

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА
В ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ ИФВЭ

В.И.Балбеков, К.Ф.Герцев, Г.Г.Гуров, Л.И.Копылов,
А.Ю.Маловицкий, М.С.Михеев, А.А.Симонов
Институт физики высоких энергий
Серпухов, 142284

Продольная неустойчивость итесившего пучка $E=70$ ГэВ была замечена по резкому возрастанию фазового объема сгустков после пересечения критической энергии 1 . Неустойчивость сопровождается СВЧ - модуляцией тока пучка в сантиметровом диапазоне длин волн 2 . Такая же модуляция возникает при разгруппировке пучка перед медленным выводом. Аналогичные эффекты наблюдались на других ускорителях $3-4$. Для их объяснения привлекались различные гипотезы $3-6$, однако ни одна из них не объясняла совокупности явлений, возникающих в $U=70$. Поэтому было проведено дополнительное исследование, в результате которого выявлен ряд новых свойств неустойчивости и построена теоретическая модель, хорошо объясняющая наблюдаемые эффекты. В настоящем докладе содержится краткое изложение этих результатов.

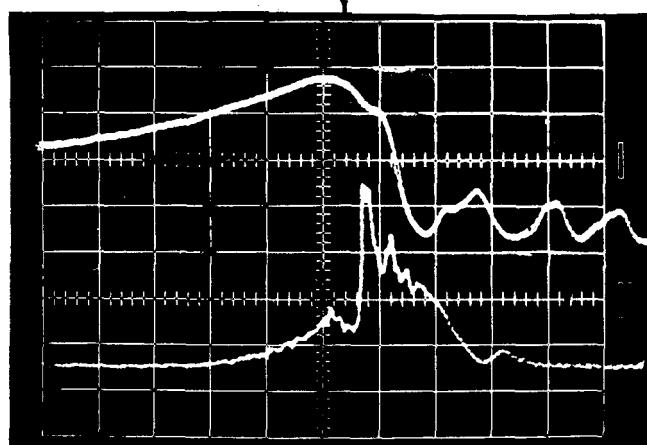


Рис. 1. Сигналы пиковых детекторов тока пучка: нижний луч - с датчика 150 МГц, верхний - (1-10) ГГц, развертка 5 мс/дел. $N_B = 8 \cdot 10^{10}$.

На рис. 1 показаны осциллограммы продетектированных сигналов датчиков тока пучка с полосой 0,1-150 МГц (верхний луч) и 1-10 ГГц (нижний луч). Из верхней осциллограммы видно, что незадолго до критической энергии (отмечена стрелкой) адиабатическое сжатие сгустка практически прекращается. После перехода сгусток резко удлиняется, и возникают спонтанные колебания. Симметрично ведет себя амплитуда СВЧ-модуляции (нижний луч). Картинка зависит только от числа частиц в сгустке N_B , от $N_B < 2 \cdot 10^9$. При $N_B < 2 \cdot 10^9$ СВЧ отсутствует, а размеры сгустка изменяются в соответствии с адиабатическим законом; при $N_B = 8 \cdot 10^{10}$ фазовый объем возрастает примерно в 6 раз, а при $N_B = 2,5 \cdot 10^{11}$ - более чем в 10 раз. Использование скачка критической энергии ослабляет эффект, но не устраняет полностью 6 .

СВЧ-модуляция возникает также после дрейфа сгустков в постоянном магнитном поле при выключенном ускоряющем напряжении (рис. 2). Это создает удобную возможность для исследования, т.к. таким способом удается вызвать неустойчивость при любой энергии, начиная по крайней мере с 5 ГэВ (критическая энергия $U=70$ равна 8,9 ГэВ).

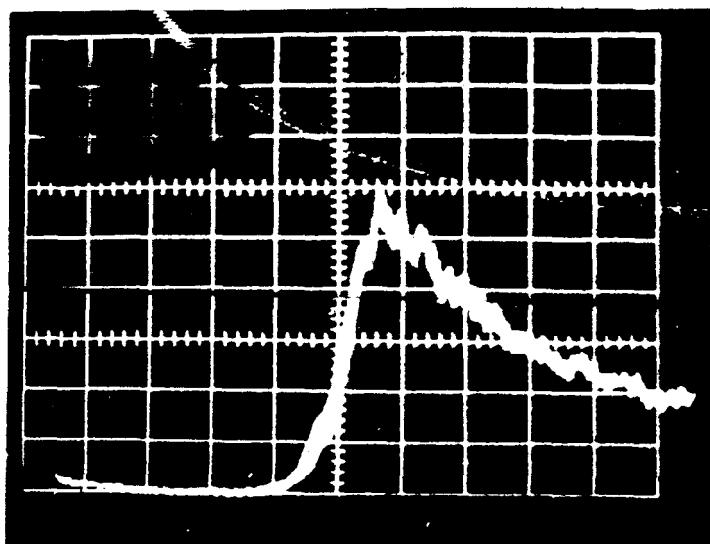


Рис. 2. Огибающая СВЧ-сигнала при разгруппировке пучка $E=70$ ГэВ, $N_B = 8 \cdot 10^{10}$, развертка 2 мс/дел. Запуск через 6 мс после начала дрейфа.

На рис. 3 представлены результаты измерения СВЧ-спектров 7 . Отметим наиболее важные особенности. СВЧ-модуляция сравнительно узкополосна, причем ее центральная частота уменьшается с ростом энергии частиц. В районе критической энергии не наблюдается каких-либо аномалий спектров, хотя здесь они измерялись при обычном режиме ускорения. Введение скачка критической энергии не влияет на форму спектров в закритической зоне (нижняя диаграмма). Спектры имеют довольно сложную форму с несколькими максимумами, положение которых меняется при перестановке датчика в другую часть ускорителя. Это позволяет утверждать, что "тонкая структура" спектров имеет вторичное происхождение и связана с отражением волн от неоднородностей камеры в окрестности датчика.

Для дальнейшего анализа была привлечена микроволновая модель, согласно которой условие устойчивости пучка имеет вид 3 :

$$\left| \frac{Z_n}{n} \right| < \frac{|\eta| \beta^2 E}{e J_c \Lambda_c} \left(\frac{\Delta p_c}{p} \right)^2, \quad (1)$$

где Z_n - импеданс камеры на n -й гармонике частоты обращения, $E = mc^2 \gamma$ и β - энергия и приведенная скорость частиц, $\eta = \alpha - \gamma^{-2}$, α - коэффициент расширения орбит, J_c и Δp_c - ток и относительный импульсный разброс в центральном сечении сгустка, Λ_c - множитель ~ 1 , зависящий от функции распределения. При дрейфе сгустка

$$\frac{\Delta p_c}{J_c} \sim \frac{1}{(1 + \Omega_0^2 \tau^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

что и объясняет вспышку неустойчивости. Здесь τ - время дрейфа, а Ω_0 - частота синхротронных колебаний перед его началом. Измерение τ , а также параметров сгустка перед выключением ускоряющего напряжения дает удобный метод для вычисления импеданса. Результаты представлены в табл. 1, где указана также центральная частота СВЧ-модуляции 7 .

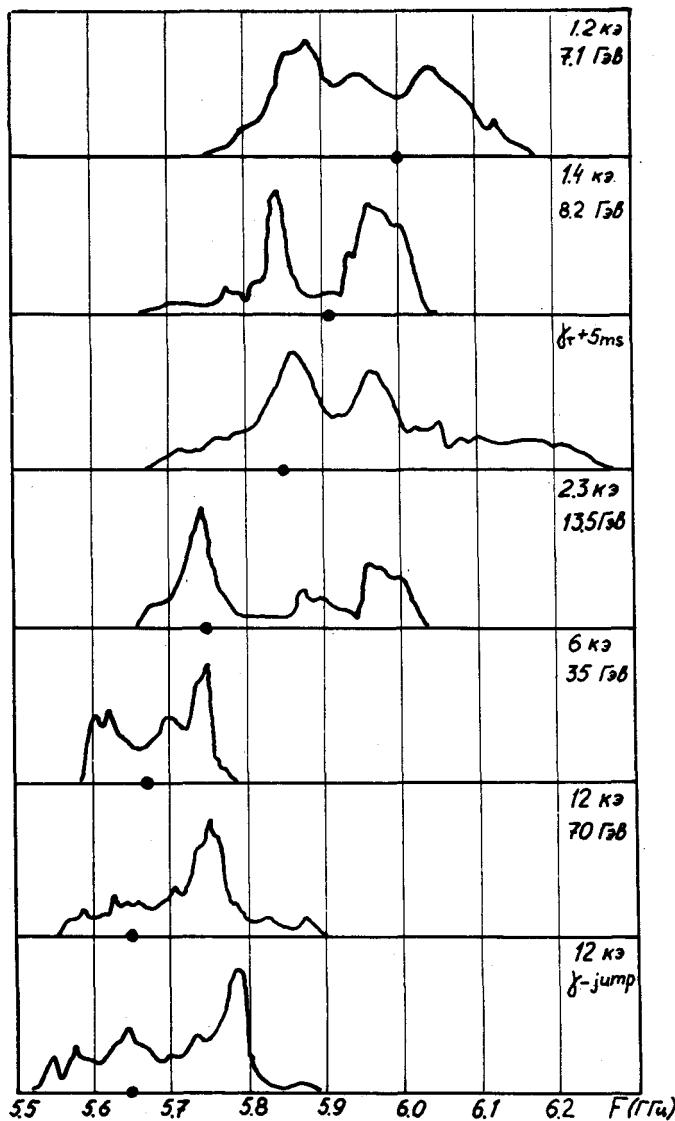


Рис. 3. Спектры СВЧ-сигнала при различных энергиях частиц.

Основные характеристики неустойчивости

E , ГэВ	7,1	8,2	8,87	9,0	13,5	35	67	70
f_0 , ГГц	5,95	5,9	5,9	5,9	5,85	5,8	-	5,7
$ Z_h /n$, Ом	90	100	120	-	-	-	300	330

Обратим внимание на большую величину импеданса, а также его зависимость от энергии частиц. Вместе с узкополосностью спектров это заставляет отвергнуть высказывавшиеся ранее гипотезы, что в закритической зоне возникает неустойчивость отрицательной массы, а в докритической – неустойчивость на сопротивлении $5+6$. Предположение об определяющем влиянии резонансных полостей камеры трудно согласовать с зависимостью импеданса и частоты модуляции от энергии в диапазоне, где скорость частиц почти не меняется.

Характер импеданса наводит на мысль, что причиной его возникновения является замедляющая структура типа диафрагмированного волновода. Роль диафрагм в У-70 могут играть гофры вакуумной камеры. Однако, известная формула для импеданса гофрированной камеры приводила к оценке $Z_h/n \approx -40i$ Ом⁸, противоречавшей экспериментальным данным. Поэтому вычисление импеданса гофрированной камеры было проделано заново⁹. Показано, что для волн, длина которых

значительно превышает шаг гофра b , продольный компонент электрического поля удовлетворяет граничному условию:

$$\left. \frac{\partial E_z}{\partial n} \right|_{\Sigma} = \frac{\frac{n^2}{R_0^2} - \frac{\omega^2}{c^2}}{\frac{\omega^2}{c^2} (\ell d_1 + i \frac{\omega}{\omega_0} \delta_{\omega} d_2)} E_z, \quad E_z \sim e^{i(\frac{n}{R_0} z - \omega t)}, \quad (3)$$

где δ_{ω} – толщина скин-слоя, R_0 – радиус ускорителя, $d_{1,2}$ – коэффициенты, зависящие от формы гофров, гладкая граница Σ отстоит от внутренней поверхности гофров на величину

$< b$. Отсюда следует, что при $\omega > \omega_{\text{гр}} = \sqrt{\frac{2c^2}{\ell d_1 b}}$ в такой ка-

мере возможно распространение свободной электромагнитной волны с фазовой скоростью $< c$ (здесь b – эффективный радиус камеры). Благодаря этому импеданс камеры приобретает резонансный характер:

$$\frac{Z_h}{n} = R \frac{2f_0 \alpha f}{2f_0 \alpha f - i(f^2 - f_0^2)}, \quad f = \frac{n \beta c}{2\pi R_0}. \quad (4)$$

Для У-70 $b = 6,8$ см, $\ell d_1 = 0,21$ см, $\omega_{\text{гр}} = 5,65$ ГГц. Резуль-

таты расчетов представлены на рис. 4. Кривая А дает зависимость резонансов частоты f_0 от энергии и находится в хорошем согласии с данными таблицы. Кривая В дает приведенное сопротивление связи R полностью гофрированной камеры. Эта величина в ~ 15 раз превышает измеренные значения $|Z_h/n|$. Дело в том, что камера У-70 состоит из гофрированных кусков длиной ~ 10 м, разделенных различными вставками. В них возникают большие и нерегулярные фазовые сдвиги между током пучка и полем, значительно уменьшающие импеданс. Кривая С, построенная с учетом этого обстоятельства, согласуется с данными таблицы.

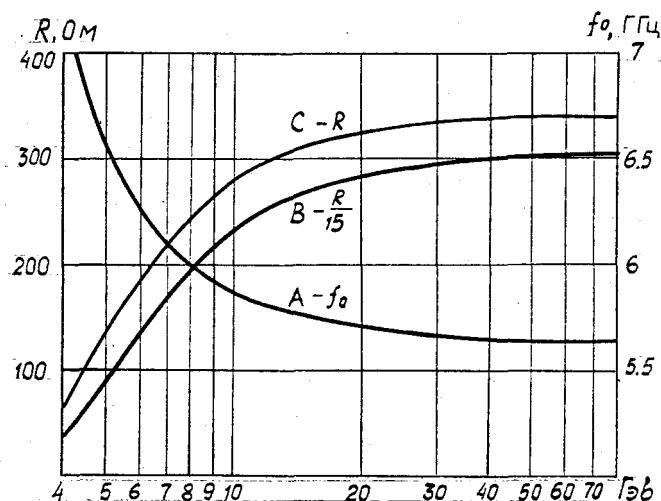


Рис. 4. Расчетные зависимости резонансной частоты (А) и приведенного сопротивления связи (В, С) гофрированной камеры от энергии частиц.

Предложенная модель подтверждается результатами измерений характеристик нескольких коротких резонаторов, изготовленных из отрезков гофрированной камеры У-70 (точки на рис. 5). Линия А дает зависимость параметра $\alpha^2 = \frac{4\pi^2 f_m^2}{c^2 L^2} - \frac{\alpha^2 m^2}{L^2}$ от

резонансной частоты f_m (здесь L - длина резонатора, m - число полуволн поля на этой длине). Наличие области, для которой $\alpha^2 < 0$, подтверждает возможность распространения в т. х в л. Линия В дает погонное шунтовое сопротивление резонаторов. Те же характеристики можно рассчитать, используя граничное условие (3) и обычные условия на торцах. Расчетные результаты, показанные сплошными линиями, удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными.

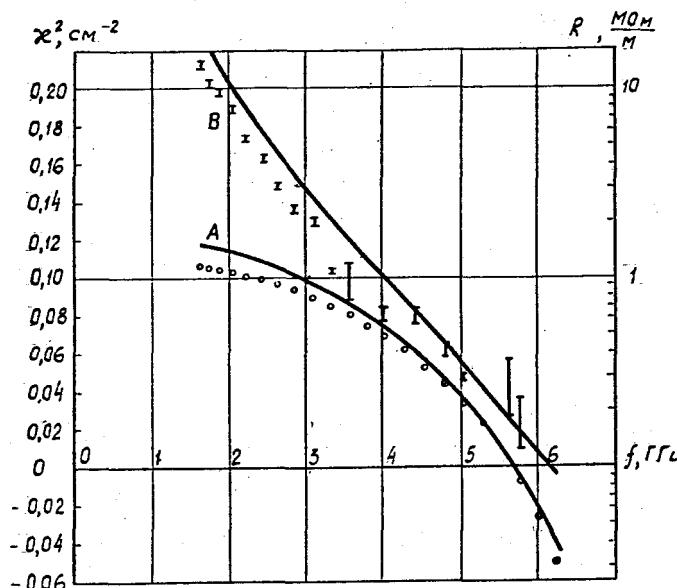


Рис. 5. Характеристики резонаторов, изготовленных из отрезков гофрированной камеры У-70.

Из измеренной дисперсионной характеристики гофрированной камеры можно найти зависимость ее резонансной частоты от энергии частиц. Эти данные, нанесенные в виде точек на измеренные спектры пучка (рис. 3), подтверждают, что причиной модуляции пучка является действие замедленной волны.

Обсудим механизм возникновения неустойчивости. Следует учесть, что формула (1) обоснована лишь для азимутально-однородного пучка, где возмущение может передаваться от частицы к частице вплоть до замыкания оборота и далее. За счет этого возникает обратная связь как необходимая предпосылка неустойчивости. В сгруппированном пучке процесс развивается иначе. Возмущение распространяется от "головы" сгустка к его "хвосту", но не переходит на соседний сгусток из-за быстрого затухания поля. Обратная связь за счет синхротронных колебаний подавлена разбросом синхротронных частот, а в дрейфующих сгустках вообще отсутствует. Поэтому обычная (регенеративная) неустойчивость невозможна, и происходит лишь перестройка равновесного распределения сгустка. Расчет показал, что при этом возникает СВЧ-модуляция тока, которая настолько резко зависит от интенсивности, что имеет почти пороговый характер 10^{-11} . Величина "порога" соответствует формуле (1) с поправочным множителем, зависящим от длины сгустка и постоянной затухания поля. В нашем случае этот множитель близок к 1, и результаты вычисления импеданса по формулам (1)-(2) сохраняют силу.

Поведение пучка, взаимодействующего с резонансным импедансом в районе критической энергии, исследовалось численно¹¹. На рис. 6 показаны расчетные амплитуды низкочастотного (верхняя кривая) и высокочастотного (нижняя кривая) сигналов при $N_B = 1.7 \cdot 10^{10}$, $R = 130$ Ом, $f_0 = 6$ ГГц, $\Delta f = 80$ МГц. Точка $t = 0$ соответствует моменту перехода. Карти-

на достаточно точно повторяет наблюдаемые осциллограммы. При прохождении критической энергии "сверху вниз" - т.е. за счет уменьшения энергии частиц - сигналы остаются столь же асимметричными, однако пик неустойчивости попадает в докритическую зону. Это подтверждает, что при всх энергиях действует один и тот же механизм неустойчивости. Согласно расчету, после пересечения критической энергии эффективный фазовый объем сгустка увеличивается в 5-7 раз при $N_B = 8 \cdot 10^{10}$, что совпадает с измеренной величиной.

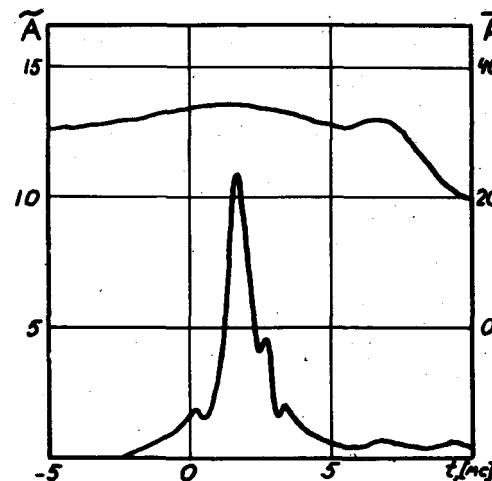


Рис. 6. Расчетные сигналы низкочастотного (верхняя кривая) и высокочастотного (нижняя кривая) пиковых детекторов при $N_B = 1.7 \cdot 10^{10}$, $R = 130$ Ом, $\Delta f = 80$ МГц.

При достигнутом уровне интенсивности $\sim 10^{13}$ прот/цикл неустойчивость создает значительные трудности с ускорителем. Для обеих ячеек, требуемых по условиям инъекции в УНК, необходимо использовать скачок критической энергии и уменьшить импеданс камеры при частотах ~ 6 ГГц не менее, чем в 30 раз.

Литература

1. Г.Г.Гуров, А.Ю.Маловицкий. Препринт ИФВЭ 79-133,-Серпухов, 1979.
2. Г.Г.Гуров. Труды 7 Всесоюзн. совещ. по ускорит. т. 1, стр. 213,-Дубна, 1981.
3. D.Boussard. CERN Lab II/RF/Int./75-2, 1975.
4. D.Boussard et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., Ns-26, р. 3482, 1979.
5. Э.А.Мяэ, П.Т.Пашков. Труды 8 Всесоюзн. совещ. по ускорит. - Дубна, 1983, т. 1, с. 231.
6. Ю.М.Адо, М.Н.Горохов и др. Препринт ИФВЭ 84-120,-Серпухов, 1984.
7. В.И.Балбеков, К.Ф.Герцев и др. Препринт ИФВЭ 85-129,-Серпухов, 1985.
8. G.Guignard. CERN 77-10, 1977.
9. В.И.Балбеков. Препринт ИФВЭ 85-128,-Серпухов, 1985.
10. В.И.Балбеков. Препринт ИФВЭ 86-73,-Серпухов, 1986.
11. В.И.Балбеков, А.Ю.Маловицкий. Препринт ИФВЭ 86-74,-Серпухов, 1986.