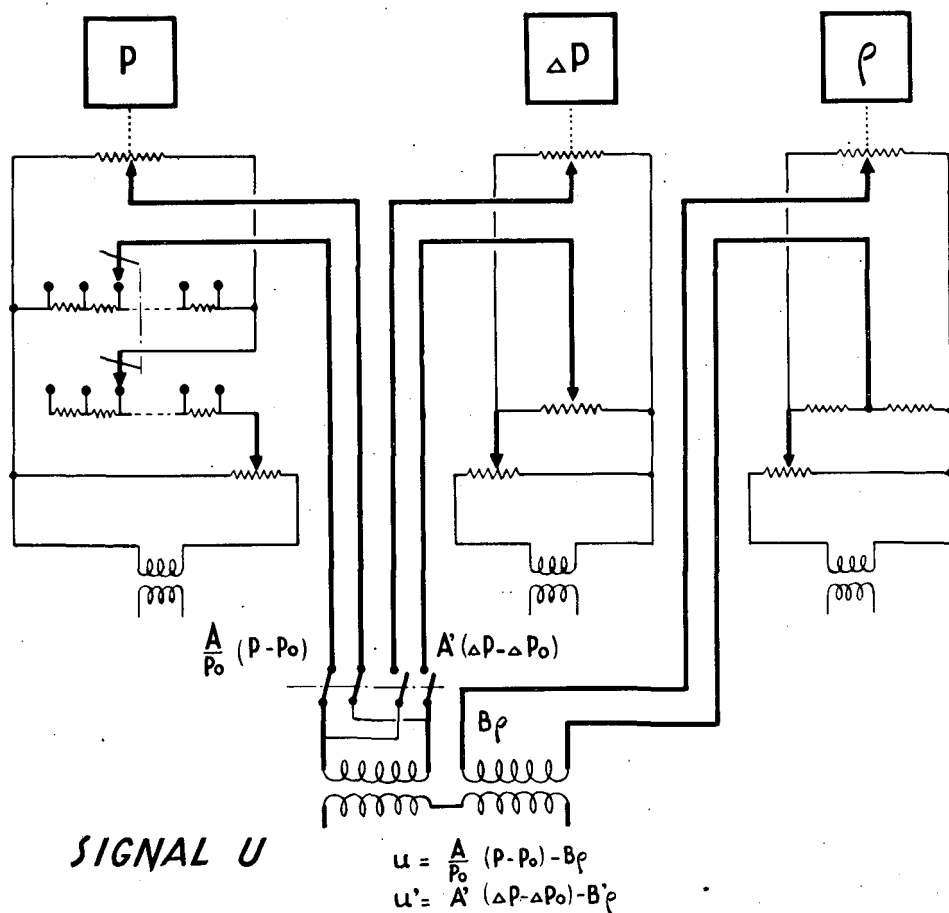


Figure 6

primaire d'un des transformateurs servant à l'élaboration du signal les connexions P en connexions ΔP , P_o en ΔP_o et $B\rho$ en $B'\rho$. Le signal u au secondaire se trouve alors remplacé par le signal u' .

III. LA CHAÎNE DE COMMANDE

1°) Amplificateur électronique

Le signal de commande u ou u' est donc obtenu sous la forme d'une tension alternative à 400 Hz. Cette tension est injectée à l'entrée d'un étage amplificateur basse fréquence absolument classique qui en élève le niveau avant de l'envoyer à l'entrée de l'amplificateur magnétique de commande de barre.

2°) Amplificateur magnétique

L'amplificateur magnétique de commande de barre est un amplificateur du type amplistat à 3 étages qui a été décrit en détail dans une des annexes de la notice sur la pile EL 3 publiée conjointement par le C.E.A. et les Chantiers de l'Atlantique.

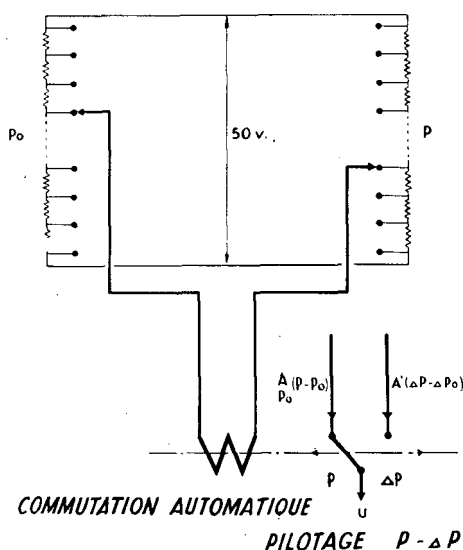


Figure 7

La puissance de sortie de cet amplificateur est de l'ordre de 100 W. Elle est appliquée à un moteur diphasé 400 Hz d'importation américaine Diehl. C'est ce moteur qui actionne directement la barre de réglage.

3°) Pilotage simple — Pilotage double

La pile EL 3 est équipée de 2 barres de réglage qui représentent environ 300 pcm chacune.

En pilotage automatique on peut choisir, soit le pilotage simple (pilotage automatique sur une seule barre), soit le pilotage double (pilotage automatique sur les deux barres). D'autre part, on dispose de deux chaînes de mesure linéaires.

Des inverseurs permettent d'élaborer le signal u , soit au moyen de la puissance fournie par la première des chaînes linéaires de mesure, soit par la seconde en pilotage simple. Un autre système d'inverseurs permet d'envoyer le signal de commande, soit sur la chaîne de commande de la barre de réglage 1, soit sur la chaîne de commande de la barre de réglage 2.

En pilotage double, le signal de commande est envoyé simultanément sur les deux chaînes de commande de barre.

4°) Compensation automatique

L'appoint de réactivité fournie par le retrait d'une barre de réglage est insuffisant pour assurer une montée en puissance dans la gamme demandée. Aussi doit-on adjoindre au dispositif de pilotage précédemment décrit un système dit «de compensation automatique» qui assure la mise en mouvement automatique des barres de compensation.

Ces barres de compensation ont une réactivité de 3.000 pcm environ et sont au nombre de 6.

Leur dispositif de mise en marche repose sur les principes suivants: on définit pour les barres de réglage une zone dite «efficace» qui s'étend approximativement à ± 40 cm au-dessus et au-dessous du plan moyen du cœur du réacteur. On munit

les barres de réglage de butées dites «efficaces» aux points haut et bas et au point milieu de la course «efficace». Lorsqu'au cours de son mouvement ascensionnel une barre de réglage atteint, par exemple, la butée efficace haute, elle déclenche une barre de compensation en montée. Le signe du signal d'erreur se trouve alors inversé. La barre de réglage descend et en arrivant à sa butée efficace milieu elle arrête la barre de compensation. La barre de réglage monte à nouveau et le cycle recommence. L'arrivée d'une barre de compensation en fin de course haute déclenche une autre barre de compensation qui prend la relève et monte à son tour. Un système relativement complexe de pré-sélection permet de choisir l'ordre dans lequel les 6 barres de compensation peuvent ainsi être automatiquement mises en marche.

Il est évident que lorsqu'on a affaire à une diminution de puissance, le processus est inverse par utilisation des butées efficaces basses et de descente des barres de compensation, l'ordre de descente des barres étant alors inverse de celui qui a été choisi comme ordre de montée.

IV. RÉSULTATS OBTENUS

Examinons maintenant les résultats obtenus sur la pile en fonctionnement et tout d'abord voyons les résultats obtenus lorsqu'on cherche à stabiliser la puissance pile à une valeur donnée.

Les fluctuations naturelles de la puissance pile autour de sa valeur moyenne sont accrues dans le cas d'EL 3 par les oscillations dues aux légères variations du plan d'eau lourde dans la cuve. En effet, dans EL 3, l'eau lourde est utilisée à la fois comme modérateur et comme réfrigérant primaire. Il s'ensuit que la circulation d'eau lourde le long des barreaux avec retour dans la cuve produit un certain remous qui affecte légèrement le niveau de la cuve. La couche d'eau lourde située au-dessus du cœur constituant une partie du réflecteur, le flux neutronique est affecté par ces mêmes variations et il s'ensuit des oscillations de puissance qui, si elles ne dépassent pas 1 % de la puissance pour des valeurs de l'ordre de quelques centaines de watts, augmentent très notablement lorsque la puissance s'élève vers 10.000 kW et que les pompes principales sont mises en marche.

Une première amélioration sensible a été obtenue en élevant le plan d'eau lourde dans la cuve. Un résultat encore meilleur est attendu d'une modification du dessin des futures cellules qui constitueront le prochain chargement.

Dans les conditions actuelles de fluctuations, l'introduction du pilotage automatique à puissance élevée a pour effet:

- 1°) De donner une excellente stabilisation dans le temps de la valeur moyenne de la puissance.
- 2°) De diminuer sensiblement l'amplitude des fluctuations, mais celles-ci restent néanmoins importantes et représentent toujours une fraction notable de la mesure ΔP .

Au point de vue des variations de puissance, les résultats obtenus sont encore assez limités. Il semble que les coefficients actuellement utilisés et réglés en vue d'une bonne stabilisation donnent une trop grande amplitude au moment des montées ou des descentes en puissance et aboutissent à des vitesses trop rapides de variations. Par ailleurs, la présence des fluctuations de la mesure P rend assez aléatoire le fonctionnement correct de la commutation pilotage gros — pilotage fin.

Le C.E.A. étudie actuellement un programmeur à vitesse variable qui remplacera dans le système de pilotage gros le commutateur P_0 par un potentiomètre à variation continue entraîné plus ou moins vite par un moteur. On espère ainsi obtenir automatiquement des vitesses de montée en puissance de l'ordre de 1 à 6 MW par heure.

Conclusions

Pour conclure, je dirai que les premiers résultats obtenus sur EL 3 dans le domaine de la stabilisation de puissance venant après ceux déjà obtenus dans le pilotage de la pile EL 2, confirment la validité des principes utilisés, en particulier le valeur de l'équation du signal de commande.

Il reste néanmoins que les problèmes de pilotage pile sont encore très ouverts et que, en particulier, la manière d'engendrer le signal de commande sans utiliser les enregistreurs peut donner lieu à de nouvelles études.

REALISATION DU PILOTAGE DU REACTEUR G2

C. DI GIACOMO - LABORATOIRE DE RECHERCHES DU DÉPARTEMENT E.N.T.E. -
SOCIÉTÉ ALSACIENNE DE CONSTRUCTIONS MÉCANIQUES (FRANCE)

Le réacteur G2 est un réacteur à uranium naturel, modéré au graphite et refroidi au gaz carbonique sous pression. Ce réacteur étant un réacteur plutonigène, le but du pilotage automatique est de maintenir constante la puissance neutronique au voisinage de sa valeur maximum à 2,5 pour mille près. Le réglage du flux est obtenu en déplaçant deux barres absorbantes en carbure de bore dans le réacteur — anti-réactivité totale 240 pcm environ. Le déplacement des barres est asservi à la puissance du réacteur par un signal d'erreur de la forme

$$e = -A \delta P - \frac{B}{P} \frac{dP}{dt},$$

δP signal puissance fourni par le vernier de puissance (mesure fine de la puissance) dont l'échelle est de ± 10 MW, ce qui permet une meilleure précision de pilotage,

$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt}$ dérivée logarithmique de la puissance.

I. BOUCLE D'ASSERVISSEMENT

Nous allons examiner rapidement les éléments de la boucle d'asservissement. Nous trouvons (Figure 1):

- 1°) Le réacteur
 - 2°) Les barres de pilotage
 - 3°) Le moteur d'asservissement et le tambour d'enroulement des câbles auxquels sont suspendues les barres
 - 4°) L'amplificateur d'asservissement
 - 5°) Le signal dérivée logarithmique de la puissance, introduit par une boucle secondaire
 - 6°) Le signal puissance dans la boucle principale.
- Pour étudier la stabilité de l'asservissement il est intéressant de déterminer la fonction de transfert des éléments et la fonction de transfert globale.

1°) Le réacteur

Le réacteur est défini par les équations cinétiques suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \frac{\delta k - \beta}{\tau} P + \sum \lambda_i C_i \\ \frac{dC_i}{dt} &= \frac{\beta_i}{\tau} P - \lambda_i C_i, \quad i = 1, 2, 3, 4, 5, 6, \end{aligned} \quad (1)$$

en utilisant six groupes de neutrons retardés.

P puissance du réacteur,

δk réactivité,

τ temps de vie d'une génération de neutrons,

β fraction totale des neutrons retardés,

C_i concentration des émetteurs des neutrons retardés du i^{e} groupe,

λ_i constante radioactive des émetteurs des neutrons retardés du i^{e} groupe,

β_i fraction des neutrons retardés du i^{e} groupe.

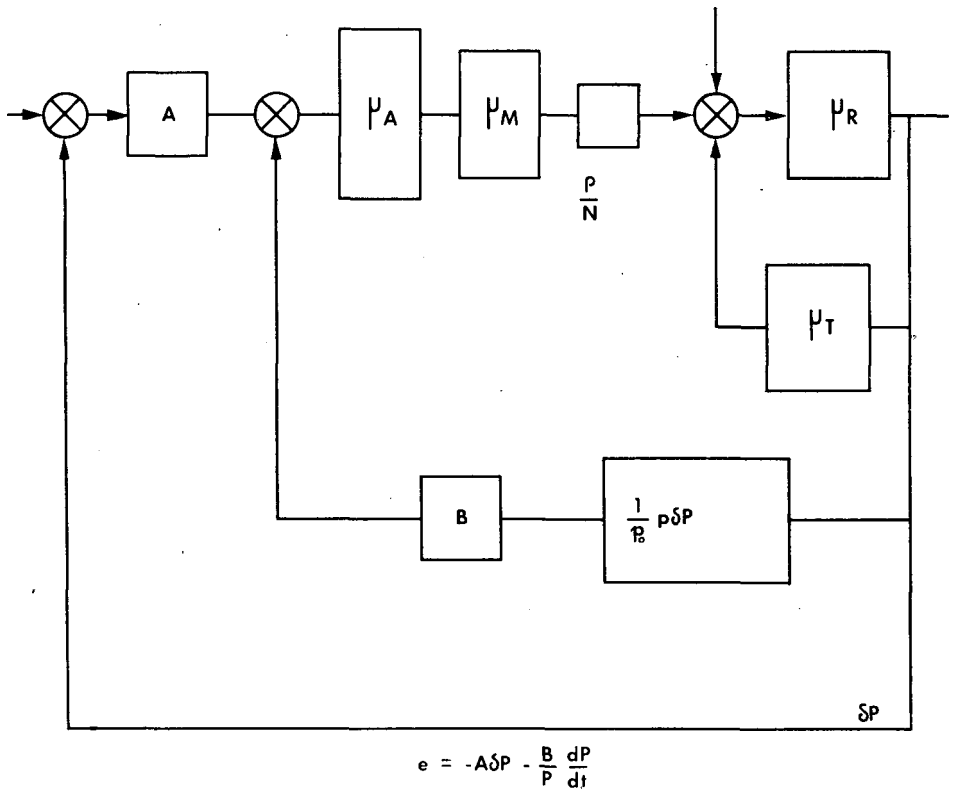


Figure 1

Autour d'un état d'équilibre on peut, en négligeant les termes du second ordre, obtenir un système d'équations linéaires ne faisant intervenir que les variations.

Etat stable P_o, C_{io}

$$P = P_o + \delta P$$

$$C_i = C_{io} + \delta C_i$$

Appliquant la transformation de Laplace on en déduit une fonction de transfert du réacteur nu.

$$\frac{\delta P}{\delta k} = P_o \frac{{}_1^6 \Pi (p + \lambda_i)}{p (a_0 p^6 + a_1 p^5 + a_2 p^4 + a_3 p^3 + a_4 p^2 + a_5 p + a_6)} \quad (2)$$

Mais on constate en introduisant les valeurs numériques que pour notre cas on obtient une précision suffisante en prenant une fonction de transfert réduite, ne faisant intervenir qu'un groupe de neutrons retardés moyen.

Expression simplifiée

$$\mu_R = \frac{\delta P}{\delta k} = \frac{P_o}{\tau} \frac{p + 0,1}{p(p + 7,6)} \quad (3)$$

On ajoute aux équations précédentes une équation représentant d'une façon simplifiée l'effet de température de l'uranium

$$\frac{dT}{dt} = \alpha P - \beta T, \quad (4)$$

T température moyenne de l'uranium,

β coefficient tenant compte du refroidissement.

On définit ainsi autour d'un état stable une fonction de transfert pour les variations.

Etat stable P_0 , T_0

$$T = T_0 + \delta T$$

$$\text{d'où } \mu_T = \frac{\delta k}{\delta P} = - \frac{K}{v p + 1} \quad (5)$$

D'où le quadripole équivalent au réacteur, l'effet de température étant figuré par une boucle secondaire (Fig. 1 bis).

2°) Les barres

La relation entre l'antiréactivité introduite par les barres et leur déplacement est considérée comme linéaire dans la zone d'utilisation (Fig. 2).

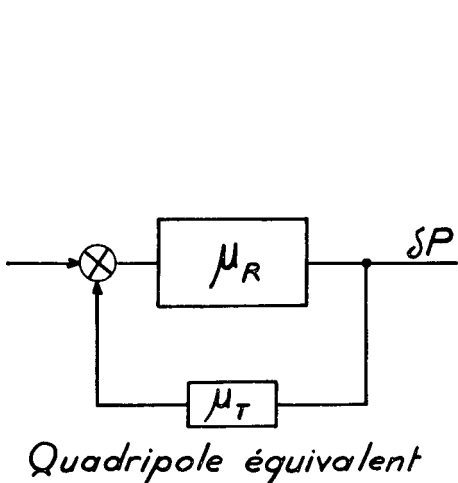


Figure 1 bis

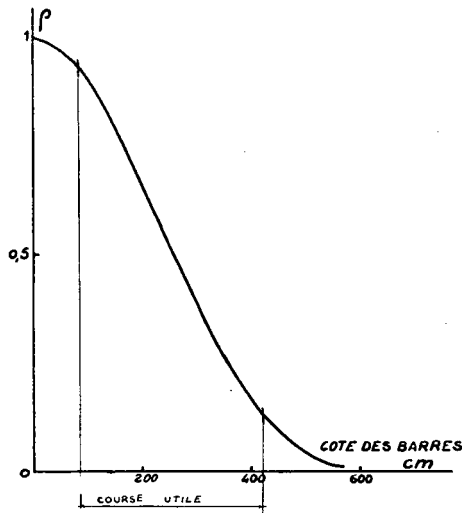


Figure 2

3°) Le moteur

Le moteur est un moteur diphasé d'asservissement Diehl 60 Hz utilisé à 50 Hz et pouvant fournir une puissance de 500 W. Le moteur étant dans une enceinte sous pression, on est obligé d'utiliser un moteur sans balais, le contact graphite — métal étant mauvais en atmosphère sèche et nécessitant un entretien fréquent.

4°) Amplificateur d'asservissement

Le moteur demandant une puissance électrique importante, il paraissait nécessaire d'utiliser au moins pour l'étage de sortie un étage magnétique qui permette d'allier

la robustesse à la sécurité. Nous avons donc choisi la constante de temps de l'amplificateur comme paramètre.

L'étude de la stabilité des différentes boucles et de l'ensemble montre que, compte tenu du gain nécessaire à la précision et de la marge de phase donnant une stabilité suffisante, on peut utiliser des étages magnétiques à réponse rapide — constante de temps 10 à 20 ms pour une porteuse à 50 Hz.

Connaissant la fonction de transfert globale on en déduit par application de la transformation inverse de Laplace les régimes transitoires pour de petites perturbations.

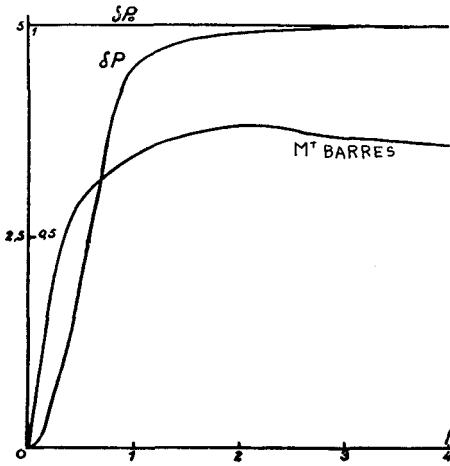


Figure 3

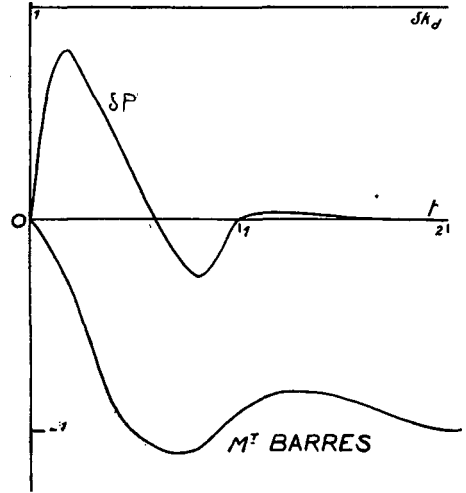


Figure 4

Figure 3: Echelon de puissance

Figure 4: Echelon de réactivité

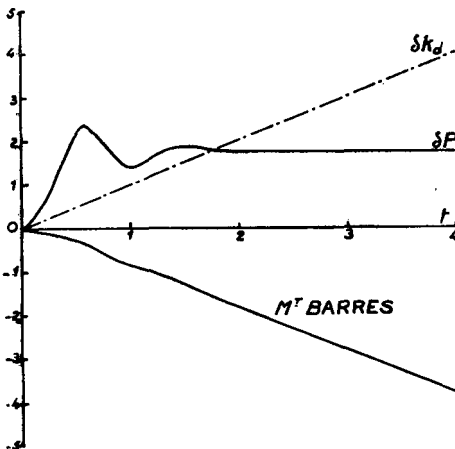


Figure 5

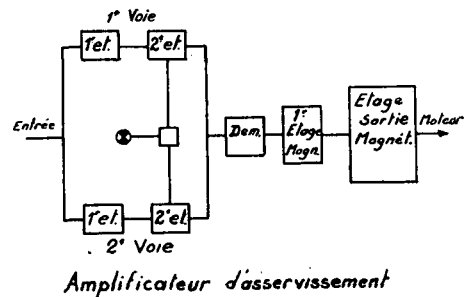


Figure 6

Figure 5: Variation linéaire de réactivité. δk_d représente le mouvement des barres.

Tous ces résultats furent ensuite vérifiés par une simulation sur calculateur analogique.

II. RÉALISATION DE L'AMPLIFICATEUR

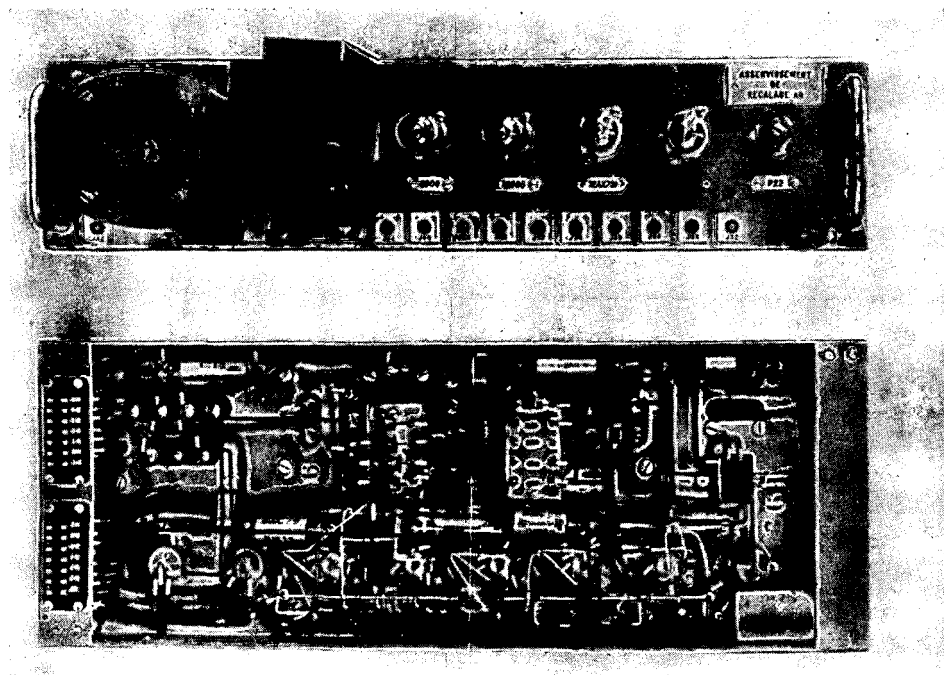
Le problème de la stabilité étant résolu, on a envisagé l'amplificateur d'asservissement sous l'aspect gain et puissance. On a été ainsi conduit au schéma de la figure 6.

1° Préamplificateur électronique

Constitué de deux voies en parallèles, chaque voie comportant deux étages. La présence de deux voies en parallèles est nécessitée par les conditions de sécurité maximum, la destruction d'un tube ne perturbant pas le fonctionnement de l'asservissement, celui-ci pouvant fonctionner avec une seule voie. Pour détecter un défaut d'amplification, on amplifie la tension qui apparaît entre les deux cathodes non découplées des seconds étages. Cette tension attaque un relais signalant le défaut.

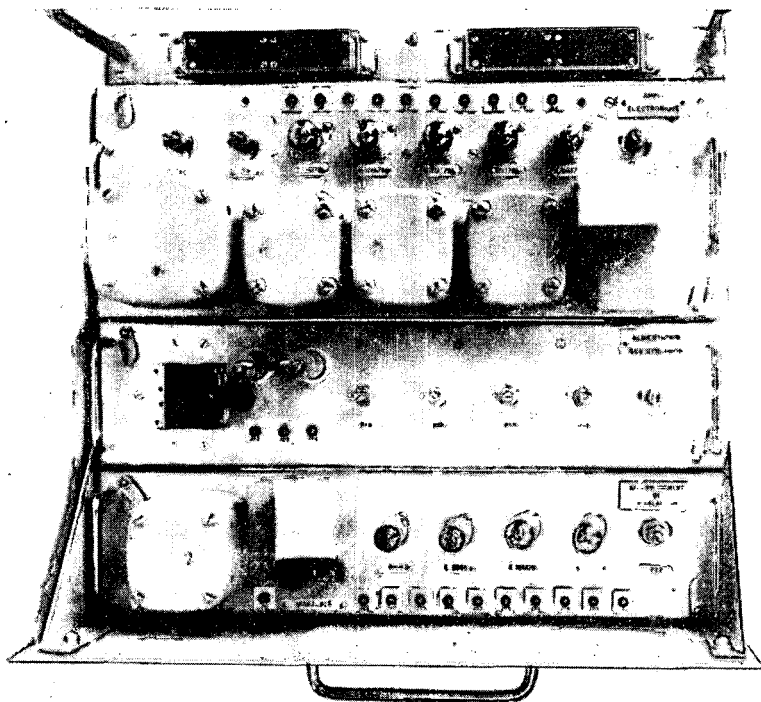
2° Démodulateur

Du type classique à diodes, fournit deux tensions une alternance à phase réversible. Chaque tension correspond à une alternance de la porteuse.



Cliché 1

Le cliché I montre l'aspect du câblage du préamplificateur et un amplificateur de récalage dont nous parlerons à propos des sécurités.



Cliché II

Le cliché II montre ces deux amplificateurs dans leur tiroir; on distingue entre eux la platine de mélange des signaux d'erreur.

3°) Premier étage magnétique

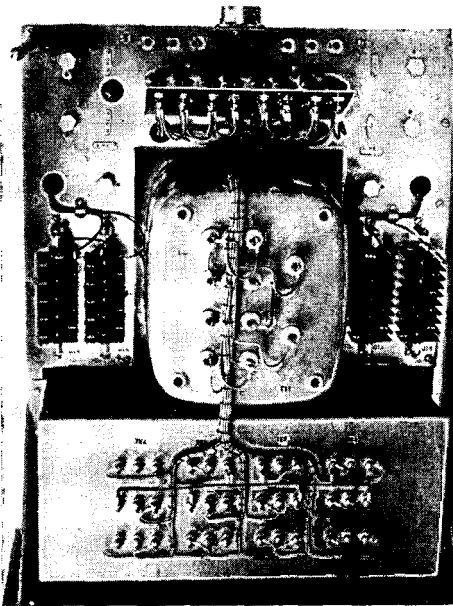
Constitué par deux voies, composées chacune par un étage donnant une tension une alternance à phase réversible. Chaque voie est attaquée par le démodulateur et attaque un enroulement de contrôle de l'étage suivant. La constante de temps de cet étage est de 10 ms.

Le cliché III¹⁾ représente un des tores en Rectimphy utilisé (matériau magnétique à cycle d'hystérésis rectangulaire).

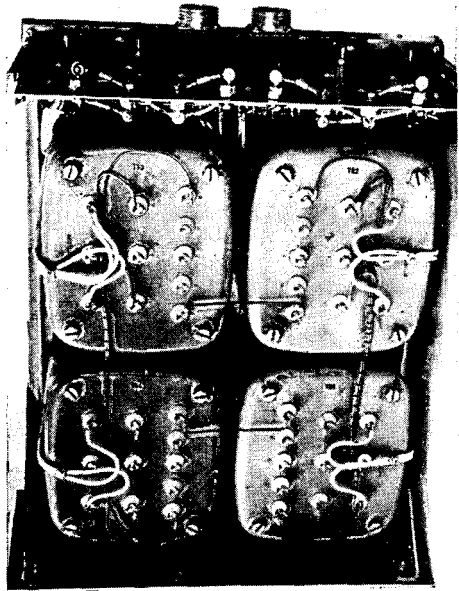
Le cliché IV montre le premier étage magnétique dans son tiroir; on distingue au milieu le transformateur d'alimentation de l'étage encadré par les redresseurs du circuit de puissance de l'étage. A l'arrière les prises de test.

¹⁾ For technical reasons it has not been possible for the publisher to reproduce the clichés III, V, VI, VIII, X; the reader may however obtain a photo-copy of these figures at cost price, by writing to: The International Atomic Energy Agency, Kärntnering, Vienna I, Austria.

Pour des raisons d'ordre technique, il n'a pas été possible à l'éditeur de reproduire les clichés III, V, VI, VIII, X; le lecteur peut toutefois se procurer une photo-copie de ces tableaux, au prix coûtant, en écrivant à: l'Agence internationale de l'énergie atomique, Kärntnering, Vienne I, Autriche.



Cliché IV



Cliché VII

4°) Etage de puissance magnétique

Constitué par deux voies, composées chacune par un étage donnant une tension une alternance à phase réversible. Les sorties des deux voies sont mises en parallèle sur la phase de contrôle du moteur; on obtient ainsi sur le moteur une tension deux alternance (pleine onde) à phase réversible. Chaque voie est attaquée par une voie de l'étage précédent. La constante de temps de cet étage est de 20 ms. La puissance fournie est d'environ 1 KVA pour tension de sortie de 200 V.

Le cliché VI¹) montre le circuit magnétique utilisé et son bobinage.

Le cliché VI¹) montre un des redresseurs silicium utilisés dans le circuit de puissance de l'étage, la cigarette donne l'échelle.

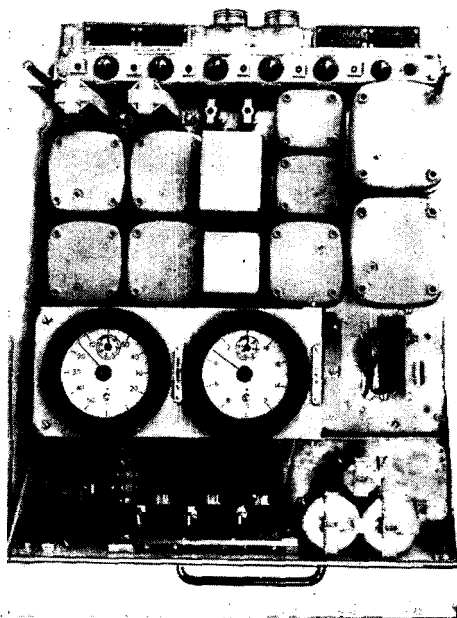
Le cliché VII montre les quatre transducteurs de l'étage; chaque transducteur est dans un carter étanche rempli d'huile. Une voie est constituée par l'association de deux transducteurs. On distingue à l'arrière les redresseurs montés sur une ailette commune; l'isolement est obtenu par des rondelles de mica et le contact thermique est assuré par de la graisse silicone.

Le cliché VIII¹) montre le moteur d'asservissement.

5°) Alimentations

Le cliché IX montre l'alimentation des amplificateurs électroniques avec deux minuteries de temporisation. Ce tiroir fournit aussi les tensions de référence à 50 Hz.

Le cliché X¹) montre le transformateur Scott alimentant l'étage de puissance, la phase fixe du moteur, ainsi que des dispositifs annexes: ventilation du moteur, etc.



Cliché IX

III. CIRCUITS DE SÉCURITÉS

En fonctionnement normal l'asservissement des barres peut être utilisé de deux façons:

1°) En pilotage manuel

Les barres sont asservies en position par une chaîne de selsyns en synchro-détection dégrossissage-précision, le selsyns précision faisant un tour par mètre de déplacement des barres. Une manivelle placée sur le pupitre de commande permet à l'opérateur de commander le déplacement des barres (Figure 7 M).

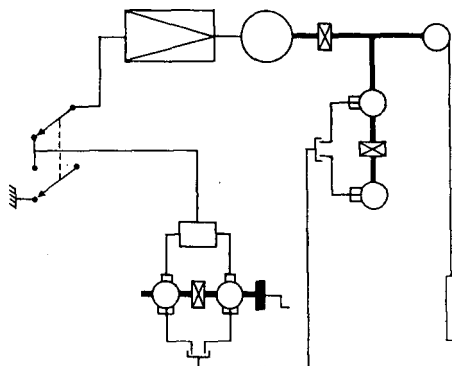


Figure 7 M

2°) En pilotage automatique

Les barres se déplacent de façon à maintenir constante la puissance du réacteur.

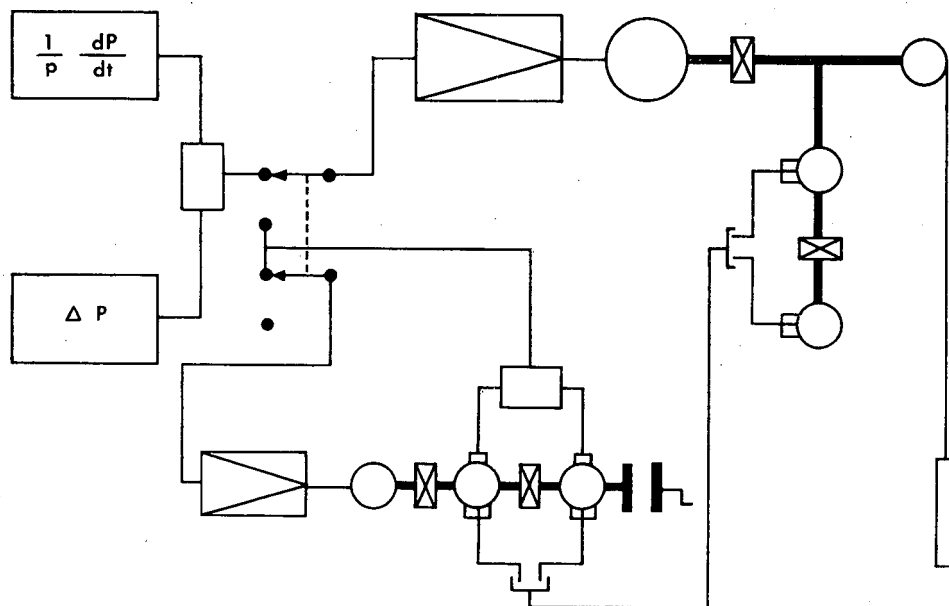


Figure 7 A

Un commutateur placé sur le pupitre de commande (Figure 7 A) permet à l'opérateur de choisir le type de fonctionnement. En pilotage automatique un petit asservissement récale en permanence la commande manuelle des barres sur la position qu'elles occupent. Cet asservissement est commandé par le signal d'erreur provenant de la chaîne de synchro-détection inutilisée par ailleurs. Ce dispositif permet de passer rapidement du pilotage automatique au pilotage manuel sans que les barres se déplacent; un voyant s'allume si le récalage ne s'effectue pas.

En fonctionnement normal un certain nombre d'incidents sur l'asservissement des barres sont susceptibles de perturber gravement le fonctionnement du réacteur. Une chaîne de sécurités permet d'éviter ces perturbations. Chacun des incidents possibles est matérialisé par l'ouverture d'un contact normalement fermé; tous ces contacts en série permettent de déclencher une alarme et d'immobiliser les barres dans la position où elles se trouvent.

Un commutateur placé sur le pupitre de commande permet de passer sur une position «secours» qui élimine l'amplificateur et permet ainsi dans certains cas, par le jeu de deux boutons poussoirs, de déplacer les barres à faible vitesse.

Après une alarme, la remise en service du pilotage n'est possible qu'après réarmement du système de sécurité par l'opérateur.

Les incidents devant provoquer une alarme sont (Figure 8):

1° Les barres ne sont plus asservies

Même si elles restent immobiles (cas le plus fréquent), au bout d'un certain temps la puissance du réacteur risque de croître rapidement. Un contact placé sur le vernier

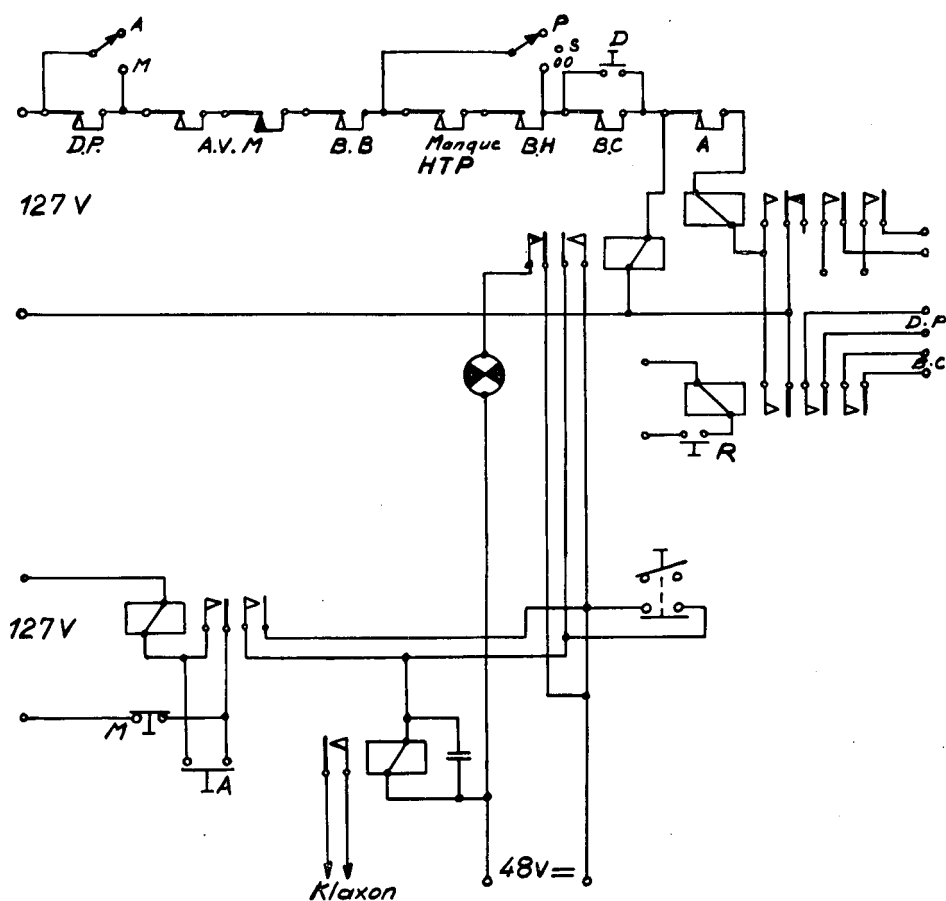


Figure 8

de puissance à +5 MW de la puissance pilotée s'ouvre si la puissance du réacteur atteint cette valeur (D.P.).

2° Disparition de la haute tension du préamplificateur

Un relais alimenté par celle-ci retombe. Lorsqu'elle est coupée intentionnellement, le contact est court-circuité (H.T.P.).

3° Une barre se coince dans le canal

Un dynamomètre ouvre un contact en cas de surtension ou sous-tension du câble de suspension des barres (B.C.).

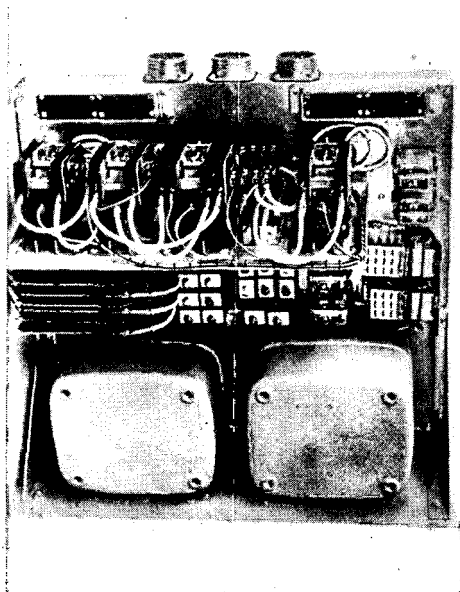
4° Arrêt de la ventilation du moteur

Un dispositif à maximum et minimum de courant permet de détecter si le ventilateur est en fonctionnement. Son arrêt pouvant amener rapidement la destruction du moteur par échauffement exagéré (A.V.M.).

5° Arrivée des barres en butée

La course utile des barres est limitée à une zone où le pilotage conserve une efficacité convenable. Les fins de course utile font l'objet d'une simple signalisation. Comme il n'y a pas de compensation automatique, les barres risquent en pilotage automatique de venir se déplacer dans une zone où leur efficacité est pratiquement nulle, tout se passe comme si le pilotage ne fonctionnait plus. L'arrivée des barres dans cette zone ouvre un contact, c'est une butée que les barres ne peuvent pas dépasser; elles sont situées à 50 pcm environ des fins de course (B.B. et B.H.).

Cette chaîne de sécurités en alertant l'opérateur suffisamment tôt, lui permet d'agir efficacement pour éviter une chute des barres de sécurités.



Cliché XI

Le cliché XI montre l'ensemble des circuits de sécurité groupés dans un tiroir.

L'ELECTRONIQUE DANS LES DETECTEURS DE RUPTURE DE GAINES

J. GOUPIL, J. P. GRAFTIEAUX - CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY (FRANCE)

ET

J. M. SERVANT - L'ELECTRONIQUE APPLIQUÉE, PARIS (FRANCE)

Généralités

Dans les réacteurs atomiques hétérogènes refroidis par circulation de gaz, la rupture de la gaine d'un élément combustible présente de très graves inconvénients et doit être rapidement détectée.

Lorsque la gaine est fissurée, les produits de fission superficiels s'échappent de l'uranium et sont entraînés par le gaz de refroidissement. Le signal caractéristique sera donc la concentration en produits de fission gazeux (xénons et kryptons) à la sortie de chaque canal.

Pour effectuer cette mesure, une fraction du gaz est prélevée à la sortie de chaque canal. Un détecteur examine successivement les différents canaux, la commutation des prélèvements étant réalisée par des électro-vannes (Figs. 1 et 2).

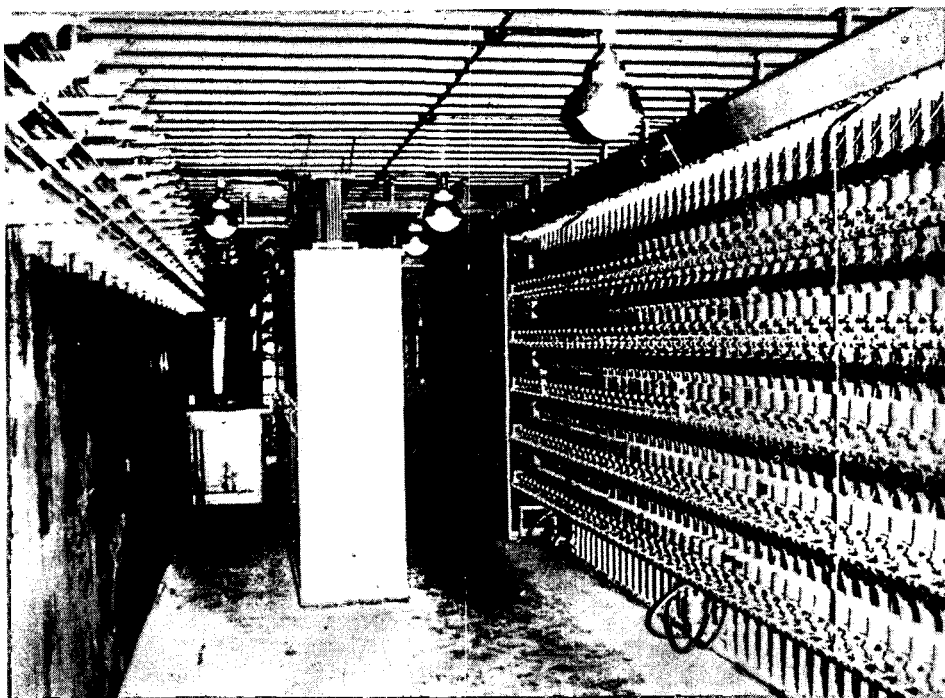


Figure 1

Pile G1. Une fraction des 2.700 électro-vannes de prélèvement.

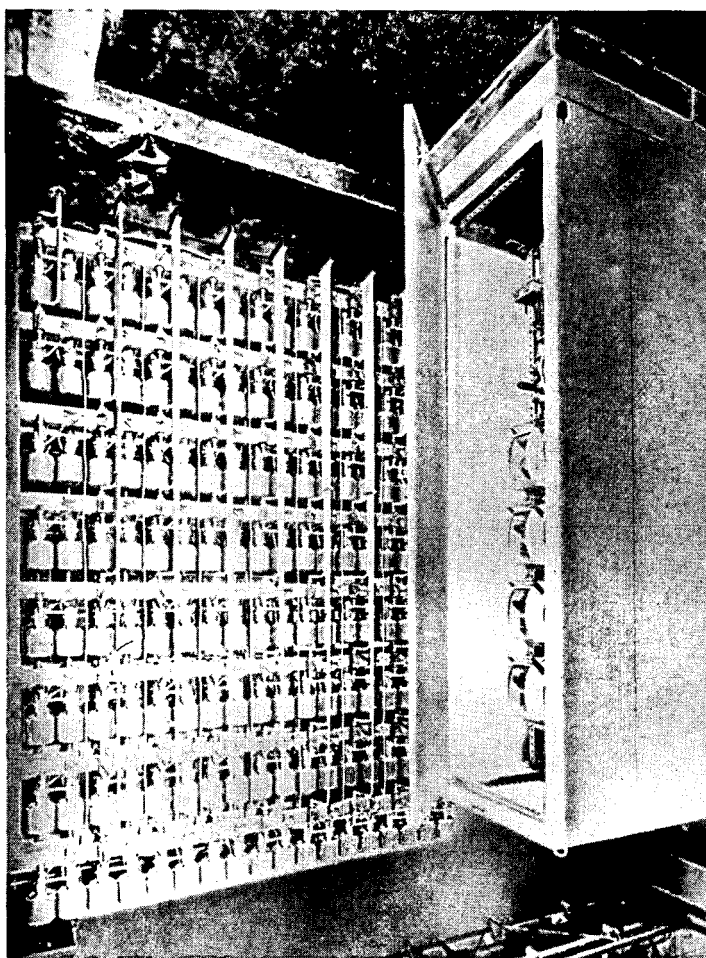


Figure 2

Pile EL2. Les électro-vannes et l'armoire de commande.

Pile G 1

G 1 comporte 2.700 canaux environ et son refroidissement est assuré par de l'air non cyclé, à la pression atmosphérique. De ce fait, l'activité induite est faible et il suffit de plonger un compteur G.M., type 3 G 3 dans le courant gazeux pour observer une augmentation notable du taux de comptage lors de l'apparition d'une fissure. Il y a 20 ensembles détecteurs affectés chacun à 135 canaux. Ces détecteurs appelés «Prospecteurs» testent l'ensemble de la pile en 45 minutes. Tout canal suspect provoque sur l'enregistreur un dépassement de niveau entraînant une alarme. Le canal est alors mis en surveillance permanente sur un groupe spécial appelé «Suiveur». Si une évolution dangereuse de la fissure se manifeste, la pile est arrêtée et le canal déchargé. L'électronique, très classique, se compose essentiellement d'un mesureur de taux de comptage (Intégrateur), d'une haute tension pour GM et d'un enregistreur SPEEDOMAX (Fig. 3).

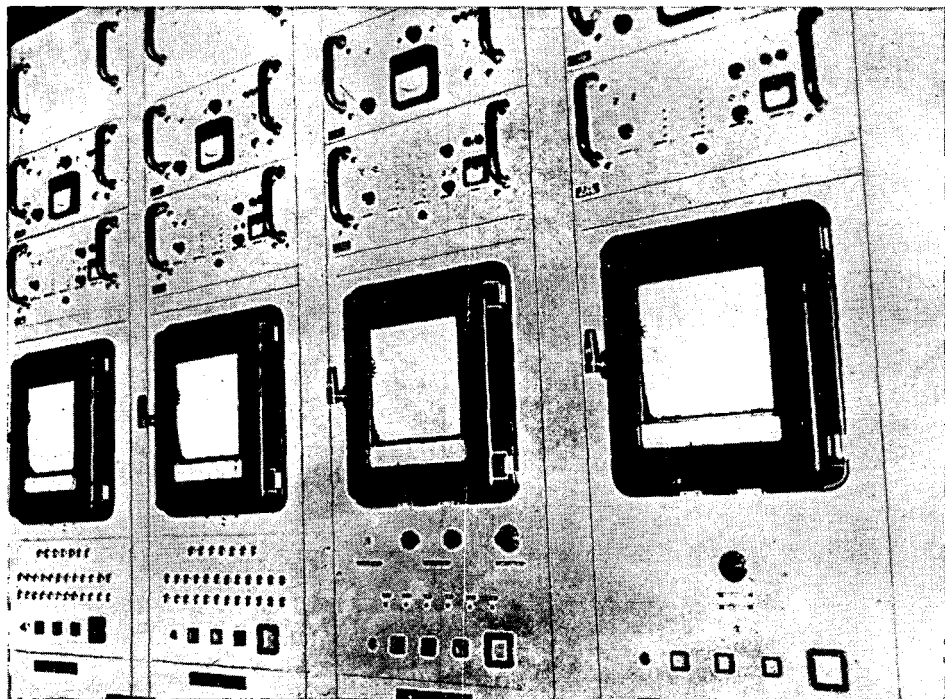


Figure 3

Pile G1. Chaînes électroniques des détecteurs.

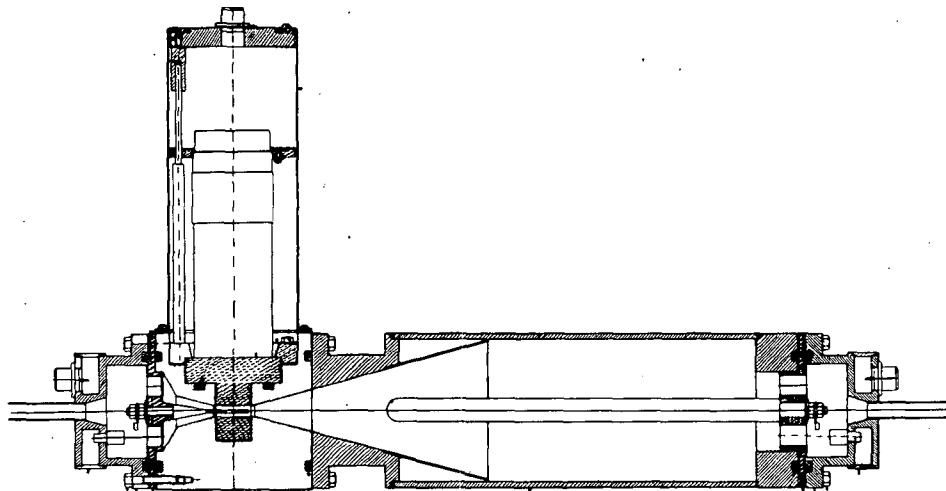


Figure 4

Pile EL2. Détecteur à collection électrostatique. Les ions Rb, Cs sont produits dans le volume précédant le détecteur.

Pile EL 2

EL 2 comporte 136 cellules et son refroidissement est assuré par du CO_2 à 10 kg/cm², cyclé en 10 s. Par suite du cyclage et de la pression du gaz, l'activité induite est élevée. Par contre, une fissure appréciable (10 mm²) donne par ses Xe et Kr moins de 1% de l'activité parasite. Sur une mesure globale de l'activité, les fluctuations statistiques masqueraient totalement ce signal utile. Une séparation physique est possible: les Xe et Kr de fission, en se désintégrant, donnent des Cs et Rb radioactifs, solides à la température ambiante, et ionisés positivement. Ces ions peuvent être collectés par une électrode portée à un potentiel négatif (Fig. 4).

Un scintillateur β et un photomultiplicateur mesurent l'activité des ions adsorbés. La mesure se fait en deux temps: électrode à la masse pendant 35 s, puis sous tension pendant 25 s.

Le signal utile est la différence des taux de comptage après et avant collection. Cette variation est extraite d'un étage électronique spécial (Fig. 5). La pile est

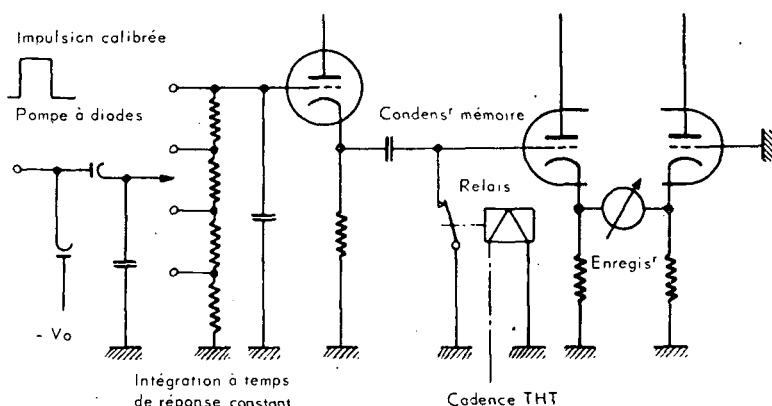
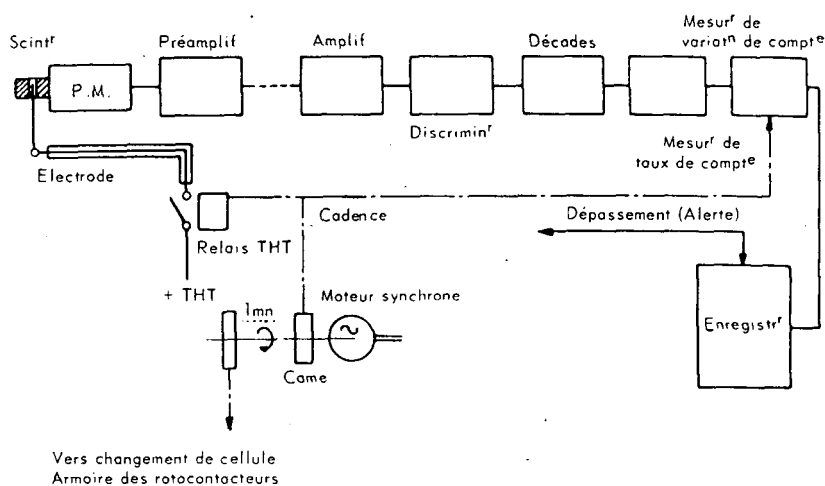


Figure 5

Pile EL 2. Bloc diagramme et étage d'extraction du signal utile.

surveillée par un groupe prospecteur et un groupe suiveur (Figs. 6 et 7).

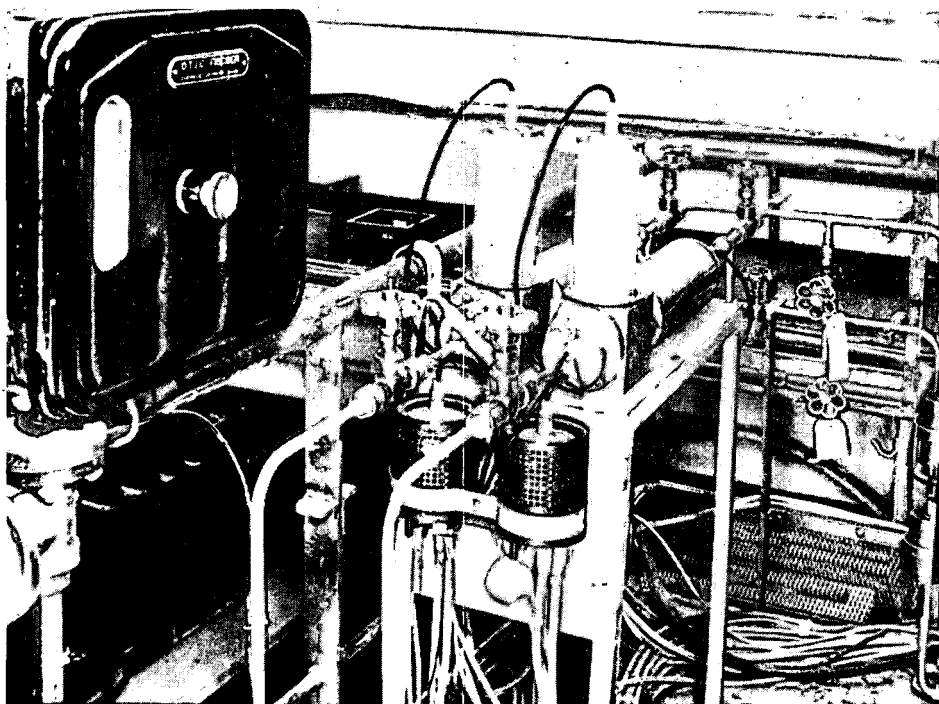


Figure 6

Pile EL 2. Détecteurs, Préampli, Débitmètre.

Pile G 3

G 3 comporte 1.200 canaux. Le CO_2 cyclé en 40 s, est à 15 kg/cm^2 . L'activité induite est 10 fois plus grande que dans EL 2.

Le principe du détecteur est le même, mais il est nécessaire de rendre l'électrode mobile pour réduire encore l'activité parasite due au gaz. La mesure réside également en une comparaison d'activité avant et après collection.

Afin de réduire le temps total de prospection, les canaux sont groupés par faisceaux de 5. Un prospecteur et un suiveur sont affectés à 20 canaux. Afin de suivre avec le maximum de sensibilité l'évolution des fissures dans le temps, un dispositif de mise en mémoire a été étudié (voir plus loin Evolumètre).

L'automatisme de l'ensemble est assez poussé (passages sur suiveur, tarage des mémoires, changements de gamme et pilotage en fonction de la puissance).

Etudes et réalisations futures

- 1° Un dispositif de commutation des prélèvements entièrement électrostatique est concevable (Fig. 8), les ions étant précollectés dans toutes les voies sauf une qui les laisse passer vers le détecteur.

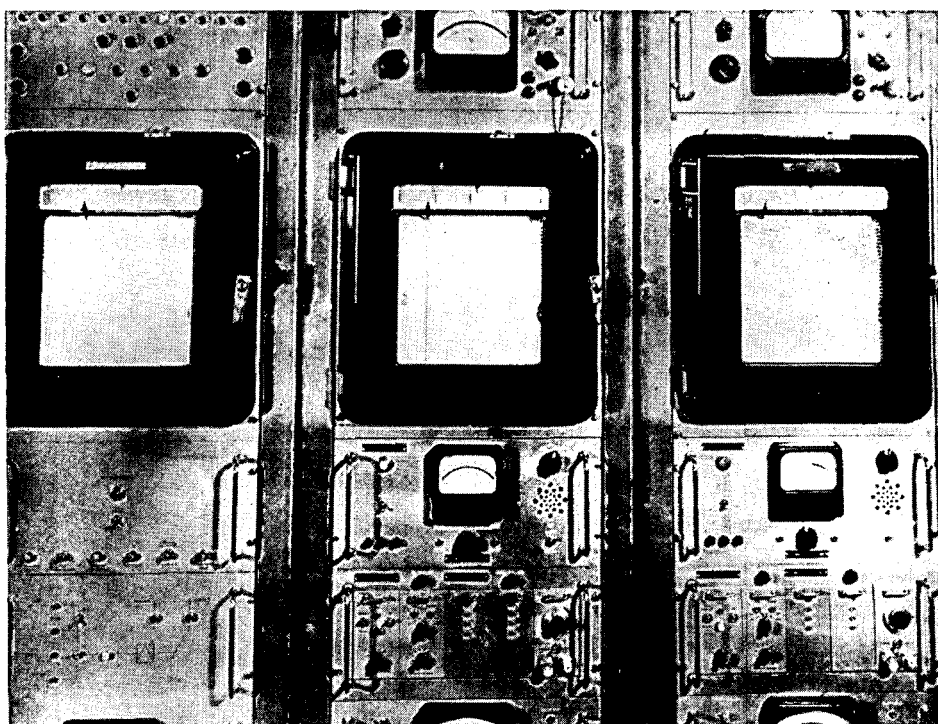


Figure 7
Pile EL 2. Ensemble électronique.

- 2° Des études sur la répartition matricielle des prélèvements sont en cours (réduction du nombre d'électro-vannes). Le traitement des résultats se faisant évidemment grâce à l'électronique.
- 3° Enfin des solutions entièrement digitales sont à l'étude: échelles additives et soustractives, mémoire ferrite et tambour magnétique, transcription des résultats sur télé-imprimeuse.

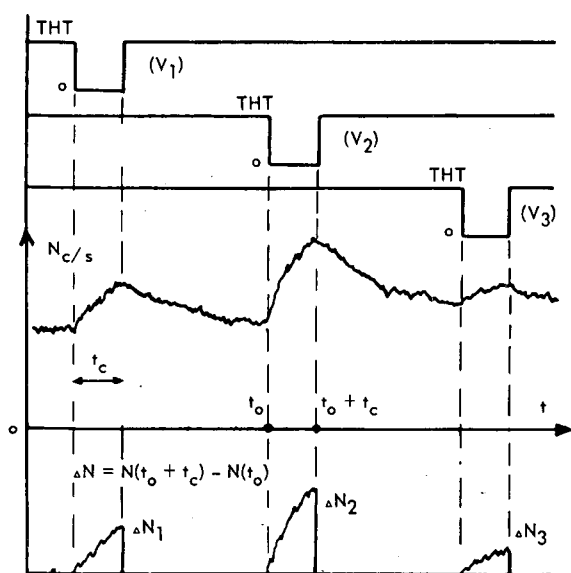
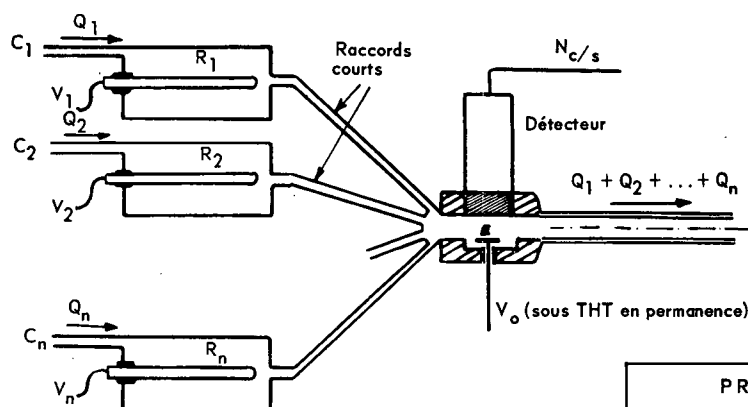
EVOLUMÈTRE

Généralités

Lorsqu'une fissure se produit dans une gaine, elle s'ouvre d'abord très lentement, et ce n'est en général qu'après quelques heures, voire quelques jours, que son évolution s'accélère, atteignant même parfois des allures explosives.

Il est donc utile de pouvoir comparer à tout instant l'activité en produits de fission d'un canal avec sa valeur antérieure. L'alarme sera donnée lorsque l'écart atteindra un niveau maximum fixé à l'avance.

L'activité des produits de fission étant fonction de la puissance de la pile, il est nécessaire de corriger l'amplitude du terme comparatif mis en mémoire.



PRINCIPE

Les Xe et Kr en provenance des canaux $C_1, C_2, \dots, C_n$ se désintègrent dans les réservoirs $R_1, R_2, \dots, R_n$ donnant des ions radioactifs solides Rb et Cs. Ces ions sont normalement collectés sur les électrodes centrales des réservoirs, portées à des potentiels $V_1, V_2, \dots, V_n$.

Si, pendant un temps t_c on annule le potentiel V_i , les ions, non collectés, sont entraînés par le gaz, et se font collecter par une électrode E située face à un détecteur. Le détecteur voit alors une montée d'activité caractéristique de l'activité en produits de fission du canal C_i (variation ΔN_i).

Figure 8

Schéma de principe de la vanne ionique.

Description de l'évolumètre G 3

L'évolumètre est, dans cette réalisation, affecté à un groupe prospecteur (20 faisceaux de cinq canaux) et à un groupe suiveur (cinq canaux). Il met en mémoire 25 tensions sur 25 potentiomètres rendus successivement solidaires d'un servo-moteur par l'intermédiaire de petits embrayages magnétiques. Un amplificateur d'asservissement agissant sur le servo-moteur diphasé permet le tarage de l'ensemble des potentiomètres lors d'un cycle de mesure pris comme référence (Figs. 9 et 10). Des relais d'adresse permettent de sélectionner le potentiomètre affecté à un faisceau donné, lorsque ce faisceau est prospecté.

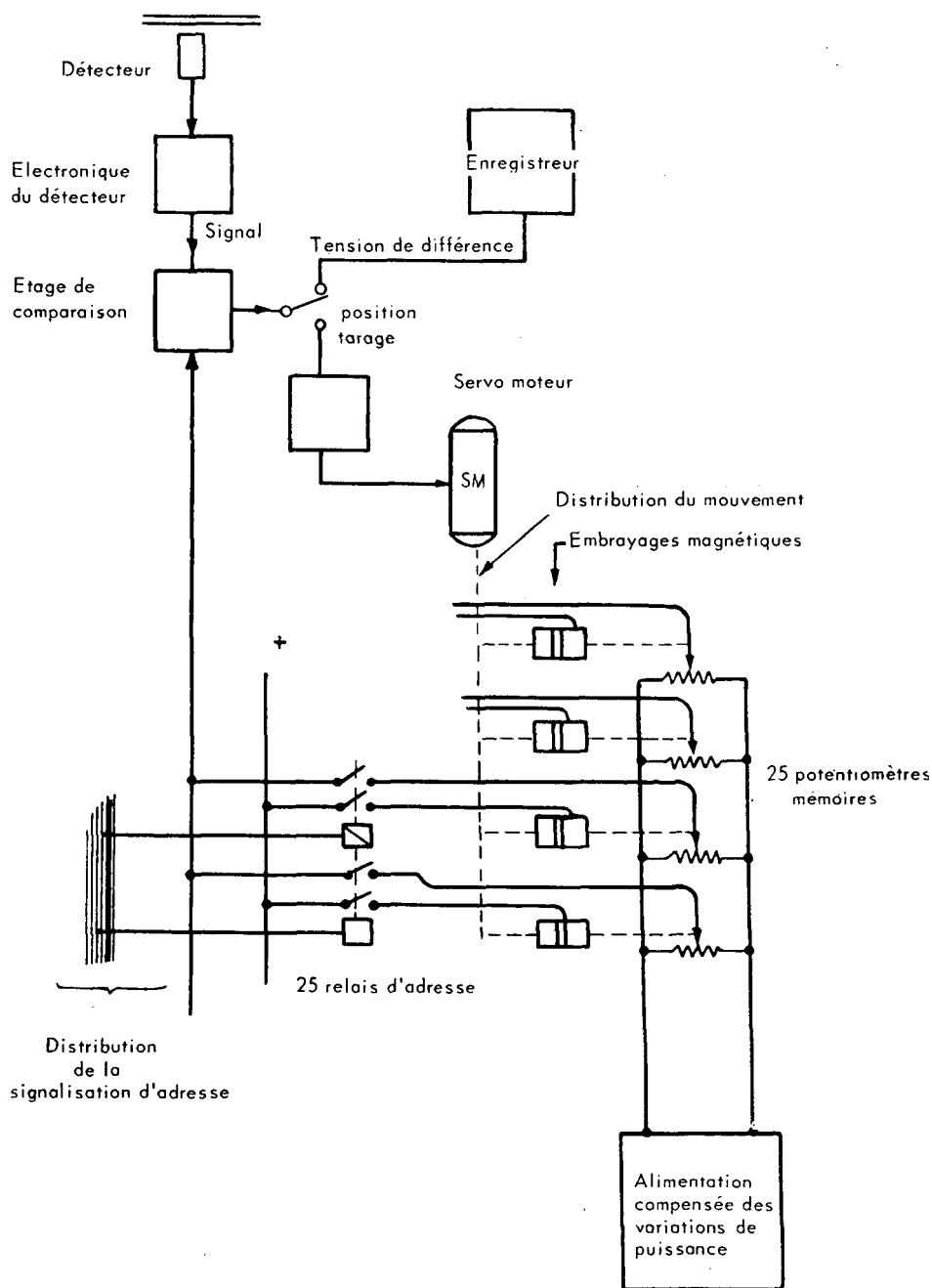


Figure 9
Evolumètre. Schéma de principe.

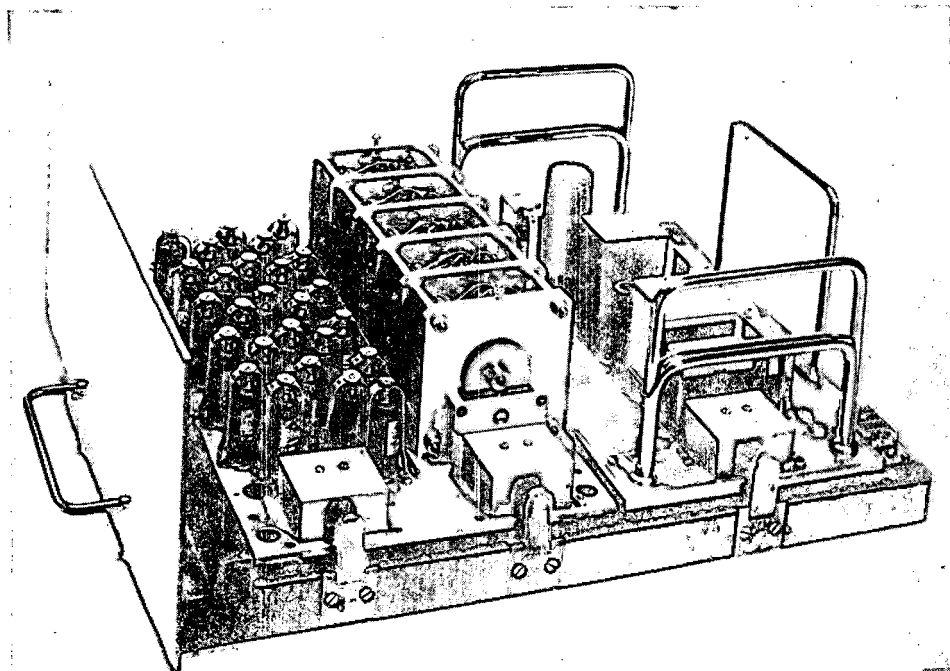


Figure 10

Evolumètre E.L.A. Les relais d'adresse, le bloc mémoire, l'amplificateur.

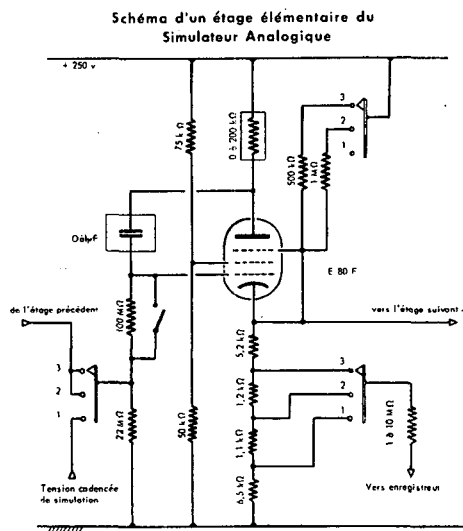


Figure 11

Schéma d'un étage élémentaire du simulateur analogique.

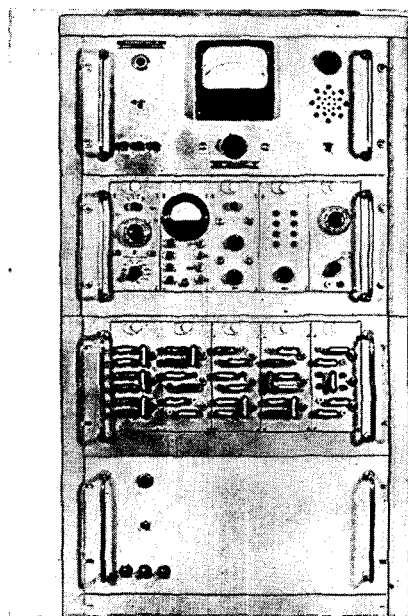


Figure 12
Ensemble du simulateur analogique.

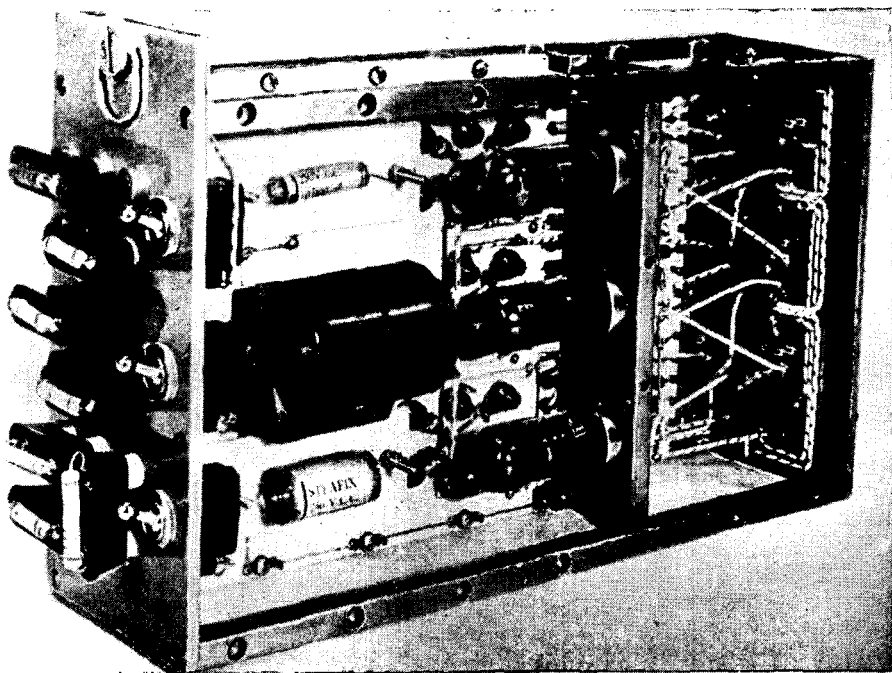


Figure 13
Tiroir unitaire.

Les potentiomètres sont alimentés par une tension proportionnelle à l'activité moyenne de la pile en produits de fission. De cette façon, la valeur mise en mémoire est compensée, et l'écart reste nul, pour un canal sain, lorsque la puissance varie.

L'étude mécanique et la mise au point de cet appareil sont dues à l'«Electronique Appliquée» (E.L.A.).

TRAITEMENT ANALOGIQUE DES FILIATIONS RADIOACTIVES

Principe

L'étude théorique de l'activité des produits collectés dans un détecteur conduit à des calculs longs et complexes, une quinzaine de filiations du type Xe — Cs — Ba ou Kr — Rb — Sr ayant lieu simultanément avec des constantes radioactives très

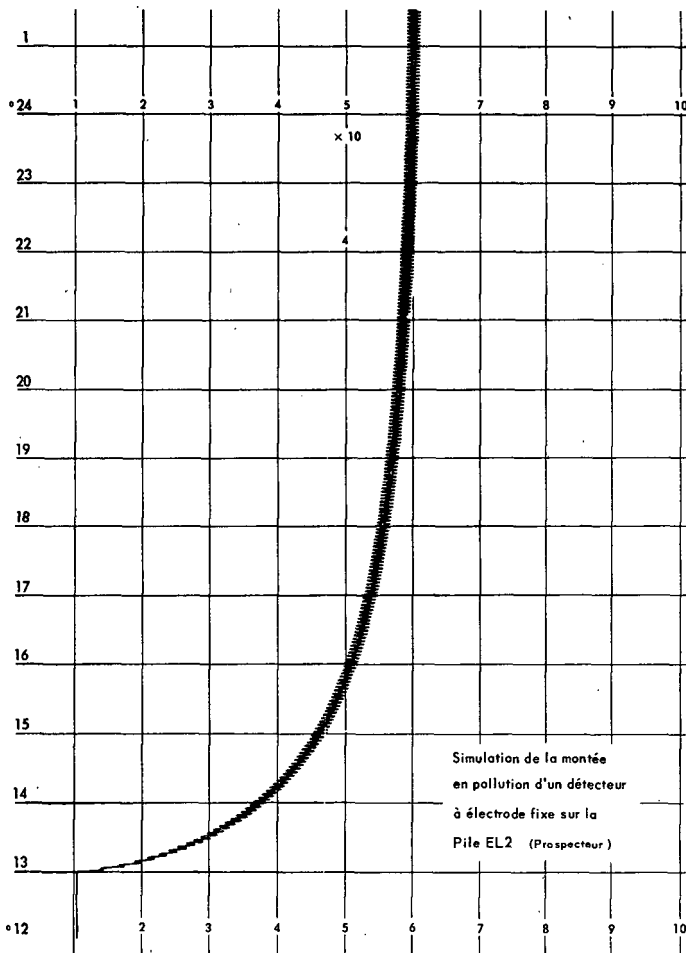


Figure 14

Simulation de la montée en pollution du détecteur EL 2.

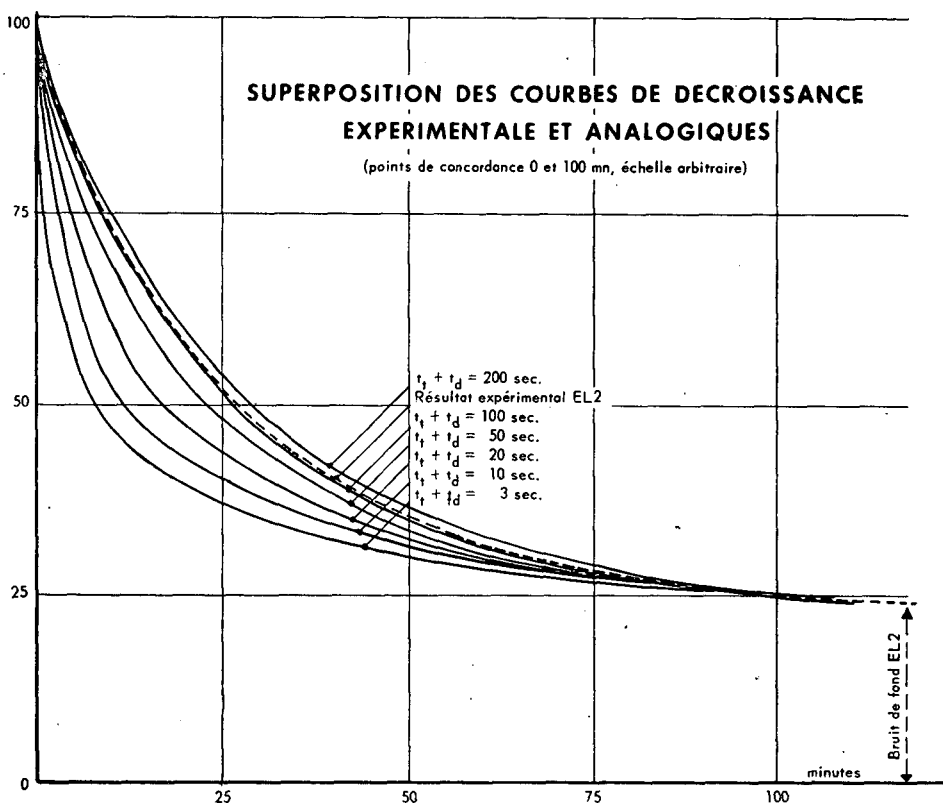


Figure 15

Superposition des courbes de décroissance expérimentale et analogiques.

variables et des amplitudes dépendant du réacteur, des fissures, du temps de transit du gaz, etc. Nous avons réalisé un dispositif permettant la simulation des différentes filiations grâce à des circuits RC. La constante de temps est ajustable par amplification Miller, l'amplitude par des ponts diviseurs, et la filiation est réalisée en interposant un étage du type cathodyne entre deux circuits RC (Fig. 11).

Le cycle de collection est simulé par une base de temps spéciale agissant en tête de la filiation. Dans notre utilisation, l'échelle des temps est contractée dans un rapport 15. L'ensemble se compose d'une baie électronique (Fig. 12) et d'un enregistreur Speedomax. Chaque tiroir unitaire du simulateur permet d'afficher trois corps qui peuvent être, ou non, en filiation (Fig. 13). La constante de temps affichée peut varier de quelques 1/10 s à 550 s sans contraction d'échelle.

Résultats

Ce dispositif nous a permis en particulier de:

- 1° Simuler la montée en pollution du détecteur utilisé sur EL 2 (Fig. 14).
- 2° Déterminer le temps de diffusion des produits de fission dans EL 2 (Fig. 15).
- 3° Rechercher les caractéristiques d'un détecteur à électrode mobile (Fig. 16).
- 4° Prévoir le fonctionnement de ce détecteur sur la pile G 3 (Fig. 17).

Recherche des caractéristiques
d'un détecteur à électrode tournante dans le cas de EL2

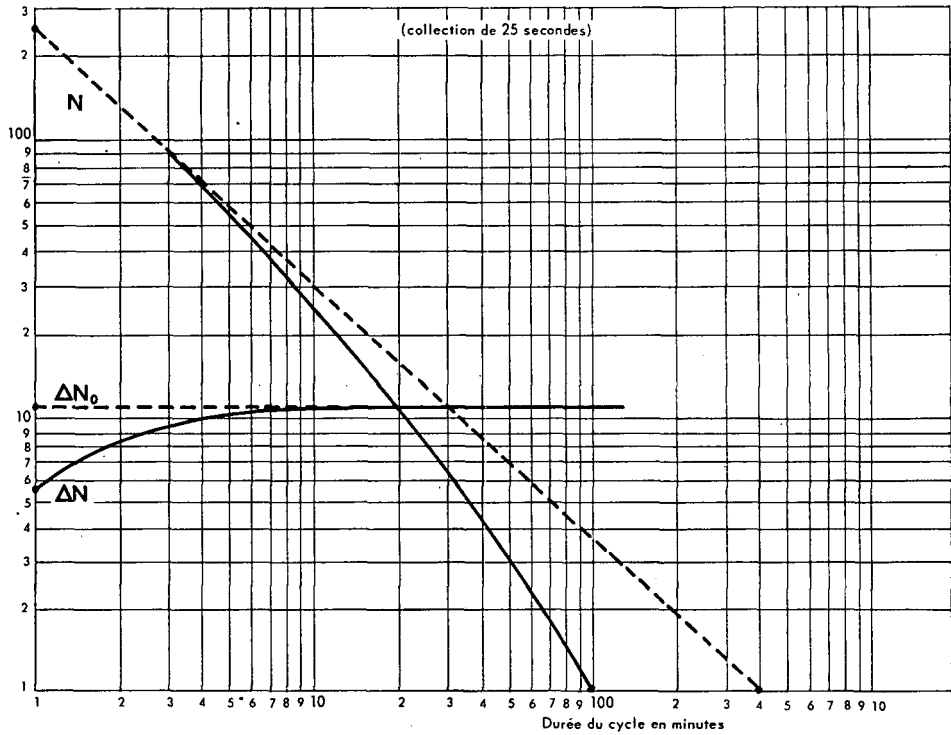


Figure 16

Recherche des caractéristiques d'un détecteur à électrode tournante (ΔN = signal utile, N = pollution limite).

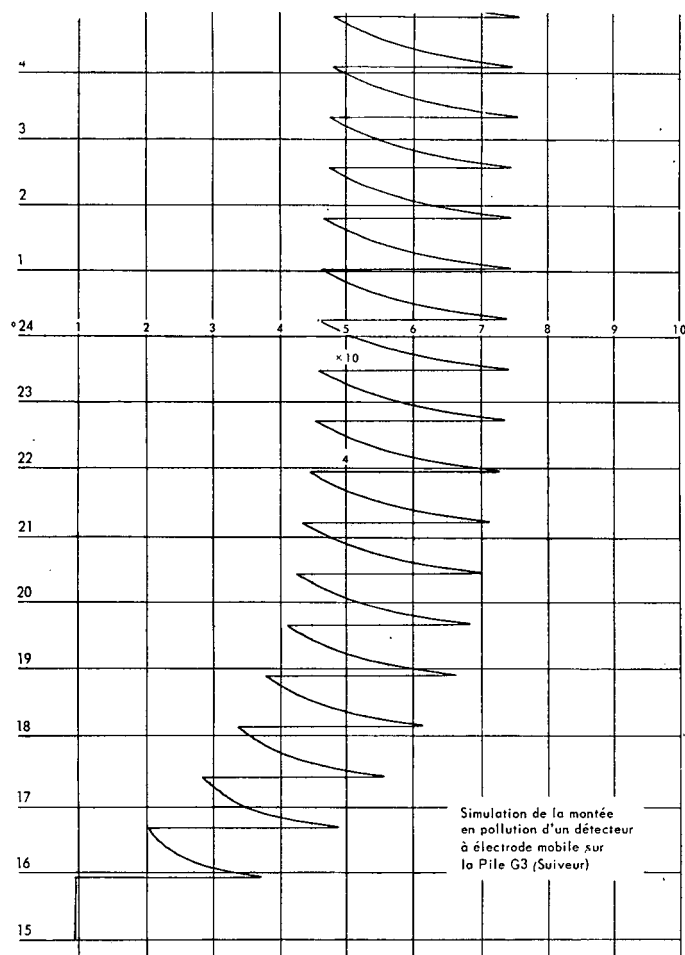


Figure 17
Montée en pollution du détecteur G 3.

CONTROLE DE LA PILE MELUSINE

P. JOVER - CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY (FRANCE)

La pile-piscine du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble est devenue critique pour la première fois, au début du mois de juillet, 1958. La montée en puissance n'étant pas encore faite, l'installation de contrôle n'a pas encore été complètement mise à l'épreuve. Aussi, je me contenterai de vous en faire une description sans insister trop sur les performances, notamment en ce qui concerne le pilotage automatique qui fait appel à une technique nouvelle dans l'instrumentation nucléaire.

Description générale

Les caractéristiques de la pile-piscine sont les suivantes:

Type: piscine à deux positions de travail,

Puissance normale: 1.500 kW,

Flux thermique: 10^{13} n/s/cm²,

Combustible: uranium enrichi à 20 pour cent,

Modérateur: eau déminéralisée,

Réfrigération: circulation forcée d'eau ou convection naturelle.

La piscine est un réservoir parallélépipédique en béton qui peut être divisée dans le sens de la longueur en trois compartiments, à l'aide de batardeaux. Le cœur est constitué par un assemblage d'éléments d'uranium (type MTR) fixés sur une plaque de base en aluminium, qui est suspendue au pont du cœur par une armature verticale.

En position dans les deux compartiments extrêmes, le cœur peut fonctionner à 1.500 kW, le refroidissement en convection forcée étant possible. A cet effet, un entonnoir fixé sous la plaque de base peut être verrouillé sur une canalisation d'aspiration.

En toute position, le cœur peut fonctionner à puissance réduite, le refroidissement étant assuré par la convection naturelle. La puissance est alors limitée à 100 kW par l'échauffement et par la remontée en surface d'azote radioactif. Le déplacement longitudinal du cœur est obtenu grâce à un pont roulant qui repose sur deux rails situés sur les bords de la piscine.

Le circuit de réfrigération comprend:

Trois pompes de 100 m³/h dont 2 en service normal,

Un échangeur ramenant la température de l'eau de 35° C. à 30° C.

Le contrôle du flux neutronique est fait par une barre de réglage et trois barres de compensation. Ces quatre barres jouent en même temps le rôle de barres de sécurité. Elles peuvent coulisser dans des éléments combustibles évidés en leur centre, qui peuvent être placés en un point quelconque du cœur.

Les mécanismes des barres de contrôle et les supports des chambres d'ionisation et de la chambre à fission sont fixés au pont du cœur. Toute l'instrumentation (contrôle et sécurité) est rassemblée à la salle de contrôle. Les commandes, ainsi que certaines indications, sont reportées sur un pupitre séparé du tableau de contrôle.

Mesures neutroniques

Les mesures de flux neutronique indispensables au contrôle et à la sécurité sont données par quatre chaînes principales (Fig. 1):

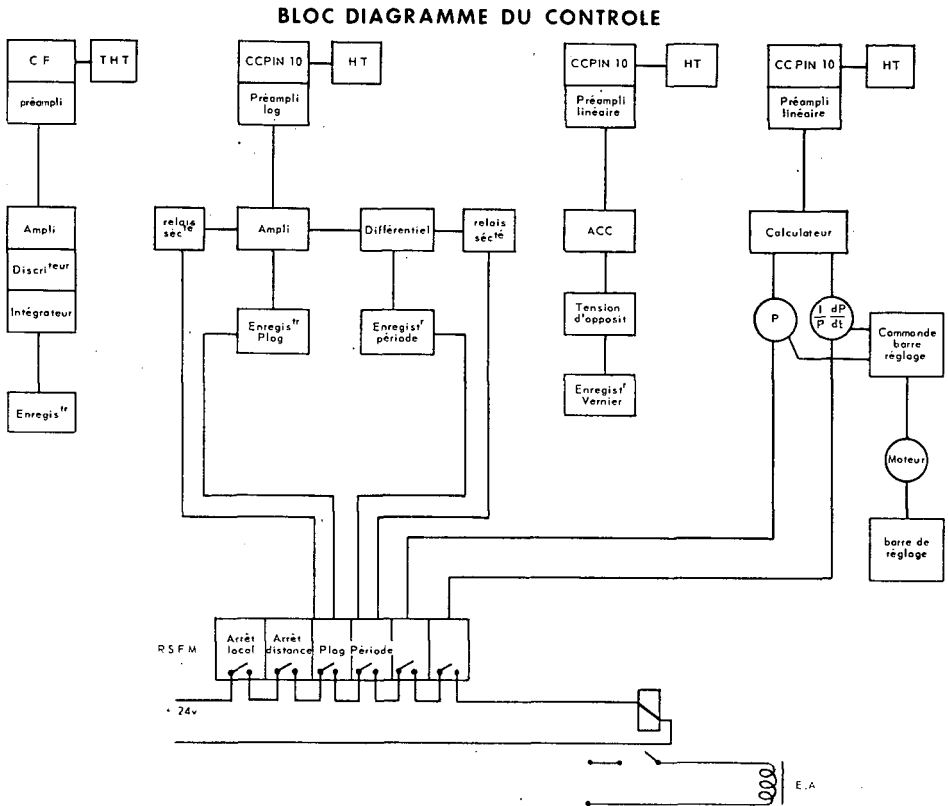


Figure 1

Chaîne de chambre à fission,
 Chaîne logarithmique,
 Chaîne linéaire avec vernier de puissance,
 Chaîne linéaire du calculateur de pilotage.

(1) Chaîne de fission

Elle comprend:

Une chambre à fission suivie d'un préamplificateur; l'ensemble placé dans un tube étanche à proximité du cœur; un système électro-mécanique permet de déplacer cet ensemble verticalement de façon à l'éloigner du cœur lorsque le flux est important (10^6 n/s/cm²).

Une électronique comprenant un tiroir d'entrée amplificateur, un discriminateur pour éliminer les impulsions d'amplitudes trop faibles dues à d'autres causes que les neutrons, un intégrateur logarithmique.

Un enregistreur sur le tableau et un microampèremètre indicateur au pupitre.

Les caractéristiques de l'ensemble sont les suivantes:

Sensibilité: 0,07 c/s par neutron/s/cm²,

Bruit de fond: 0,5 c/s,

Linéarité: 0,1 à 10⁴ c/s.

(2) Chaîne logarithmique

Elle comprend:

Une chambre d'ionisation à dépôt de bore compensée aux γ avec un préamplificateur logarithmique ($1,4 \cdot 10^{-14}$ A/n/s/cm²).

Un amplificateur à courant continu donnant une tension proportionnelle au logarithme de la puissance neutronique P.

Un enregistreur.

Un différentiateur donnant l'inverse de la période stable $\frac{1}{P} \frac{dP}{dt}$.

Un enregistreur.

Les caractéristiques sont les suivantes:

Amplificateur logarithmique: tension de sortie proportionnelle au courant d'entrée de 10^{-12} à 10^{-6} A.

Différentiateur: donne une indication de 10 s à l'infini ou de 100 s à l'infini suivant le choix de la sensibilité.

Des sécurités réglables permettent d'envoyer des ordres de chute de barres lorsque la puissance ou la période dépasse un certain niveau.

(3) Chaîne linéaire et vernier de puissance.

Elle comprend:

Une chambre d'ionisation compensée avec son préamplificateur linéaire à tube électromètre comportant deux résistances de 10^{10} et 10^7 ohms commutables depuis le pupitre ($1,4 \cdot 10^{-14}$ A/n/s/cm²).

Un amplificateur à courant continu à contre-réaction totale.

Un enregistreur potentiométrique qui compare la tension de sortie de l'amplificateur à courant continu à une tension de référence, choisi sur un potentiomètre calibré, dont le curseur est commandé par les butées fins de course de l'enregistreur.

Cet ensemble réalisant un vernier de puissance donne deux indications:

Une indication grossière de la puissance par paliers de 100 (W ou kW) de 0 à 2.500 (W ou kW).

Une indication fine de la puissance, lisible sur l'enregistreur qui comporte un zéro central (± 100 W ou kW).

(4) Chaîne linéaire du calculateur de pilotage.

Cette chaîne est prévue principalement pour le pilotage automatique, mais donne aussi des indications proportionnelles à la puissance et à la période sur des cadrans gradués placés sur le pupitre.

Elle comprend:

Une chambre compensée suivie de son préamplificateur à tube électromètre.

Un modulateur 400 Hz délivrant une tension modulée proportionnelle au signal d'erreur.

Un premier étage amplificateur 400 Hz.

Un intégrateur à servomécanismes entraînant un potentiomètre de très bonne définition (qui donne une tension égale et opposée à la tension créée par le courant d'ionisation dans la résistance de haute valeur du préamplificateur).

Un intégrateur à servomécanisme calculant la dérivée logarithmique de la puissance

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt}$$

Le schéma simplifié de ce calculateur est montré dans la Fig. 2.

Ce calculateur n'a pas encore fonctionné suffisamment pour permettre de dire que les choses se passent ainsi dans tous les cas de figures. Il semble déjà que l'on aura plusieurs difficultés à surmonter:

D'une part, la sensibilité du calculateur ne permet pas d'avoir une recopie correcte de période lorsque le potentiomètre d'opposition est en fin de course basse (environ 5 pour cent de la course totale), (fluctuations dues à la définition de potentiomètre).

D'autre part, le risque d'instabilité dû au retard de phase du circuit parallèle résistance de haute valeur-capacité parasite de la chambre d'ionisation.

Ces difficultés ne condamnent cependant pas définitivement le système qui par une mise au point correcte des gains respectifs des deux chaînes doit donner satisfaction aux niveaux élevés de puissance (on pense l'utiliser sur la gamme des kW entre 100 et 2.500 kW).

Contrôle du flux neutronique

(1) Ce contrôle est fait par quatre barres:

Une barre de réglage dont les caractéristiques sont les suivantes: (i) efficacité relative d'environ 15 pcm/cm dans la partie centrale de la pile; (ii) vitesse maximum limitée à 1,2 cm/s.

Trois barres de compensation dont les caractéristiques sont les suivantes: (i) efficacité relative d'environ 40 pcm/cm, (ii) vitesse: 0,7 mm/s.

Ces quatre barres sont accrochées à des tiges liées aux mécanismes par l'intermédiaire d'électro-aimants permettant leur largage en tout point de leur course.

Barre de réglage

L'entraînement de la barre de réglage est fait par moteur diphasé 400 Hz, réducteur, renvoi conique et vis sans fin. Afin d'éliminer au mieux les couples de frottement, le mécanisme est rendu réversible par l'utilisation d'une vis sans fin intégrale. De plus, pour éliminer le couple dû au poids de la barre de contrôle, un moteur d'équilibrage est lié à l'ensemble réducteur de façon à fournir un couple moteur ou résistant suivant le sens de rotation réalisant un équilibrage dynamique de l'ensemble.

Deux selsyn renvoient les positions d'angle indispensables à la commande de la barre de réglage.

Barres de compensation

Elles sont entraînées par un système analogue à celui de la barre de réglage, mais simplifié. Ce mécanisme étant alors irréversible.

(2) Deux types de commandes sont prévues:

Commande manuelle,
Commande automatique.

(2) a) Commande manuelle

Cette commande est faite pour la barre de réglage, par un asservissement en position ou en vitesse et pour les barres de compensation par une commande individuelle ou simultanée par tout ou rien.

(2) b) Commande automatique

La commande automatique a pour but principal de stabiliser la puissance de la pile à un niveau déterminé. Elle doit permettre aussi de faire évoluer la pile, pour la mener de P à P_0 . On fixe donc un niveau de puissance P_0 par le choix de la position d'un potentiomètre au pupitre de la salle de contrôle; et le moteur d'entraînement de la barre de réglage est commandé «en vitesse», de telle sorte que l'on ait à chaque instant:

$$d \frac{(\delta K)}{dt} = A \frac{P - P_0}{P_0} - B R$$

A et B étant des coefficients prédéterminés,
 P_0 la puissance fixée par l'opérateur,
 P la puissance calculée par le calculateur de pilotage,
 R l'inverse de la période calculée.

Les paramètres de réglage A et B doivent être réglés de façon différente suivant le type de commande. Le bloc diagramme de la commande est montré dans la Fig. 3.

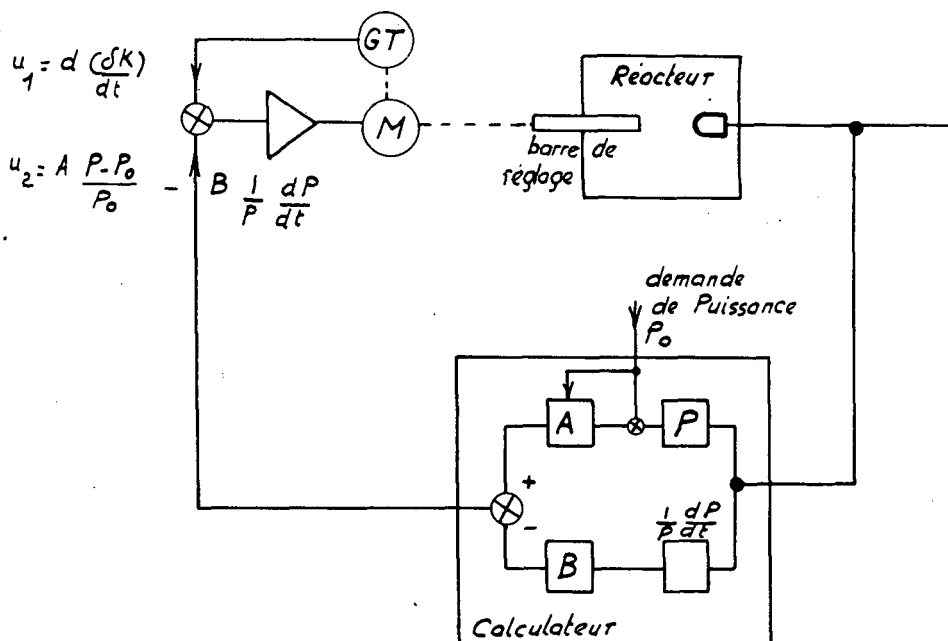


Figure 3

Circuits de sécurité

Les différents incidents qui doivent provoquer la chute des barres sont, en plus de l'arrêt d'urgence commandé du pupitre ou d'un point particulier:

- Excès de puissance chaîne linéaire,
- Manque d'alimentation chambre d'ionisation,
- Excès de puissance logarithmique réglable,
- Période différentiateur réglable,
- Excès de puissance calculée réglable,
- Période calculée réglable,
- Augmentation de l'activité de l'eau de réfrigération,
- Augmentation de l'activité donnée par un des appareils de mesure du tableau de contrôle des radiations,
- Manque de débit de réfrigération (en kW),
- Température piscine trop élevée,
- Manque de tension secteur.

Chacun de ces incidents se traduit par l'ouverture simultanée de deux circuits:

- a) Un circuit comprenant deux relais communs à tous les incidents.
- b) Un circuit comprenant un relais propre à cet incident.

Le premier circuit agit directement sur les circuits des électro-aimants.

Le second circuit agit d'une part sur le premier circuit et d'autre part sur le circuit du voyant correspondant. En cas d'incident, le voyant du circuit correspondant s'allume et indique quelle est l'origine du défaut: une clé permet de court-circuiter le défaut. Deux cas peuvent alors se produire:

Le défaut persiste, on obtient un clignotement du voyant.

Le défaut a disparu, le voyant reste allumé mais en veilleuse, on peut alors réarmer la sécurité manuellement.

Toutes ces conditions sont réunies dans un ensemble embrochable appelé relais de sécurité à fonctions multiples. Tous les relais embrochables sont disposés côté à côté, sur le pupitre à la disposition du chef de quart.

Voyant	Eteint	Allumé	Veilleuse	Clignotant
Normal	×			
Défaut		×		
Défaut + court-circuit				×
Pas de défaut + court-circuit			×	
Réarmement	×			

Nous ne parlerons pas des dispositifs annexes des mesures de débit (réfrigération et épuration), pression, températures, résistivité, pH, qui sont classiques. Nous ne parlerons pas non plus du contrôle des radiations (neutrons thermiques, γ , neutrons rapides, poussières et gaz) en différents points du bâtiment de la pile.

L'installation actuellement presque terminée est loin d'être parfaite, et il est possible que des modifications soient apportées en cours de fonctionnement.

Nous terminerons en remerciant les principaux artisans de cette installation de contrôle:

La Société Indatom, qui a joué le rôle d'architecte industriel, et la Compagnie des Compteurs qui a fait le montage des éléments.

DETECTION DES FUITES D'EAU LOURDE D'UN REACTEUR DANS L'EAU LEGERE DE SES ECHANGEURS

C. JULLIOT, A. LANSIART ET D. NORDEMANN - CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY (FRANCE)

Introduction

Le réacteur nucléaire EL3 en fonctionnement à Saclay est un réacteur à réseau d'uranium et eau lourde, de puissance maximum 15 MW, refroidi par une circulation forcée d'eau lourde. L'eau lourde de refroidissement traverse deux échangeurs de chaleur à tubes de circulation d'eau légère, elle-même refroidie ultérieurement dans un réfrigérant atmosphérique. Les pompes principales de circulation d'eau lourde sont également refroidies par l'eau légère.

La réalisation soignée de ces organes n'exclut pas complètement le risque de fuites d'eau lourde, particulièrement dans l'eau légère. Aussi a-t-il été nécessaire d'envisager l'étude d'un appareillage capable de déceler l'existence de fuites d'eau lourde dans l'eau légère. Les performances exigées d'une installation sont les suivantes: possibilité de détecter de faibles fuites, de l'ordre de 20 p.p.m. par heure d'eau lourde dans l'eau légère, en moins d'une demi-heure; réponse rapide: quelques secondes pour des fuites plus importantes (supérieures à 100 p.p.m., soit 100 l. d'eau lourde dans les 1.000 m³ d'eau légère de la circulation).

La cuve du réacteur comporte, par ailleurs, un indicateur de niveau d'eau lourde permettant d'observer une variation de niveau de 1 mm, soit 25 l. d'eau lourde environ. Cet indicateur de niveau est donc inutilisable pour détecter de faibles fuites. Notre installation est fondée sur la détection de la présence d'eau lourde dans l'eau légère. Nous avons envisagé au début de l'étude différentes solutions. Citons en particulier:

1° La détection directe de l'eau lourde dans l'eau légère par mesure de densité, de transmission optique (spectre infra-rouge), résonance magnétique nucléaire.

2° La détection de corps liés à l'eau lourde, et qui ne se trouvent normalement qu'en proportion nettement moindre dans l'eau légère, par le dosage chimique de traces de produits de corrosion, ou la détection de produits radioactifs: produits de corrosion activés, ou produits d'activation des éléments de l'eau lourde.

Pour différentes raisons, en particulier à cause de leur manque de sensibilité ou de leur difficulté de mise en œuvre, les premières méthodes citées n'ont pas été retenues; et nous avons concentré, par la suite, notre attention sur les produits radioactifs liés à l'eau lourde.

Mesures spectrographiques préliminaires de la radioactivité γ liée à l'eau lourde du réacteur EL3 en fonctionnement

La plupart de ces mesures ont été effectuées avec un spectrographe gamma à un canal mobile à scintillateur NaI-Tl de 5 cm $\times$ 4,6 cm(1).

Différents résultats sont obtenus à partir des spectres γ tracés. Les pics de 6 à 7 MeV sont dus à l'azote 16, obtenu principalement par réaction N 15 (n th, γ) 0,013 mb. Le pic à 1,3 MeV est dû à l'argon 41, obtenu par la réaction A 40 (n th, γ) 1 barn, l'argon étant contenu initialement dans l'azote situé au dessus de la cuve du réacteur. Le pic à 0,51 MeV se retrouve sur les spectres obtenus en différents points. Il est dû au fluor 17 (période 70 sec)(2) obtenu indirectement dans la pile par réaction

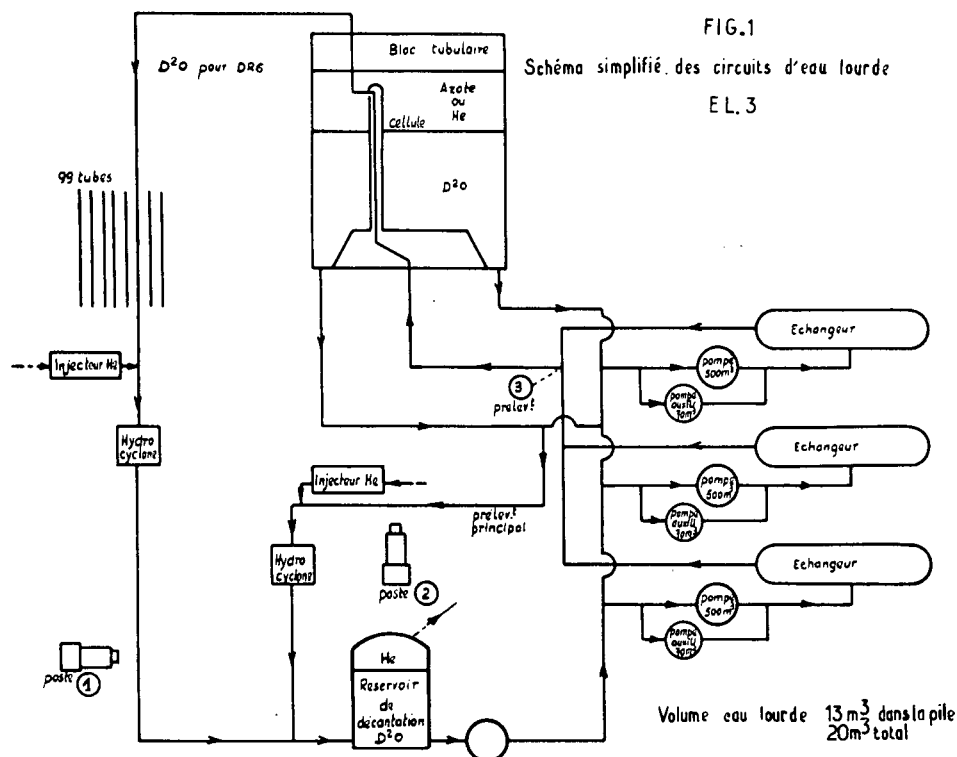


Figure 1

Schéma simplifié des circuits d'eau lourde (EL 3). Les mesures de spectrographie gamma de l'eau lourde ont été effectuées en plaçant un détecteur le long d'une canalisation (postes 1 et 2) et également sur des prélèvements (poste 3).

O 16 (d, n), les deutons actifs étant les deutons de recul liés au ralentissement thermique des neutrons rapides de fission (3), (4). Le pic à 0,2 MeV est dû à l'oxygène 19, formé par réaction O 18 (n th, γ) 0,22 mb.

Des mesures quantitatives effectuées à partir de prélèvements ont conduit aux résultats suivants:

La majeure partie de l'activité γ est due au produit caractérisé par le pic à 0,51 MeV qui est le fluor 17. On arrive, en tenant compte de la décroissance, aux chiffres suivants:

Activité γ du pic 0,8 $\mu\text{C}/\text{cm}^3$ pour une puissance du réacteur de 2 MW
 „ „ „ 1,4 $\mu\text{C}/\text{cm}^3$ „ „ „ „ „ de 5 MW

Une part non négligeable d'activité est également due à l'oxygène 19 (période 30 sec) pour lequel on trouve une activité, compte tenu de la décroissance de 1 $\mu\text{C}/\text{cm}^3$ à la sortie du réacteur.

Aussi nous a-t'il paru approprié de détecter la présence anormale d'eau lourde dans l'eau légère par la mesure de l'activité totale gamma de l'eau légère en circulation, l'eau légère ayant traversé les échangeurs étant normalement d'une activité gamma négligeable vis à vis de celle de l'eau lourde.

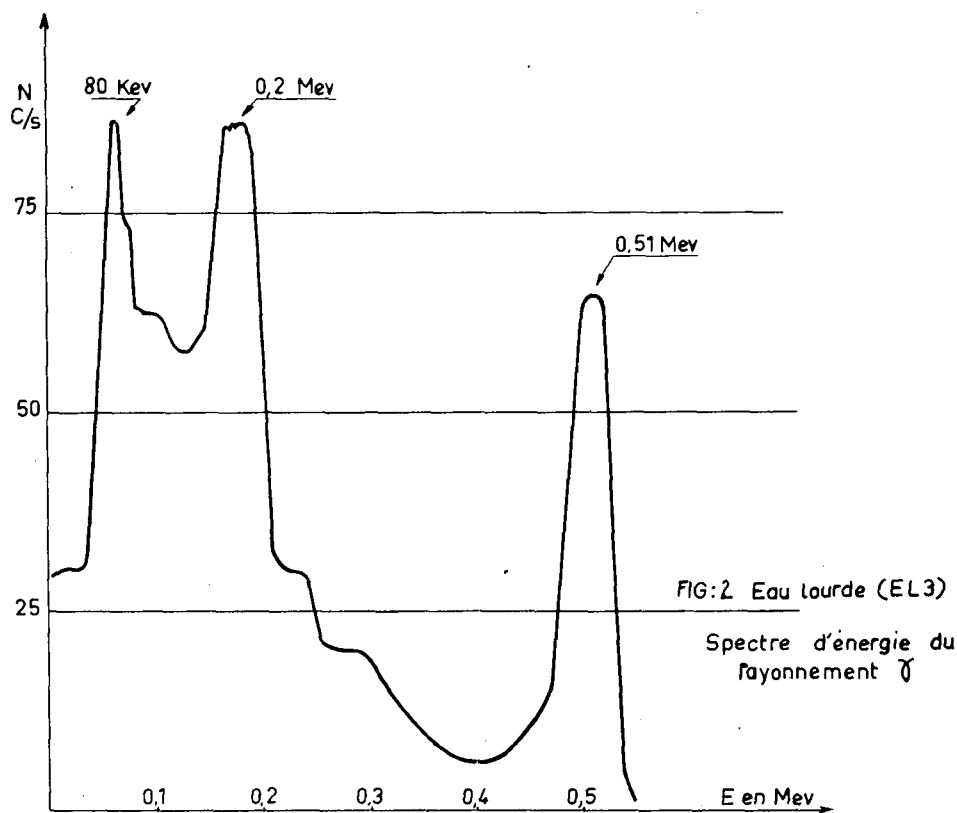


Figure 2

Spectre des basses énergies du rayonnement gamma de l'eau lourde (EL3): la majeure partie de l'activité gamma est due au Fluor 17 (pic à 0,51 MeV dû à une désintégration β^+ , période 70 sec.) et à l'oxygène 19 (0,2 MeV, période 30 sec.).

Les circulations d'eau légère destinées aux contrôles proviennent de points situés en aval des deux échangeurs de chaleur, et des deux pompes principales en service. Les débits dans les canalisations destinées à alimenter les détecteurs de rayonnement γ doivent être tels que le temps de transit de l'eau lourde ne soit pas grand devant la période du principal produit actif (70 sec). Ce temps de circulation doit d'autre part être réduit au maximum afin d'augmenter la rapidité de réponse de l'installation.

Description de la partie électronique de l'installation

L'installation(5) a donc pour but de mesurer l'activité gamma de l'eau légère en circulation, en quatre points de mesure. Elle doit permettre, lors de toute montée d'activité attribuable à une fuite d'eau lourde dans l'eau légère, de déclencher une chaîne d'alarme avertissant de l'incident les responsables du tableau de commande du réacteur.

Afin que notre appareillage ne soit jamais aveugle pendant une partie du cycle de mesure, nous avons dû équiper chaque point de mesure d'une chaîne électronique complète, allant du détecteur aux ensembles d'alarme et d'enregistrement: de plus

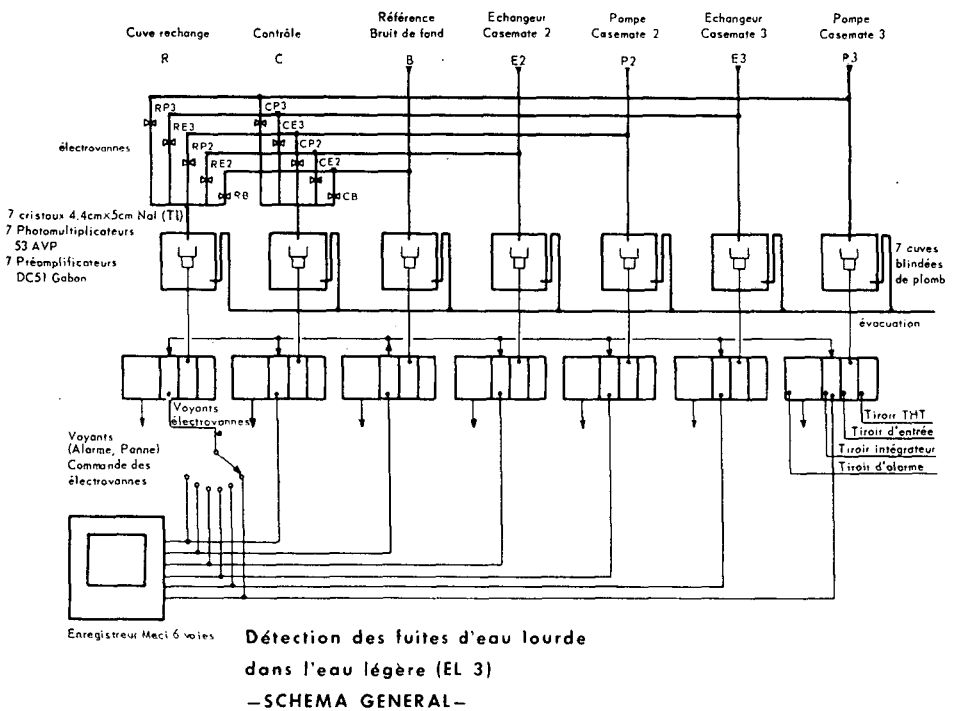


Figure 3

Schéma général de l'installation de détection des fuites d'eau lourde dans l'eau légère (EL 3).

Chaque voie comprend :

- 1° Une cuve blindée de 5 cm de plomb avec circulation de l'eau légère à analyser.
- 2° Au centre de la cuve, le détecteur gamma (cristal NaI (TI) de 4,6 cm × 5 cm associé à un photomultiplicateur 53AVP).
- 3° Un préamplificateur.
- 4° Un ensemble intégrateur «EDITH» avec un tiroir d'alarme (relais des voyants d'alarme et commutations diverses).

nous avons dû adjoindre à ces quatre voies, deux autres voies de mesure dont les rôles sont les suivants: la première voie supplémentaire est destinée à fournir un niveau d'activité caractéristique du bruit de fond, afin d'obtenir une mesure de l'activité du bruit de fond. Cette activité sera soustraite des activités mesurées dans les autres voies afin d'obtenir une mesure différentielle de l'activité spécifique due à l'eau lourde dans l'eau légère. La deuxième voie supplémentaire est destinée au contrôle de toute variation anormale d'activité dans les voies de mesure: par commutation automatique d'électrovannes commandant les circulations d'eau légère à analyser, chaque installation suspecte est remplacée entièrement par l'installation de contrôle: Cette installation de contrôle confirme alors la fuite ou si l'activité de l'eau initialement suspecte est trouvée normale, permet d'attribuer la variation anormale de niveau d'activité à une défaillance possible de la chaîne électronique suspecte qui s'est trouvée alors remplacée automatiquement.

Un enregistreur MECI à six voies enregistre les activités des quatre voies de mesure, de la voie «bruit de fond» et de la voie de contrôle.

Figure 4

Cuve de mesure, avec détecteur gamma et pré-amplificateur (visible à la partie supérieure de la cuve).

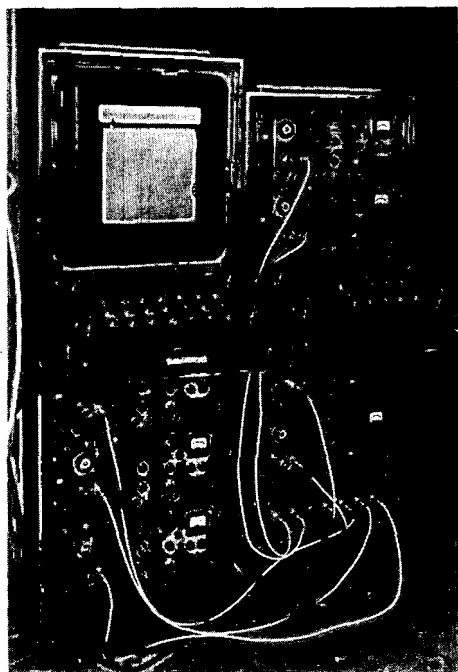
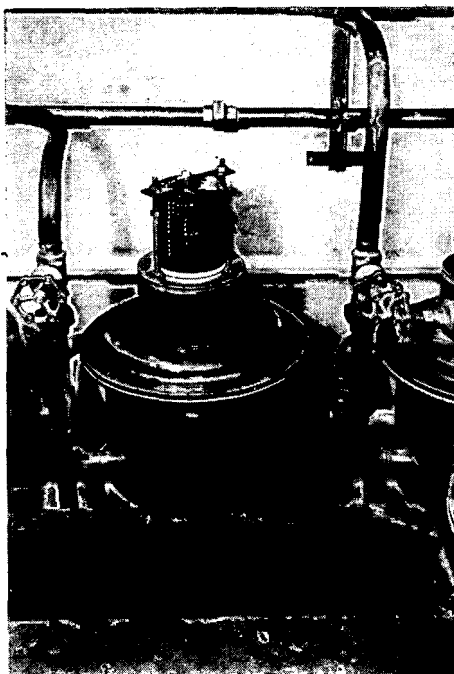


Figure 5

Détection des fuites d'eau lourde dans l'eau légère. L'ensemble électronique comprend les intégrateurs des sept voies, avec les pupitres des voyants d'alarme et des commandes d'électrovannes, et l'enregistreur.

L'étude de la valeur à donner au seuil des alarmes a été effectuée théoriquement, tenant compte de la gamme de sensibilité choisie, de la constante de temps de l'intégrateur, de la puissance prévue pour la pile (l'activité de l'eau lourde étant comme nous l'avons vu, liée à la puissance de la pile), et du taux admissible de fausses alertes dues aux fluctuations.

Cet appareillage est en voie d'achèvement et fonctionne lors des divergences actuelles du réacteur EL3. Un certain nombre de points restent à régler, notamment ceux concernant la soustraction du signal de bruit de fond des différents signaux de mesure, avec un coefficient de pondération destiné à tenir compte des rendements des différents détecteurs. Des étalonnages, fondés sur la simulation de fuites d'eau lourde dans l'eau légère sont effectués actuellement et tendent à confirmer l'obtention des performances projetées.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) JULLIOT C., Rapport S.E.P./C.E.A. (en préparation).
- (2) *Nuclear Data*, N.B.S. 499, 15 (1950).
- (3) HORNYAK, LAURITSEN, MORRISON et FOWLER, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 352 (1950).
- (4) HENDERSON W. J. et WHITTIER A. C., Handbook of shielding and heat production calculations for the N.R.U. Reactor, A.E.C.L. n° 403, 101 (Chalk River, March 1957).
- (5) BRUNET M., LANSIART A., LELOUP J. et NORDEMANN D., Rapport S.E.P./C.E.A. (en préparation).

LE PROBLEME DU DEMARRAGE AUTOMATIQUE DES REACTEURS NUCLEAIRES DE PUISSANCE

C. SAMUEL - INDATOM, PARIS (FRANCE)

Un réacteur de puissance est un ensemble trop complexe pour qu'il soit possible d'attribuer à l'un quelconque de tous les problèmes qui se posent dans sa conception ou sa réalisation une importance primordiale. Rendre automatique le démarrage d'un réacteur n'est donc pas le «problème fondamental» à la solution duquel le développement de l'énergie nucléaire est accroché. Il n'en reste pas moins que l'exploitation rationnelle d'une centrale nucléaire ou d'un appareil de propulsion à puissance d'origine nucléaire nécessite, pour être rentable, des arrêts aussi peu fréquents que possible (c'est le problème de la sécurité) et aussi brefs que possible quand, soit volontairement ou accidentellement, ils ont lieu. Il importe donc que les opérations de démarrage d'un réacteur soient des opérations simples, rapides et sûres, ne nécessitant de la part du personnel d'exploitation ni connaissances spéciales, ni raisonnements compliqués: ces conditions de simplicité, de rapidité et de sûreté peuvent se résumer en disant que le système doit être automatique.

L'automatisme bien conçu conduit en effet à la simplicité d'emploi, le plus souvent avec une grande simplicité de réalisation, permet, par une meilleure coordination des différentes actions un accroissement de la rapidité et augmente la sécurité par élimination des interventions humaines.

Quel est le problème qui se pose lors du démarrage d'un réacteur?

Un réacteur nucléaire, même lorsqu'il est «arrêté», c'est-à-dire lorsque les barres absorbantes qui permettent de faire varier sa puissance sont complètement introduites, ne délivre pas une puissance nulle. La présence volontairement prévue de sources de neutrons dans le milieu multiplicateur que constitue le réacteur même non capable de diverger, fait que des fissions y prennent naissance et que, par conséquent, de la puissance s'y dégage. Les neutrons absorbés sont constamment remplacés par ceux introduits par la source et le phénomène est stationnaire.

Mais la puissance (ayant son origine dans les fissions) ainsi dégagée à l'arrêt est en général une fraction extrêmement faible de la puissance normale de fonctionnement: de l'ordre de 10^{-9} de la puissance maximum de fonctionnement. Ainsi entre l'arrêt et la marche à plein régime la puissance doit évoluer sur 9 décades, ce qui est considérable, même comparé aux possibilités pourtant miraculeuses des chambres d'ionisation qui permettent de mesurer les flux de neutrons sur environ 6 décades en opérant avec un amplificateur à réponse logarithmique.

Pour faire croître la puissance du réacteur il faut extraire les barres absorbantes.

En toute rigueur mathématique, d'après ce que nous avons dit de la présence de sources, un réacteur à n'importe quelle puissance fixe est sous-critique, c'est-à-dire que la densité de neutrons ne s'y maintient constante que grâce à la présence des sources.

Si on désigne par 1 le niveau de puissance quand le réacteur est arrêté, c'est-à-dire sous-critique, avec une antiréactivité de -10.000 pcm par exemple, le niveau 1.000 correspondra à une antiréactivité de -10 pcm, le niveau 10^6 à une antiréactivité de $-0,01$ pcm et le niveau 10^9 à une antiréactivité de $-0,00001$ pcm.

Plus le niveau de puissance est élevé, plus l'état d'équilibre se rapproche de l'état critique mathématique au point d'être physiquement confondu avec lui. Il résulte cependant de ces considérations que l'on pourrait envisager le démarrage du réacteur de deux façons différentes:

Soit par une sortie brutale des barres de -10.000 à la valeur correspondant à la puissance désirée, suivie d'une attente de l'obtention de l'état d'équilibre. Cette procédure est naturellement inacceptable car on ne peut malheureusement connaître ni la valeur exacte de l'antiréactivité au départ, ni l'antiréactivité des barres en fonction de leur déplacement, et par conséquent la quantité exacte dont il faut sortir les barres. La méthode serait donc très dangereuse.

Soit au contraire une sortie des barres à vitesse très lente, suffisamment lente pour que l'on puisse considérer qu'à chaque instant l'équilibre de puissance est atteint. Dans ces conditions on pourrait atteindre n'importe quelle puissance sans jamais rendre le réacteur critique.

Malheureusement, une telle méthode est, elle aussi, inacceptable, car elle rendrait très long le démarrage du réacteur.

Dans ces conditions, il est indispensable d'une part, de choisir une vitesse convenable d'extraction des barres (ni trop rapide ni trop lente) et, d'autre part, d'accepter de rendre le réacteur critique pour faire évoluer sa puissance.

Ce dernier point n'est pas très grave: depuis le 2 Décembre 1942 beaucoup de réacteurs ont été rendus critiques sans qu'il en résulte des catastrophes! La difficulté vient du fait qu'il n'est pas prudent de rendre un réacteur critique à un niveau où sa puissance n'est pas encore mesurée convenablement. Il est en effet alors très facile de dépasser largement sans le savoir la criticalité, et comme à partir du moment où le réacteur est critique, la vitesse de croissance de la puissance peut devenir extrêmement rapide, on peut atteindre avant d'avoir pu s'en rendre compte, des niveaux de puissance trop élevés. L'accident qui résulte d'une sortie des barres à vitesse constante dans les conditions ci-dessus est décrit dans la littérature sous le nom «d'accident de démarrage». Les précautions généralement prises consistent d'une part à mettre entre les mains de l'opérateur chargé du démarrage une série d'instruments de mesure (chambres à fission, chambre d'ionisation en échelle logarithmique . . .) permettant de connaître la puissance du réacteur dès le niveau de l'arrêt et ayant un recouvrement suffisant, et d'autre part, à choisir une vitesse d'extraction des barres suffisamment lente pour que les conséquences de l'accident de démarrage ne soient pas catastrophiques.

La vitesse d'extraction des barres ayant été choisie, l'opérateur, lors d'un démarrage, provoque l'extraction des barres en surveillant les comptages donnés par les chambres à fission, puis les indications données par les chambres d'ionisation et arrête la sortie des barres quand une vitesse d'évolution de la puissance ou plus exactement une dérivée logarithmique de la puissance ni trop grande, ni trop petite, a été atteinte. Un tel démarrage demande une attention soutenue. La commande automatique du réacteur n'est enclenchée que lorsqu'un niveau de puissance suffisant a été atteint.

Dans ces conditions, comment est-il possible d'automatiser complètement les opérations de démarrage, étant entendu qu'il est, de plus, souhaitable qu'il n'y ait aucune discontinuité de fonctionnement entre les opérations de démarrage et le fonctionnement dans la zone normale d'exploitation?

Considérons d'abord le réacteur dont la puissance est commandée par une barre absorbante déplacée par un moteur asservi en vitesse comme représenté sur la Fig. 1. La puissance est mesurée par une chambre d'ionisation suivie d'un amplificateur logarithmique permettant de connaître la puissance sur 6 décades à partir d'un seuil situé par exemple 3 décades au-dessus de la puissance à l'arrêt.

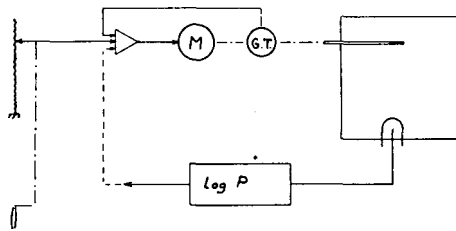


Figure 1

L'opérateur peut en agissant sur le potentiomètre de commande du moteur de la barre choisir une vitesse d'extraction, étant entendu que de toute manière la vitesse maximum possible a été choisie lors de la conception pour que le démarrage s'effectue en toute sécurité.

Pendant une première partie de l'extraction des barres la chaîne de mesure logarithmique n'est pas assez sensible pour détecter la puissance du réacteur; tout se passe pour cette chambre comme si la puissance restait nulle. Il est possible d'envoyer le signal donné par la chambre en contre-réaction sur la commande vitesse du moteur. Pendant cette première partie du démarrage, la contre-réaction étant nulle, la vitesse d'extraction n'est commandée que par le potentiomètre. A partir du moment où la chaîne logarithmique délivre un signal, la vitesse imposée à la barre diminue et la barre s'arrête quand le signal fourni par la chambre est égal à celui délivré par le potentiomètre. Mais si la position de la barre à cet instant correspond à un état sur-critique du réacteur, la croissance de la puissance continue, ce qui provoque la ré-introduction de la barre. Une série d'oscillations va donc prendre naissance. Si, ce qui est possible mais non certain, le système est stable, les oscillations vont s'amortir et la puissance va atteindre un niveau tel que le signal délivré par la chaîne logarithmique soit égal au signal délivré par le potentiomètre, la barre étant arrêtée et le réacteur étant critique à ce niveau.

Pour continuer à monter la puissance il va être nécessaire d'agir sur le curseur du potentiomètre.

Nous voyons donc qu'un tel système ne réalise pas l'automatisme du démarrage et qu'il peut conduire à des oscillations dangereuses.

Il est évidemment possible de tenter d'améliorer le système en remplaçant la contre-réaction en $\log P$ par une contre-réaction en $\frac{d}{dt} \log P$ obtenue par un circuit différentiateur (Fig. 2), mais il est facile de voir, par un raisonnement analogue au précédent, qu'un tel système ne donne pas encore entièrement satisfaction.

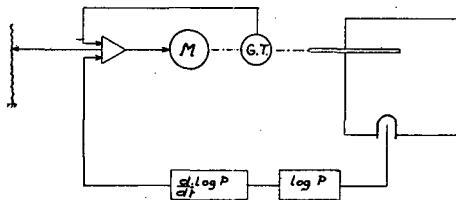


Figure 2

S'il permet en effet d'assurer la montée en puissance à dérivée logarithmique constante, il nécessite le calcul de la dérivée logarithmique qui est entaché d'une certaine constante de temps, ce qui risque de rendre instable le système et de permettre une période très courte au moment où la contre-réaction commence à entrer en action.

Voyons maintenant ce qu'il est possible de réaliser en remplaçant la commande vitesse de la barre par une commande position.

Avec une commande position des barres, le schéma de commande du réacteur se présente comme suit (Fig. 3).

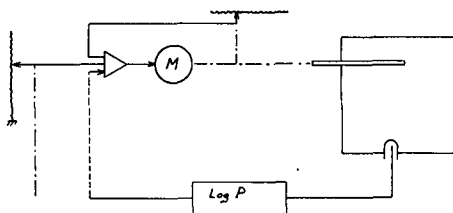


Figure 3

Le servomécanisme de commande de la barre, au lieu de comporter une contre-réaction tachymétrique, comporte une contre-réaction de position. Tant que la chaîne logarithmique ne délivre aucun signal, la position de la barre est imposée par la position du curseur du potentiomètre de commande. Si ce curseur est fixe, la barre est immobile. Pour extraire la barre à vitesse constante, il est nécessaire de déplacer à vitesse constante le curseur du potentiomètre. Cette opération peut être avantageusement mécanisée comme nous le verrons par la suite. Dès que la chaîne logarithmique commence à fonctionner, le signal fourni par elle vient se retrancher du signal fourni par le potentiomètre, provoquant immédiatement une réintroduction de la barre.

Le réacteur qui était jusque là commandé en boucle ouverte est maintenant commandé en boucle fermée, et il est facile de voir par l'étude des fonctions de transfert de l'asservissement position et du réacteur, qu'il n'est pas nécessaire de disposer d'un servomécanisme ayant des performances élevées pour obtenir un système stable.

Si le déplacement du curseur du potentiomètre de commande se poursuit à vitesse constante, l'évolution de la puissance s'effectue à dérivée logarithmique constante. Le choix des échelles de tension sur les différents potentiomètres et sur la chaîne logarithmique permet d'obtenir, d'une part, la sortie des barres à la vitesse jugée

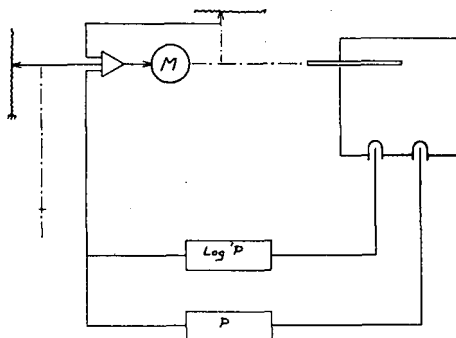


Figure 4

convenable et, d'autre part, la croissance exponentielle de la puissance avec une période compatible avec la sécurité du réacteur.

L'emploi simultané dans la contre-réaction d'une chaîne logarithmique couvrant 6 décades et d'une chaîne linéaire couvrant les 3 décades supérieures (Fig. 4) permet même de remplacer automatiquement aux niveaux élevés la croissance exponentielle par une croissance linéaire plus conforme aux lois de variation de puissance souhaitée dans la gamme normale d'emploi et à la sécurité.

Nous avons vu plus haut que pour obtenir d'abord la sortie des barres à vitesse constante, puis l'évolution de la puissance à dérivée logarithmique constante, il est nécessaire de déplacer à vitesse constante le curseur du potentiomètre de commande. Pour ce faire le curseur peut être commandé à travers la démultiplication convenable par un moteur asservi lui-même, commandé en vitesse suivant le schéma de la Fig. 5.

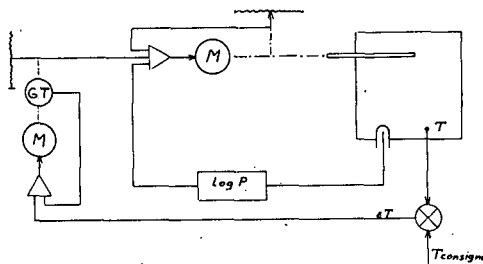


Figure 5

La commande de mise en route de ce moteur résulte de la volonté de l'opérateur de commencer le démarrage du réacteur, mais le moteur peut aussi être commandé à partir de grandeurs fondamentales concernant le comportement du réacteur, telle que, par exemple, la température mesurée en un point du circuit thermique associé au réacteur. La vitesse du moteur est alors proportionnelle à l'écart qui existe entre cette température et la température de consigne. Dans ces conditions, la température est maintenue constante quelles que soient les conditions d'extraction de la puissance. Le dispositif décrit permet donc non seulement d'assurer le démarrage automatique du réacteur, mais de commander les évolutions de la puissance dans la gamme normale de fonctionnement et ce conformément aux conditions imposées par l'exploitation du réacteur (conditions de température, pression, etc.). Le passage du démarrage proprement dit aux conditions normales d'exploitation peut se faire sans aucune discontinuité, ce qui est un élément de sécurité non négligeable et le dispositif ne comporte, par rapport aux moyens classiques de commande d'un réacteur, que l'adjonction d'un moteur asservi supplémentaire.

Le schéma proposé peut se compléter par des dispositifs de sécurité qui permettent d'accroître la souplesse d'emploi du réacteur sans accroître la complexité.

On comprendra mieux ces différentes sécurités en se reportant à la Fig. 6. Sur ce schéma sont représentés un certain nombre de commutateurs qui sont figurés dans la position normale de fonctionnement.

En agissant sur le commutateur 1 l'opérateur a, à tout instant, la possibilité de commander la réintroduction totale de la barre à la vitesse maximum imposée par le moteur de commande de cette barre. Cette sécurité n'exclut naturellement pas toute autre sécurité, généralement prévue, d'introduction beaucoup plus rapide par débrayage ou tout autre moyen.

DISCUSSION

M. de Shong (U.S.A.)

Question de M. Madsen (Netherlands):

Could you conclude, from the measurements carried out with the E.B.W.R., which is the main factor determining the stable power threshold?

Réponse:

The critical point on any feedback system, is at the point where the open loop gain becomes equal to unity with a total phase shift of 180 degrees of phase lag. In the case of the E.B.W.R., this point occurs at a rather high frequency, relatively speaking, around 7 radians per second; this frequency is high enough, so that the time constants associated with this portion of the feedback loop, which are mainly the pressure effects, are no longer operated, so that the important portion of the loop includes this so-called heat transfer and power void feedback. In others, there are two time constants associated with the heat transfer and one of them was what we call power void, which is related to the time required for the steam to appear within the core and then leave the core. The value of V is the void coefficient — in this case the dynamic value of the slope of the voids versus power curve. The stability then is a function of this void curve coefficient and these three time constants.

Question de M. Papoulard (France):

What are the maximum and minimum usable frequencies in the dynamic study of reactors and how do they vary according to different reactors?

Réponse:

We have found in the studies of power reactors that a lower frequency limit of the order of about .01 radians per second, will include most of the pressure and some of the delay time constants. Regarding the high frequency limit, this is a function, again, of a particular reactor. If you are interested chiefly in the power reactor, the upper limit would be probably somewhere between 10 and 100 radians per second. If you are interested in evaluating the zero power frequency response, then one might be interested in going much higher in frequency, for reactors of higher than thermal energy neutrons.

Question de M. Cooke-Yarborough (Grande Bretagne):

From the point of view of convenience and speed of operation, how do you consider your null method compares with a system which resolves the in-phase and quadrature components and integrates them separately? I would have thought that, with the null system, balancing in the presence of noise would be a tedious process.

Réponse:

One of the possible advantages is the reduction in the amount of equipment, by rather one half, since there is only one multiplier; as regards balancing, the effect of the band pass filter is such as to make it comparatively easy to balance. Of course, when you go into periods corresponding to .01 radians per second, you must wait for a couple of seconds to go by, and that is where we spend most of the time. I think that each of these systems shows its own undesirable features.

Question de M. Soret (France):

Peut-on savoir dans quelle bande de fréquences «l'analyseur» est susceptible de travailler?

Réponse:

The upper frequency limit, on the apparatus is set, not by the measuring equipment, but by the rod drives on the reactor. In other words, I mean that we could measure rather high frequencies. This is one of the advantages of this system, using the operational amplifiers. You get away from the limitations of the input time constants associated with ion chambers, for example. I did not show it here but, when we were running on zero power experiments, the input circuit was altered by changing the feedback resistor, in order to secure considerably higher sensitivities, and we still had no trouble at all with the input time constant.

Question de M. Soret (France):

Quelle est la valeur minima du courant de modulation que mesure cet analyseur?

Réponse:

I answered that partly already. Going to the zero power experiment, we were about 10^{-8} A, and it would be possible to go somewhat further still, without difficulties in the input time constant. The depth for modulation is no more than 10%, due to the non-linear characteristics of both the reactor and the power system — if you deviate further than that. This is strictly a linear type analysis. In other words, we were interested in the stability at a particular power and we were now attempting to take into account non-linear effects, except in so far as they appear in major power changes — as from, say, 5, 10, 20 MW and so forth.

M. Van Rennes (U.S.A.)*Question de M. Picard (France):*

Vous avez parlé de techniques digitales, est-ce que vous pouvez donner un exemple de réalisation dans les chaînes de

- (1) Sécurité
- (2) Contrôle
- (3) Surveillance des installations annexes?

Réponse:

I have no direct experience with digital techniques where what would normally be analogue information, is converted into binary or digital form. Several organisations are, however, studying this — the Ford Instrument Company Division, has just about completed their study contract on this topic for the Atomic Energy Commission, in the United States. There have been one or two interim reports on this subject, the contents of which are not known to us at the moment. A final report, if it has not yet appeared, should do so fairly soon. There is one way in which digital techniques are appearing in reactor control. Compare the form of the Oak Ridge type of safety protective instrumentation with the kind of instruments indicated on my figures. The Oak Ridge system is almost 100% analogue in form in that the decision as to whether the system is safe or not (the conversion of analogue to discrete information — yes or no) does not take place up to the magnets which support the control rods. The threshold is the amount of current necessary to retain the control rods, the safety rods, against the force of gravity — in other words, this discrimination — occurs at the very end of the system. Latterly, control systems place these discrimination functions much earlier in the system, and operate with logical functions thereafter to combine channels — on a coincidence two out of three basis, or on another basis — any one channel being able to shut the reactor down. It should, perhaps, be pointed

out here that the term auctioneering, which has been used in reactor vocabulary, strictly applies only to analogue types of comparison where the larger of three or two or more analogue quantities, governs in the subsequent circuits. The parallel to this, in digital type instrumentation, is the "or"-gate where any one channel which says 'yes' will accordingly command the subsequent circuitry.

M. Weill (France)

Question de M. Van Rennes (U.S.A.):

Over what range (no. of decades) is it possible to measure inverse period $\frac{1}{n} \frac{dn}{dt}$ with the potentiometer method described, without changing range? Are there advantages of this method over the $\frac{d}{dt} \log n$ method?

Réponse:

Le nombre de décades couvertes par la méthode du potentiomètre automatique atteint à peine un peu plus de 2. La mesure de la période à la suite de l'amplificateur logarithmique couvre, elle, un nombre de décades beaucoup plus élevé qui va jusqu'à 6. La méthode du potentiomètre automatique a néanmoins été employée, en raison de sa simplicité et de la possibilité de ne travailler à grande puissance que sur des voies linéaires, c'est-à-dire avec une précision beaucoup plus grande qu'avec des voies logarithmiques, tout en appliquant facilement le critère de sécurité 2 sur 3.

M. Goupil (France)

Question de M. Madsen (Netherlands):

What is the practical experience with the described burst slug detection systems?

Réponse:

Sur la pile G1, l'ensemble détecteur de rupture de gaine est en fonctionnement depuis juillet 1956, environ, et nous avons effectivement détecté plusieurs ruptures de gaines. Sur EL2 également la détection est en place à peu près depuis le même temps, et nous avons également détecté plusieurs ruptures de gaines.

Question de M. Madsen:

How many burst slugs did you detect (G1, G3) compared with the number of false burst signals?

Réponse:

Il faut normalement regarder les barres à la radiographie après déchargement; bien souvent, on détecte des ruptures qui sont à peine visibles. C'est ainsi que sur EL2 on a dernièrement détecté une rupture qui était presque invisible à la radiographie: c'était un tout petit conduit à l'intérieur de la gaine, et il a fallu tomber dessus pour s'en apercevoir; malgré tout, la surface qui était découverte en dessous, à l'intérieur de la gaine, faisait que le signal donné par l'appareil était déjà suffisant. Bien sûr, nous n'attendons pas que la rupture ait évolué trop nettement pour nous en apercevoir. Je signale qu'un rapport qui est à paraître à la suite de la Conférence de Genève donne quelques exemples d'évolutions qui ont été constatées sur G1. Il est difficile de dire exactement le rapport du nombre de ruptures réelles au nombre de barreaux déchargés; je pense qu'effectivement dans tous les barreaux déchargés il y avait une rupture.

M. Jover (France)

Question de M. G. J. R. Mac Lusk (Grande Bretagne):

Does not the use of recorder servos as a part of the control loop involve additional time-constants which give stability troubles?

Réponse:

Je ne peux répondre à la question qu'en ce qui concerne la pile Mélusine. En effet, dans le système de pilotage automatique de Mélusine, nous n'avons justement pas utilisé les enregistreurs asservis comme éléments de la boucle de contrôle; nous avons par contre conçu spécialement un calculateur de pilotage à servomécanismes, en espérant que les performances dynamiques seraient améliorées. Jusqu'à présent, ce calculateur n'a fonctionné que sur simulateur, et nous pensons que les résultats seront meilleurs que dans le cas de l'utilisation d'enregistreurs pour la commande automatique.

M. Di Giacomo (France)

Question de M. G. J. R. Mac Lusk:

In both equipments the control rod is position controlled, not velocity — does this not mean that a separate reactivity disturbance can only be overcome by a finite power error — if so, how big is this at its worst?

Réponse:

L'asservissement des barres de pilotage est plutôt un asservissement de vitesse, parce qu'on applique à l'entrée de l'amplificateur un signal tel que la vitesse du moteur soit proportionnelle à ce signal; celui-ci comporte un terme puissance et un terme dérivée logarithmique.

M. Nordemann (France)

Question de M. Bailey (Grande Bretagne):

Using the method described it is possible to detect leakage only when the reactor is working. How is leakage detected at other times?

Réponse:

Notre méthode effectivement ne convient pour détecter des fuites que lorsque le réacteur est en marche, mais c'est le problème posé et étant donné la grande sensibilité nécessaire, nous n'avons pu résoudre le problème qu'en utilisant la méthode que j'ai indiquée, c'est-à-dire avec un produit qui a une vie relativement courte (supérieure à une minute); à l'origine nous avions pensé pouvoir utiliser un produit actif lié à l'eau lourde et de plus grande période, à savoir le tritium, dont la période est supérieure à un an, et là la méthode aurait convenu pour le réacteur arrêté; mais EL3 sur lequel nous avons monté notre installation est un réacteur jeune dans lequel l'eau lourde a été jusqu'ici relativement peu activée en tritium; la méthode ne convenait donc pas. De plus, je pense que ce n'est pas un grave inconvénient pour nous de ne pouvoir détecter les fuites d'eau lourde que lorsque le réacteur est en marche, car les principales causes de fuites d'eau lourde peuvent résulter soit de contraintes dues aux variations de température à l'intérieur des échangeurs de chaleur, soit de mouvements vibratoires provenant de tourbillons à l'intérieur des circulations d'eau lourde ou d'eau légère qui peuvent détériorer des soudures à l'origine mal faites, par exemple; or ceci ne peut se produire que lorsque les circulations d'eau lourde et

d'eau légère sont en fonctionnement, donc lorsque le réacteur fonctionne. Enfin, je peux signaler que l'observation du niveau d'eau lourde lu sur l'indicateur de niveau est précise lorsque le réacteur ne fonctionne pas, justement parce qu'il n'y a pas de circulation, donc pas de remous à la surface de l'eau lourde.

Mme. L. Koch (France)

Question de Leslie Johnson (U.S.A.):

What type of ceramic is used in your high temperature chamber. Is it metallized and alloy brazed; if so, what is the alloy and what is the material used in contact with the ceramic for correct coefficient of thermal expansion matching?

Réponse:

Dans la chambre haute température, le type de céramique est de l'alumine frittée; l'alumine frittée est métallisée par un alliage argent-cuivre ou titane-cuivre, et elle est brasée sur l'enveloppe en acier inoxydable de la chambre.

Pour les premières chambres dont j'ai parlé, chambres miniatures, les essais de température ont été effectués jusqu'à 400° C; la chambre fonctionne correctement jusqu'à 300° C, mais à partir de ce moment le spectre des impulsions est déformé et le problème n'a pas encore été résolu; il est probable que cette déformation est due à l'augmentation de la pression du gaz, la pression initiale étant de 15 kilos d'argon par centimètre carré — mais nous ne pensons pas que la cause en soit l'effet de la température sur les isolants.

Question de M. Van Rennes (U.S.A.):

What time delay is experienced in passage of the activated gas from the irradiation point to the measuring point 10 or 20 m away?

Réponse:

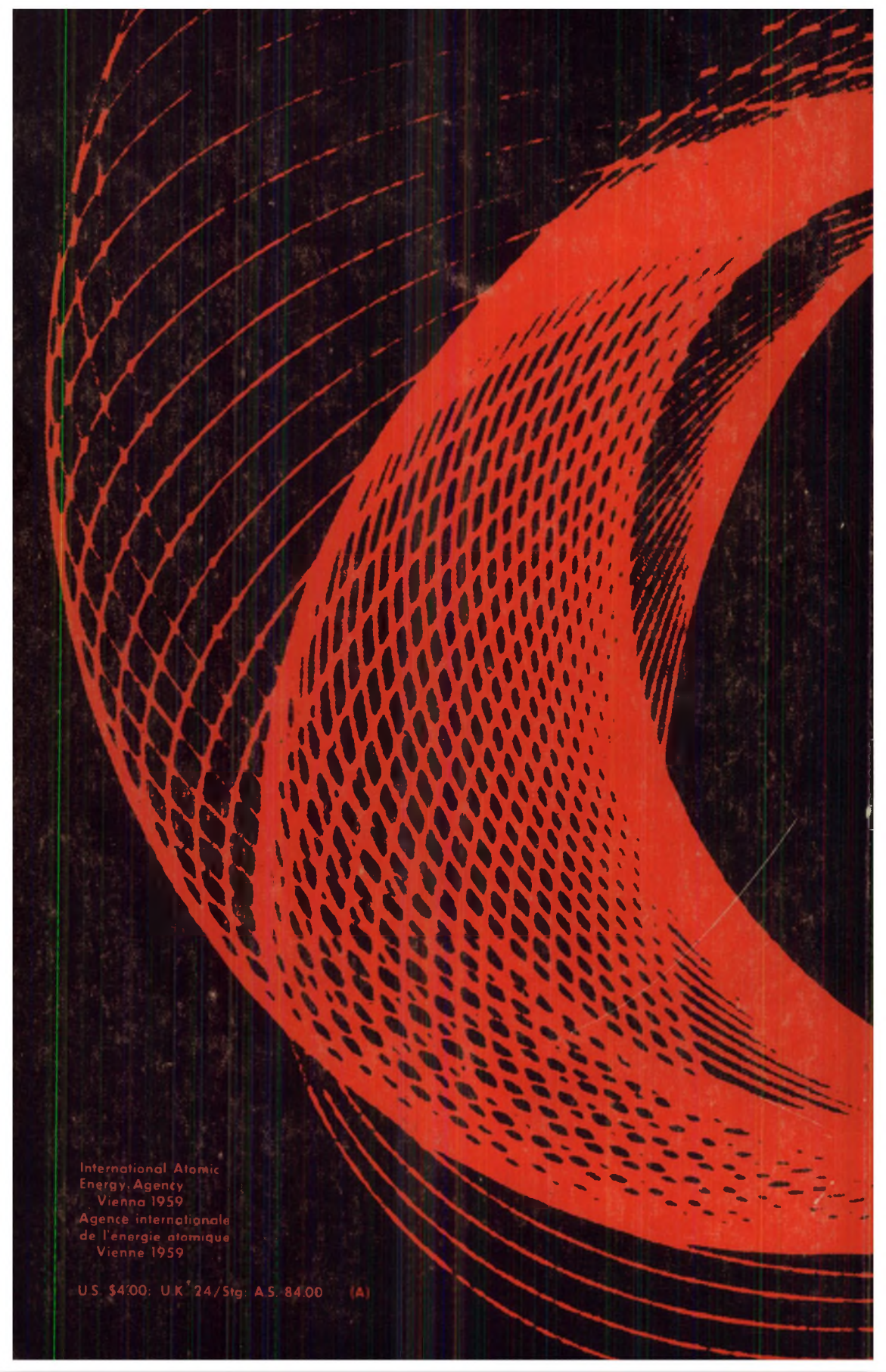
Les vitesses de passage du fluide utilisées ont été jusqu'à présent telles que pour 10 mètres de distance entre l'émetteur de produit de fission et le détecteur de radio-activité, le temps qui s'est écoulé était d'une seconde, mais il est possible d'augmenter cette vitesse, le temps pouvant être réduit, je pense, à quelques dixièmes ou même à 1/10 de seconde.

Commentaire de M. Van Rennes (U.S.A.):

Mr. Samuel's talk which we have heard on various concepts for reactor control systems, had a lot of familiarity, because one system now under construction for the research and test reactor of the National Advisory Committee for Aeronautics contains some of the ideas he discussed. This system is now on construction and will be operating, we expect, about the middle of next year. I thought you might like to see a bit about it. We are talking now about operating control. In the reactor there are two ion chambers being used for the operating control system — each one feeds a log amplifier; you have two parallel systems for reliability. The output can be selected from either, and then becomes the measured signal, which is compared against a reference power demand; the error amplifier drives one or the other of two regulating rods. These rods have not the usual electro-mechanical type of drive systems, but are hydraulically driven, through hydraulic pistons and cylinders, from underneath the reactor. The amplifiers are not the usual type of log amplifier embracing a log device — such as a thermo-ionic or semi-conductor diode — rather these are electro-mechanical amplifiers. Electro-mechanical feedback systems, in which the output

from each is basically the shaft position — attached to this shaft then, can be any number of potentiometers for transmitting the log-power signal to other functional devices. Since the shaft in each of these amplifiers has an angle proportional to the amount of power, the shaft velocity represents the reciprocal period and one can measure period, or indicate it, through a tachometer connected to the shaft; in these actual units, the speeds are such that at operating periods of 5 to 20 seconds, the tachometer signal is not useful for indication; it is, however, quite useful for tripping purposes, in case the growth factor becomes excessive. The system is basically intended to provide, first, the stability of reactor power level for experimental purposes — to as high a degree as possible in view of the non-constant and non-specific calibration factor of the ion chamber current with respect to reactor power; secondly, it is intended to provide for the manoeuvring of the reactor power, at constant period — because the power of demand signal is obtained again from a potentiometer driven by a constant speed set in this motor, so that when this shaft rotates at constant speed, if the reactor follows that demand closely, it will in fact be moving on a constant period. So the operator will, in this control, punch in a new level of power, to which the reactor has to move — the motor then will turn the shaft to the demand potentiometer at constant speed, so that the reactor moves with a constant period to the power level and is stabilized there. There are two others systems. One compares the output of the two log amplifiers, to assure that they are within agreement to a certain percentage, and sounds a local warning alarm in case there is disagreement. The other is a system which monitors the error between the power demand and the power measured and sounds a response in four different manners, depending upon the error of system.

The second level will be such as to stop the motion of the hydraulically operating regulating rods. The third degree of response in this operating control system, not safety, is to cause extreme association of the regulating rod under control, and the fourth response will cause a full scram of the safety rods, not the two regulating rods, but the other set of safety rods provided. I thought this example was interesting because it relates to the previous papers and because it is now under construction.



International Atomic
Energy Agency
Vienna 1959
Agence internationale
de l'énergie atomique
Vienne 1959

U.S. \$4.00; U.K. £24/5tg; A.S. 84.00 (A)