

СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ИОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ С ПОЛЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А.Г.Бонч-Осмоловский, С.Н.Доля

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Существуют две основные идеи, как ускорять тяжелые частицы электромагнитными полями легких частиц.

В 1956 г. В.И.Векслер^{/1/} в общем виде высказал принцип когерентного и коллективного ускорения, в дальнейшем развитие и практическое воплощение этой идеи пошли в основном по линии создания одиночного сгустка электронов с большой плотностью заряда и релятивистским вращением электронов, жестко стабилизированного внешними полями^{/2,3,4/}.

Другая возможность (см. обзор^{/5/}) состоит в том, чтобы в плазме или электронном пучке возбудить сильные нелинейные волны (солитоны), полем которых ускорять ионы. Возбуждение нелинейных волн в плотных пучках ($\frac{v}{c} \sim 1$) и управление их параметрами на временных интервалах порядка 10^{-7} с, необходимых для ускорения ионов до значительных энергий, весьма слабо изучено теоретически и экспериментально. Как показали эксперименты^{/6/}, значительные ускоряющие поля возникают в течение малого интервала времени (ионы ускоряются на длине ~ 10 см), но токи ускоряемых ионов могут быть значительны. При создании одиночного сгустка времена ускорения могут, в принципе, быть велики, но для получения большого тока ионов требуется большой заряд сгустка^{*}), и, следовательно, нужно преодолеть трудности как физического (коллективные эффекты, в том числе неустойчивости), так и технического характера.

В данном сообщении формулируется подход к коллективному ускорению, использующий ряд соображений, высказанных в работах А.Л.Минца и М.Рейзера^{/7,8/}; в нем делается попытка объединить

^{*}) и большая частота генерирования сгустков.

преимущества указанных выше направлений с тем, чтобы создать ускоритель, обладающий достаточно высоким темпом ускорения ионов при значительном среднем токе ускоренных ионов.

Для этого в полой электронной пучке создается большое число ступок с относительно малым числом частиц и умеренно релятивистской энергией вращательного движения электронов. При этом плотность электронов и ускоряющее ионы поле достаточно велики, а для формирования ступок и поддержания их размеров используются статические магнитные поля умеренной напряженности.

Возможный вариант реализации этой идеи в схематическом виде представлен на рис. I.

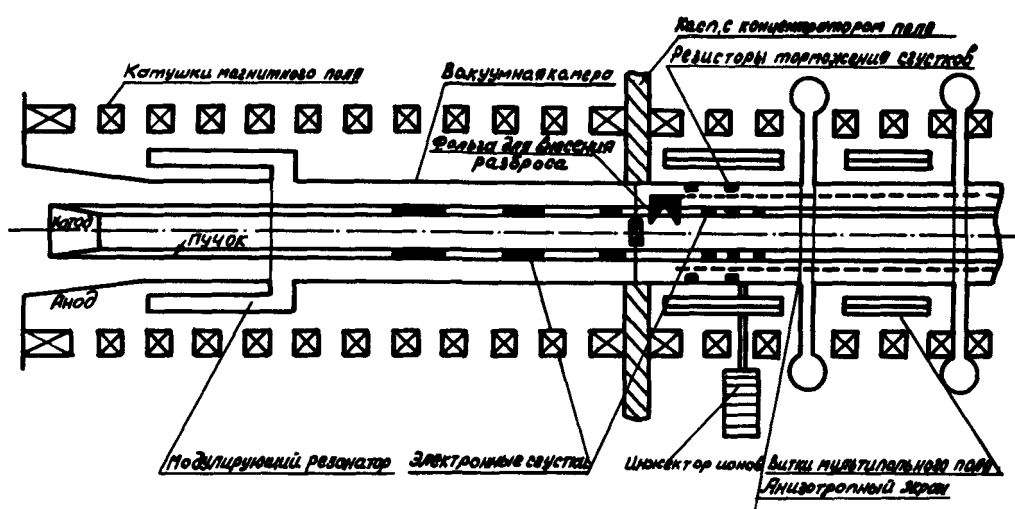


Рис. I. Схема ускорителя.

В качестве электронной пушки выбрана магнетронная пушка, представляющая собой диод с магнитной изоляцией; такая пушка позволяет получать импульсы электронного тока порядка 10 мкс и больше при токе порядка 100 А; параметр трубчатости пучка $\frac{A}{R}$ может при этом составлять 0,1.

Группирователем служит резонатор коаксиального или тороидального типа, который модулирует по плотности пучок при степени модуляции не менее 10 (отношение пикового тока к среднему). К группирователю предъявляются жесткие требования на

вносимый в пучок энергетический разброс, который не должен превышать величины порядка 1%. С этой точки зрения был выбран клистронный метод группирования, который в районе фокуса может уменьшить в десятки раз разброс, вносимый при пролете зазора резонатора. Напряжение на зазоре резонатора для группирования полого пучка может быть найдено из формулы

$$U = \frac{e N_e \gamma}{2 R \pi} \left[\ln \frac{\lambda}{2l} \cdot (1 + \ln \frac{8R}{\Delta}) - \frac{\pi R}{2l\gamma} \right]. \quad (1)$$

Здесь N_e — число электронов в сгустке; λ — длина волны группирования; R и 2Δ — радиус и толщина полого пучка; $2l$ — минимальная длина сгустка в лабораторной системе координат.

В окрестности фокуса группирователя помещен касп магнитного поля, назначение которого состоит в торможении сгустков, создания в них вращательного движения электронов и дополнительного увеличения плотности в сгустках. Подробное рассмотрение показывает, что при определенных условиях на параметры пучка и каспа, а именно

$$S \ll \frac{4}{4 - \pi} \Delta, \quad (2)$$

$$\frac{\Delta \gamma}{\beta^2 \gamma} + \frac{\Delta r_0}{r_0} < \left(\frac{V}{V_0} \right)^2, \quad (3)$$

где S — эффективная длина каспа; Δr_0 — разброс радиусов вылета электронов с катода; V_0 и V — продольная скорость электронов до и после каспа, может быть обеспечено торможение сгустков до $V \approx 0,1c$ и увеличение плотности примерно на порядок. Последнее верно при условии, что линейная плотность электронов не слишком велика — $\nu_e = \frac{e^2}{mc^2} \cdot \frac{N_e}{2\pi R} < 0,1$; соответствующее ограничение следует из формулы

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{V_0}{V} \cdot \left\{ 1 + \frac{4\pi \nu_e}{\gamma^4} \left[1 + \frac{\gamma}{2\pi} \left(\ln \frac{2V_0}{V} - 1 \right) \right] \right\}, \quad (4)$$

где ρ_0 и ρ — плотность электронов в сгустке до и после каспа.

После каспа пучок представляет собой последовательность кольцевых электронных сгустков с плотностью порядка 10^{12} эл/см³. Одним из наиболее важных вопросов является поддержание этой плотности неизменной в процессе ускорения, что требует применения эффективных способов фокусировки сгустков и подавления неустойчивостей.

На рис. I изображена ускоряющая секция, в которой используется фокусировка анизотропным металлическим экраном 2 при ужесточении радиальной фокусировки с помощью мультипольного магнитного поля 9. Условия эффективности такой фокусировки можно представить в виде

$$\gamma > \frac{2h}{a}, R \gg a \approx \Delta \sim b, h \approx a; \quad (5)$$

$$\nu_r^2 = 1 + q, q e^q = \bar{p}^2, \bar{p} = \frac{H_M}{H_z}. \quad (6)$$

Здесь h – расстояние центра тяжести поперечного сечения сгустка от экрана; ν_r – безразмерная частота радиальных когерентных колебаний; H_M – амплитуда мультипольного магнитного поля ($H_M = |H_r|, |H_\varphi|$); a, b – радиальный и аксиальный полуразмеры сгустка.

При малых γ_1 эффективна также H_γ – фокусировка, когда по оси системы пропускается ток, создающий H_γ – компоненту магнитного поля. В связи с тем, что применение этой фокусировки ограничивает длину ускорителя, её целесообразно использовать для ускорения тяжелых ионов до сравнительно низких энергий (см. ниже).

Максимальная скорость сгустков с ионами при этом следующая:

$$\beta_z = v_z / c < \frac{E_k}{H_\varphi}, E_k = \frac{e N e}{\pi R a}, \quad (7)$$

где H_φ – фокусировка также усиливает радиальную фокусировку, что важно для решения проблем борьбы с неустойчивостями, а именно:

$$\nu_r^2 = 1 + p^2, p = \frac{H_\varphi}{H_z}. \quad (8)$$

Проведенный анализ показал, что наиболее опасной неустойчивостью является продольная, связанная с азимутальным банчиванием частиц в сгустках. Были рассмотрены возможности подавления продольной неустойчивости при уменьшении импеданса за счет экранирования металлическими поверхностями, увеличения разброса по азимутальным импульсам в сгустках после каспа и введения азимутальной асимметрии магнитного поля (мультипольной компоненты), т.е. критической энергии $\gamma_{кр} = \nu_r$ (ф-ла(6)). Применение указанных методов в сочетании друг с другом при величине энергетического полуразброса $\frac{\Delta E}{E} \sim 5\%$ достаточно для практически полного подавления продольной неустойчивости в ускорителе. Остальные неустойчивости (резистивная, двухпучковая) так же, как и потери энергии на когерентное излучение на неоднородностях тракта ускорения, не представляют опасности в условиях малых N_e, N_i и в присутствии H_φ – или H_M – составляющей магнитного поля.

Для захвата ионов, инжектируемых извне или образующихся при пересечении пучком струи нейтрального газа, предполагается использовать резисторы торможения (см. рис. I). Как показали расчеты $/10/$, сгусток может быть эффективно заторможен до скорости $v \approx \sqrt{2eV_c Z/A}$,

необходимой для захвата ионов (U_c – глубина потенциальной ямы сгустка) на длине порядка 10 см.

Ускорение сгустков с ионами может осуществляться:

1. Спадающим аксиальным магнитным полем до энергий порядка

$M c^2 \frac{\Delta \gamma}{\gamma} \leq 100$ МэВ/нуклон. Это ограничение связано с требованием малости изменения γ ($\sim 10\%$). Спадающее магнитное поле используется в секции для ускорения тяжелых ионов с H_φ – полем.

2. Системой резонаторов, изображенных на рис.1, или индукционным методом до энергии, которая определяется величиной поля сгустка и возможной длиной ускорителя.

В таблицах I и II сведены параметры двух вариантов ускорителя, отличающихся устройством ускоряющей секции (после каспа) и предназначенных для ускорения легких ядер до средних энергий (< 1 ГэВ/н) тяжелых до энергий порядка $20 + 30$ МэВ/нуклон.

На выходе ускорителя рассматриваемого типа получается импульс ускоренных электронов и ионов длительностью до 100 мкс. После "сброса" электронов выводится длинный импульс ионного тока с высокочастотной структурой (300 МГц), что характерно для данного ускорителя коллективного типа.

В заключение отметим, что выбранная величина темпа набора энергии 10 γ /А МэВ/нуклон связана с минимальными требованиями на параметры ускорителя. Увеличение её тесно связано с возможностью увеличения энергии электронов γ ($\approx \gamma_1$). Что касается интенсивности ионного пучка, то её повышение зависит от дальнейшего прогресса в разработке электронных пушек с большой длительностью импульса.

Литература.

1. В.И.Векслер. CERN Symp., v. 1, p. 80, Geneve, 1956 .
2. В.И.Векслер и др. Труды VI Международной конференции по ускорителям, Кембридж (1967).
3. W.Chupp et al. IX Int.Conf.High En.Accel.,Stanford (1974).
4. C.Andelfinger et al. Ibid.
5. Я.Б.Файнберг. Труды VII Международной конференции по ускорителям, Ереван (1970).
6. G.Yonas. Particle Accelerators, 5, 81 (1973).
7. А.Л.Минц и др. "Радиотехника и электроника", 20, 2525 (1975).
8. W.Destler et al. Nucl. Sci. NS-22, 992 (1975).
9. А.Г.Бонч-Осмоловский, В.И.Данилов. ЖТФ, 47, 510 (1977).
10. P.Merkel. Particle Accelerators, 7, 69 (1976).

Таблица I

Основные параметры ускорителя на средних энергиях

Ток пучка электронов	А	200
Энергия электронов	МВ	1
Длительность импульса	мкс	$10 + 100$
Радиус пучка	см	3
Толщина трубки	см	0,3
Длина волны группирователя	м	1
Амплитуда напряжения на зазоре группирующего резонатора	МВ	1,0
Число электронов в одном сгустке		$2 \cdot 10^{12}$
Напряженность аксиального магнитного поля	кЭ	1,6
Напряженность мультипольного поля	кЭ	2,7
Средняя напряженность ускоряющего сгустки поля	В/см	150
Число ионов в одном сгустке		$\sim 10^9$
Число ионов в импульсе		$10^{12} + 10^{13}$
Энергия ионов	МэВ/нукл	250
Длина ускорителя	м	55
Число импульсов в секунду		$1 + 100$

Таблица II

Параметры ускоряющей секции для тяжелых ионов

Напряженность H_ϕ поля	кЭ	2,3
Средняя напряженность ускоряющего сгустки поля	В/см	450
Число ионов в импульсе		$10^{12} + 10^{13}$
Энергия ионов	МэВ/нуклон	20
Длина ускорителя	м	6