

Б-817

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



2919/4-77

P9 - 10648

ЛЯП

А.Г.Бонч-Осмоловский, С.Н.Доля

СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ИОНОВ
СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ
С ПОЛЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ.

I. Физические обоснования

1977

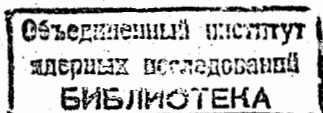
P9 - 10648

А.Г.Бонч-Осмоловский, С.Н.Доля

СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ИОНОВ
СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ
С ПОЛЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ.

I. Физические обоснования

Направлено в АЭ



Бонч-Осмоловский А.Г., Доля С.Н.

P9 - 10648

Сильноточный ускоритель ионов средних энергий с полым электронным пучком. I. Физические обоснования

Обсуждаются вопросы группирования полого электронного пучка, фокусировки и устойчивости образующихся сгустков и их ускорения с ионами. Обосновывается возможность получения значительного ионного тока при темпе ускорения 5-10 МэВ/м·нуклон и более.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

P9 - 10648

Bonch-Osmolovsky A.G., Dolya S.N.

High-Current Mean Energy Ion Accelerator with a Hollow Electron Beam. I. Physical Basis

The problems are discussed on bunching of a hollow electron beam, on focusing and stability of the bunches produced, on their acceleration with ions.

The possibility of production of the considerable ion current, at the acceleration rate being 5-10 MeV/m·nucl. and greater is validated.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что сильноточные релятивистские пучки потенциально содержат большие возможности для эффективного ускорения ионов. Так, на поверхности заряженного пучка с током 1,5 кА радиальное электрическое поле достигает 100 кВ/см и при должной модуляции плотности продольное электрическое поле может достигать или даже превышать эту величину. Проблема в том, как создать в течение достаточно длительного времени такую модуляцию плотности. Выделим две возможности.

Одна состоит в том, чтобы возбудить в плотном пучке мощную нелинейную волну /солитон, группу солитонов/ в результате коллективного взаимодействия пучка со специфическим окружением - плазмой, замедляющей структурой, резонаторами /см., напр., /1/ /.

Другая возможность, в общих чертах высказанная В.И.Векслером в 1956 г.^{/2/} и развитая в дальнейшем в направлении создания одиночного сгустка электронов с большой плотностью заряда и упорядоченным релятивистским движением электронов в нем, жестко стабилизированного внешними полями^{/3-5/}, заключается в использовании для ускорения ионов поля этого сгустка.

Оба способа имеют свои преимущества и недостатки. Возбуждение нелинейных волн в плотных пучках ($v/\gamma \approx 1$) крайне слабо изучено экспериментально; по-видимому, получение таких волн на временных интервалах $> 0,1$ мкс и управление их параметрами потребует преодоления очень больших трудностей как физического, так и технического характера. При втором подходе параметр $v/\gamma \ll 1$,

но потенциальные возможности электронного пучка использованы полностью, поэтому ускоряющее ионы поле может достигать очень больших, сравнимых с предыдущим способом значений, $E \approx 10 \div 100 \text{ МВ/м}$. Однако в силу специфики создания сгустка ускоритель такого типа сильно проигрывает по одному из двух критериев качества любого ускорителя /темп ускорения, интенсивность пучка/, а именно, по числу ускоряемых ионов в единицу времени. Увеличение частиц в сгустке приводит к необходимости создания больших γ , а также борьбы с усиливающимся действием разного рода неустойчивостей. Ситуация здесь близка к классическим ускорителям при увеличении интенсивности, когда даже жесткое управление пучком внешними полями в конце концов не в состоянии противоборствовать действию коллективных эффектов, разрушающих упорядоченное состояние.

В данном сообщении формулируется подход, являющийся развитием идей последнего времени, высказанных в работах ^{/6,7/}, и представляющий собой попытку соединить в одном методе основные характерные черты обоих направлений с тем, чтобы создать ускоритель, обладающий достаточно большим темпом ускорения ионов /не менее 10 МэВ/м при значительной средней интенсивности ускоренного пучка^{/8/}. Для этого в умеренно плотном и умеренно релятивистском электронном пучке создается и поддерживается внешними средствами /полями, структурами и пр./ модуляция плотности с максимальным значением $n_e \approx 10^{12} \text{ эл/см}^3$. В отдельных сгустках сохраняется упорядоченное слабо релятивистское движение электронов, при этом число электронов и ионов в сгустке относительно мало, в то время как число сгустков, создаваемых в единицу времени, достаточно велико для обеспечения требуемой интенсивности. При этом:

а/ Используется новая для коллективного метода область параметров, в частности, характеризующаяся малыми значениями v_e и γ .

б/ Влияние коллективных эффектов, в частности, неустойчивостей, может быть скомпенсировано разработанными методами.

в/ Используются статические магнитные поля умеренной напряженности.

Осуществить идею можно, например, следующим образом - этот вариант и будет подробно рассмотрен в дальнейшем: сформированный пушкой трубчатый электронный пучок модулируется по плотности системой клистронного или автофазирующего типов, образуя последовательность цилиндрических сгустков, которые фокусируются на плоскость реверса аксиально магнитного поля /касп/. Пройдя реверс, сгустки затормаживаются, переводят поступательную скорость во вращательную и увеличивают плотность, переходя в стадию последовательности электронных кольцевых сгустков. Размеры сгустков поддерживаются /фокусируются/ с помощью внешних магнитных полей и полей изображения в окружающих стенках. Сгустки после реверса дополнительно затормаживаются для захвата ионов из струи нейтрального газа, либо ионы в них инжектируются извне. Ускорение сгустков с ионами может производиться как в спадающем аксиальном магнитном поле, так и во внешних электрических полях.

II. ПОЛУЧЕНИЕ ЦУГА ПОЛЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

Формирование трубчатого пучка может быть осуществлено электронной пушкой типа Пирса-Харриса^{/6/}, магнетронной пушкой^{/9/} или кольцевым автокатодом в магнитном поле^{/7/}. Необходимо, чтобы обобщенный момент был одинаков для всех частиц пучка и энергетический разброс не превышал 1%.

В настоящее время выполнено большое число работ по формированию сильноточных трубчатых электронных пучков микросекундной длительности^{/10,11/}. Характерные значения параметров в таких установках лежат в диапазоне: аксиальное магнитное поле $H_z \approx 0,7 - 7 \text{ кЭ}$, напряжение $U = 0,3 - 3 \text{ МВ}$, токи пучка $I = 1 - 20 \text{ кА}$, длительность импульса $\tau = 1 \div 10 \text{ нс}$, диаметр пучка $D = 2 \div 10 \text{ см}$, отношение толщины трубки к диаметру $\approx 0,1$.

Увеличение длительности импульса по сравнению с наносекундными трубчатыми пучками, известными сравнительно давно, достигается тем, что катодная плазма не замыкает расстояние анод-катод благодаря применению "магнитной" изоляции.

Непрерывный трубчатый пучок, сформированный пушкой, разбивается на сгустки с помощью группирователя клистронного или автофазировочного типов. Задачей группирователя является получение степени модуляции порядка 10 /отношение пикового тока к среднему/ и создание плотности электронов в сгустке $n_e = 10^{11}$ эл/см. Дальнейшее увеличение плотности частиц будет получено в каспе.

К группирователю предъявляются жесткие требования на энергетический разброс частиц в сгустке, который, как будет показано в дальнейшем, не должен превышать начальный уровень разброса в пучке ~1%. С этой точки зрения предпочтительнее выглядит клистронный метод группирования, при котором может быть получен малый энергетический разброс в пучке при достаточно большой степени модуляции плотности. Рассмотрим группировку трубчатого пучка с помощью резонатора, напряжение на зазоре которого близко к пилообразному. При прохождении такого зазора крайним частицам сообщаются скорости, направленные к центру сгустка, и в точке фокуса, где кинетическая энергия переходит в потенциальную, происходит максимальное уплотнение сгустков, а внесенный разброс скоростей выравнивается. Чтобы найти напряжение на зазоре резонатора, вычислим работу, производимую против сил кулоновского расталкивания при движении крайних частиц к центру сгустка в системе координат, где этот центр покоится. Электрическое поле на краю отрезка трубчатого пучка длиной $2\ell_0$ /в собственной системе координат/ и радиуса R при толщине трубки 2Δ и содержащего N частиц, можно вычислить по следующей приближенной формуле:

$$E_z = \frac{eN_e}{2\pi R\ell_0} \left(1 + \ln \frac{8R}{\Delta} - \frac{\pi R}{2L_0} \right), \quad R < L_0. \quad /1/$$

Вычисляя работу по сжатию сгустка, равную $\int_{\lambda_0/2}^{L_0} eE_z d\ell_0$,

$\lambda = \lambda_0/\gamma$ - длина волны группирования, мы незначительно зависим результат, так как не учитываем уменьшения поля по сравнению с /1/ при $\ell_0 \sim \lambda_0/2$, вызванную близостью соседних сгустков. Очевидно, полученная величина, умноженная на γ , равна разности потенциалов в зазоре резонатора

$$U = \gamma \frac{eN_e}{2\pi R} \left[\ln \frac{\lambda_0}{2L_0} \left(1 + \ln \frac{8R}{\Delta} \right) - \frac{\pi R}{2L_0} \right]. \quad /1'/$$

Найдем расстояние от зазора резонатора до фокуса группировки, где происходит максимальное уплотнение сгустков. Скорость крайней частицы в собственной системе координат после прохождения зазора резонатора равна

$$\beta' = \sqrt{1 - \left(1 + \frac{eU}{\gamma mc^2} \right)^{-2}}. \quad /2/$$

Энергетический разброс и разность скоростей в лабораторной системе координат в начале сжатия могут быть вычислены так:

$$\frac{\Delta E}{E} \Big|_{\text{л.с.}} = \beta\beta', \quad \frac{\Delta V}{V} \Big|_{\text{л.с.}} = \frac{\beta'}{\gamma^2\beta}, \quad \gamma = \left(1 - \frac{V_0^2}{c^2} \right)^{-1/2}, \quad /3/$$

где $\beta = V_0/c$, V_0 - скорость частиц пучка до группирователя. Длина группировки будет равна

$$S = V_0 t = V_0 t' / \gamma, \quad /4/$$

где t' может быть вычислено по формуле $t' = \frac{1}{c} \int_{\lambda_0/2}^{L_0} \frac{dz'}{\beta'(z')}$.

Формула /3/ показывает, что начальный энергетический разброс достигает большой величины /50 ÷ 100%/. В точке фокуса он равен нулю для крайних частиц; для всех частиц сгустка он будет равен нулю при специальном режиме сжатия. Как показывает самосогласованное рассмотрение вопроса /12/, в реальных, неспециализированных условиях разброс уменьшается в десятки раз.

Отметим в данном случае как важное обстоятельство то, что модуляция мощного микросекундного пучка электронов по скорости, а затем по плотности происходит без потребления энергии от группирователя. С помощью группирователя происходит только перераспределение энергии внутри пучка без изменения его средней энергии.

Пучок, модулированный в группирователе и представляющий собой последовательность цилиндрических полых сгустков, направляется в область реверса аксиального магнитного поля - касп. Функции каспа состоят в аксиальном торможении пучка, создании вращательного движения частиц и дополнительном увеличении плотности электронов в сгустках /до $n_e \geq 10^{12} \text{ эл/см}^3$ /. Подробное рассмотрение /13/, а также эксперименты /7/ показывают, что аксиальная скорость сгустков может быть уменьшена в результате прохождения каспа до $V_z \geq 0,1 c$ / c - скорость света/, а плотность электронов увеличена примерно на порядок за счет аксиального торможения сгустков.

Добавки к начальным радиальным координатам и скоростям частиц, появляющиеся при прохождении каспа, малы по сравнению с начальными значениями амплитуд поперечных колебаний при условии

$$\frac{L}{R} \ll \frac{4}{4-\pi} \cdot \frac{\Delta}{R}, \quad /5/$$

где L - эффективная длина каспа, R - средний радиус трубчатого пучка, Δ - его полутолщина.

Разброс аксиальных скоростей ΔV на выходе из каспа определяется по формуле

$$\frac{\Delta V}{V} = \left(\frac{V_0}{V}\right)^2 \left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma \beta^2} + \frac{\Delta r_0}{r_0}\right), \quad /6/$$

V_0 и V - скорости частиц до и после каспа, Δr_0 - разброс радиусов вылета электронов с катода. Формулы /5,6/ показывают, что применение каспа требует выполнения весьма деликатных условий, накладываемых как на параметры пучка, так и на сам касп. В частности, касп реальной длины $L \geq 1$ см требует ужесточения фокусировки сгустков после его прохождения. Далее, при реаль-

ных разбросах в пучке $\Delta r_0/r_0$, $\Delta \gamma/\gamma \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, приемлемый разброс аксиальных скоростей на выходе из каспа $\Delta V/V$ достигается при степени торможения пучка $V/V_0 \geq 0,1$.

Весьма существенно также влияние кулоновских сил расталкивания на процесс перехода сгустка через касп, несмотря на малую продолжительность этого перехода.

В работе /13/ оценка влияния этих сил была дана с точки зрения нарушения кинематичности сжатия, при этом результат был завышен /он близок к истинному для нерелятивистского пучка при $\gamma \approx 1$ /. Более точное рассмотрение в тех же предположениях приводит к следующему. В результате действия собственных сил появляется разброс аксиальных скоростей в первоначально монохроматическом пучке /в районе фокуса группирователя/. Максимальное его значение /для крайних частиц/ равно

$$\frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{2e^2 N_e}{m R \gamma^4 \beta^2 c^2} \left[1 + \frac{\gamma}{2\pi} \left(\ln \frac{2V_0}{V} - 1\right)\right]. \quad /7/$$

Для интересующих нас значений параметров этот разброс достигает заметной величины, однако его влияние на процесс перехода сгустка через касп может быть скомпенсировано группирователем при постановке каспа несколько ближе фокуса. Поправки на действие собственных сил при кинематическом сжатии сгустка выражаются теперь следующей формулой:

$$\frac{L_K}{L_H} = \frac{V}{V_0} \left\{1 + \frac{4\pi \nu_e}{\gamma^4} \left[1 + \frac{\gamma}{2\pi} \left(\ln \frac{2V_0}{V} - 1\right)\right]\right\}, \quad /8/$$

где L_K, L_H - длина сгустка после и до каспа. В слабо-релятивистских пучках / $\gamma = 2 \div 3$ / отклонения от кинематичности сжатия ($L \sim V$) становятся заметными при $\nu_e \approx 0,1$.

III. ВОПРОСЫ ФОКУСИРОВКИ И УСТОЙЧИВОСТИ ЦУГА СГУСКОВ

Итак, после каспа имеем последовательность кольцевых электронных сгустков с плотностью $\sim 10^{12} \text{ эл/см}^3$.

Центральным вопросом является поддержание этой плотности неизменной в процессе ускорения. При плотности такого порядка сгустки, предоставленные самим себе в продольном однородном магнитном поле, в течение $10^{-8} \div 10^{-9}$ с уменьшили бы плотность в несколько раз. Таким образом, продольная фокусировка должна быть включена после каспа как можно быстрее. В данных условиях возможны два способа продольной фокусировки: первый связан с применением H_ϕ -поля, созданного проводником с током по оси системы, второй использует поля изображения в анизотропном металлическом экране. Оба метода достаточно подробно описаны в^{14,15}, поэтому остановимся ниже на некоторых новых аспектах.

В условиях малых γ_\perp метод H_ϕ -фокусировки весьма эффективен и требует относительно малой величины H_ϕ -поля согласно условию фокусировки:

$$1 < \frac{2\nu_e}{\beta_\perp^2 \gamma_\perp^3} \left(\frac{R}{a}\right)^2 < \frac{(1+p^2)^2}{4p^2} \quad /9/$$

Здесь $a = \Delta$ - малый радиус поперечного сечения, $p = H_\phi / H_z$. Если $\beta_z \sim 1$, условия фокусировки еще больше облегчаются. При этом фокусировка может быть "включена" практически мгновенно. Помимо фокусирующего действия, H_ϕ -поле также центрирует сгустки относительно оси системы, соответствующая безразмерная частота радиальных когерентных колебаний равна /при $\beta_z^2 \ll 1$ /:

$$\nu_z^2 = 1 + p^2 \quad /10/$$

Метод H_ϕ -фокусировки имеет недостатки: ограничение длины системы из-за центрального стержня и потери частиц на его подвесах или вводах тока, а также из-за радиального ухода ионов вследствие действия силы Лоренца ($F_r = e\beta_z H_\phi$). Легко видеть, что ионы не выйдут за пределы потенциальной ямы, создаваемой сгустком, если его продольная скорость не более:

$$\beta_z < \frac{E_K}{H_\phi}, \quad E = \frac{eN_e}{\pi R a} \quad /11/$$

Стеночная фокусировка основана на взаимодействии заряженного сгустка с током с полями, возбужденными

им в цилиндрическом металлическом экране, разрезанном вдоль образующей, который может находиться вне пучка. Фокусировка эффективна, если движение частиц происходит вблизи металла, $h \ll R_0$, h - расстояние центра тяжести поперечного сечения пучка от стенки, R_0 - радиус экрана.

Приведем условия фокусировки для двух характерных случаев /при постоянной плотности в поперечном сечении сгустков и большом числе разрезов/:

$$R \gg a \sim b, \quad h \geq a, \quad \gamma > \frac{2h}{a} \quad /12/$$

$$R \gg b \gg a, \quad \gamma^2 > \frac{8}{\ln(1+b^2/h^2)} \quad /13/$$

Здесь b и a - аксиальный и радиальный полуразмеры сгустков.

Для того чтобы избежать потерь частиц при движении сгустков вблизи экрана, что важно не только с точки зрения фокусировки, но и решения некоторых проблем устойчивости, можно применить мультипольное магнитное поле, созданное системой проводников с током, расположенных снаружи пучка.

Как показано в¹⁶, при этом /как и в случае H_ϕ -поля/, происходит ужесточение радиальной фокусировки, а именно /для $\beta_z^2 \ll 1$ /:

$$\nu_r^2 = 1 + q, \quad qe^q = \bar{p}^2, \quad \bar{p} = \frac{H_M}{H_z} \quad /14/$$

H_M - амплитуда мультипольного магнитного поля ($H_M = |H_\phi|, |H_r|$).

Подавление при этом прецессионных мод неустойчивости совместно с увеличением ν_r позволяет значительно приблизить пучок к стенке. Длина включения мультипольной фокусировки после каспа определяется эффективной длиной спада поля на торцах мультипольных обмоток и может составлять доли радиуса пучка.

До сих пор речь шла о поддержании неизменным продольного размера сгустков. Поперечная фокусировка - в радиальном направлении - обеспечивается продольным магнитным полем H_z и обычно считается достаточной.

Однако увеличение ν_r весьма желательно, как видно из следующего соотношения для эффективной частоты радиальных колебаний в присутствии кулоновских сил:

$$\bar{\nu}_r^2 = \nu_r^2 - \frac{\nu_e}{\gamma_{\perp}} \cdot \frac{4R^2}{a(a+b)\gamma_{\perp}^2\beta_{\perp}^2} + \frac{\nu_e}{\gamma_{\perp}} (2\nu_r^2 - 1) \cdot \ln \frac{16R}{a+b}; \quad /15/$$

“погонный электрон” $\nu_e = \frac{e^2}{mc^2} \cdot \frac{N_e}{2\pi R}$. При относительно

малых γ_{\perp} для обеспечения эффективной радиальной фокусировки после каспа, что требует выполнения условия $\bar{\nu}_r^2 \geq 1$, нужно увеличивать ν_r^2 , что и обеспечивается мультипольным полем /или однородным винтовым, см. /10//.

При рассмотрении вопросов устойчивости условия формирования и ускорения цуга сгустков будем считать такими, что расстояние между отдельными сгустками значительно превышает малые размеры сгустков, так что электродинамическим взаимодействием частиц в соседних сгустках можно пренебречь по сравнению с взаимодействием частиц в данном сгустке*. Это значит, что устойчивость изучается применительно к одному полюсу электронному сгустку с ионами.

Для таких образований наиболее опасными являются продольные неустойчивости /относительно азимутального группирования частиц/ - неустойчивости типа отрицательной массы и радиационная, а также двухпучковая неустойчивость, связанная с раскачкой поперечных колебаний электронной и ионной компонент пучка.

Продольная неустойчивость имеет пороговый характер и развивается при числе частиц в сгустке выше критического:

$$N_{кр} = \frac{8\pi\gamma_{\perp}}{c} \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \cdot \frac{R}{r_e} \left|\frac{n}{Z_n}\right| \cdot \left|\frac{E}{\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial E}\right|. \quad /16/$$

Здесь $\frac{\Delta E}{E}$ - эффективный полуразброс частиц пучка по

* Может быть нарушение этого режима при торможении пучка как целого.

энергиям, Z_n - импеданс пучка в данном окружении на частоте $\omega = \omega_n \cdot n$, $\omega_n = \frac{eH_z}{mc\gamma_{\perp}}$, $r_e = \frac{e^2}{mc^2}$. Если нет резонансов с собственными частотами камеры, в которой распространяется пучок, то импеданс чисто мнимый /неустойчивость отрицательной массы/ и равен

$$\frac{Z_n}{n} = \frac{2\pi i}{\beta c \gamma_{\perp}^2} \left(1 + 2\ln \frac{R_0 - R}{a}\right), \quad /17/$$

R_0 - радиус металлической трубы.

Из /17/ следует, что при малых γ_{\perp} величина $\left|\frac{Z_n}{n}\right|$ может быть сравнительно велика и соответственно НОМ - опасна.

Например, при $\frac{\Delta E}{E} \approx 1\%$ и $\gamma_{\perp} = 3$, $\left|\frac{E}{\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial E}\right| = 1$, $R = 3$ см,

$N_{кр} = 5 \cdot 10^{10}$. Еще больших значений достигает $|Z_n|$, если возможно развитие радиационной неустойчивости. В случае, когда используется анизотропный экран, а другие металлические поверхности находятся достаточно далеко от сгустка, радиационная неустойчивость развивается на Н-волнах и приближенное значение импеданса для номеров гармоник $n \ll \gamma_{\perp}^3$ /в данном случае для $n \leq 10$ /, как нетрудно показать, равно

$$Z_n = -\frac{\pi^2}{c} (1 + i/\sqrt{3}). \quad /18/$$

Формула /18/ совпадает со значением импеданса в свободном пространстве и теперь $|Z_n|$ может на порядок превосходить значение /17/ *.

Таким образом, продольная неустойчивость может представить опасность для рассматриваемого метода, так как пучок после каспа имеет малый энергетический

* Заметим в связи с этим, что при малых $\gamma_{\perp} / \leq 3$ / спектр сильно возбуждаемых гармоник резко сужается. При $n \geq \gamma_{\perp}^3$ /но $n < R/\Delta$ / вещественная часть импеданса /из /18// падает $-e^{-n/\gamma_{\perp}^3}$.

разброс $\sim 1\%$ и без принятия специальных мер может быть значительно меньше порогового.

В этих условиях неустойчивость способна сильно увеличить разброс по азимутальным импульсам в сгустках и, как следствие, их радиальный малый размер.

Рассмотрим три основных метода подавления продольной неустойчивости. Первый связан с изменением электромагнитных свойств взаимодействия пучка с окружением, в результате чего абсолютное значение импеданса уменьшается. В данном случае даже в условиях полной экранировки остается значительная часть импеданса, соответствующая неустойчивости отрицательной массы /17/.

Второй метод заключается в искусственном увеличении азимутального импульсного разброса в пучке после каспа до значения, при котором еще не увеличивается радиальный размер пучка. Тогда, если этот разброс /начальный с точки зрения развития неустойчивости/ порядка критического - формула /16/, то неустойчивость слабо влияет при своем развитии на параметры пучка, как показали эксперименты при плотностях электронов,

близких к 10^{12} эл/см^{3/4}. Введения разброса $\Delta p_{\perp} / p_{\perp} \leq$

$\leq 10\%$ можно достичь, поставив сразу после каспа тонкую фольгу с неоднородной плотностью на определенном азимуте параллельно оси системы. Длина фольги вдоль оси зависит от соотношения азимутальной и осевой скоростей и при $\frac{v_z}{v_{\phi}} = 0,1$ составляет около 2 см.

Наконец, третий способ уменьшения действия продольной неустойчивости заключается в изменении величины $\frac{E}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial E}$ за счет азимутальной асимметрии маг-

нитного поля. Например, введение мультипольной компоненты H_M приводит к появлению критической энергии $\gamma_{кр} = \sqrt{1+q}$, где q определяется формулой /14/. При практически приемлемых значениях H_M величина $\gamma_{кр}$ мо-

жет лежать в пределах до 2,5. Следовательно, при $\gamma_{\perp} < \gamma_{кр}$ неустойчивость отрицательной массы вообще не разви-

вается, а при $\gamma_{\perp}^2 \gg \gamma_{кр}^2$ видоизменяется, т.к. $|\frac{E}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial E}| \sim \frac{1}{\gamma_{кр}^2}$.

Очень важно также, что в этом случае даже возникающий энергетический разброс приводит к меньшему "разбуханию" пучка в радиальном направлении, так как

$$\frac{\Delta R}{R} \sim \frac{1}{\gamma_{кр}^2} \cdot \frac{\Delta p_{\perp}}{p_{\perp}}$$

Применение указанных методов в отдельности и особенно в сочетании друг с другом достаточно для практически полного подавления продольной неустойчивости в данном методе ускорения.

К наиболее опасным неустойчивостям относится также двухпучковая, особенно ее дипольная, прецессионная мода, когда два кольцевых сгустка - электронный и ионный - начинают прецессировать друг относительно друга с увеличивающейся амплитудой /5/. Эту неустойчивость нетрудно избежать, поскольку число частиц, особенно ионов, в сгустках мало /малые γ_{\perp} и доля ионов не превосходят $\sim 0,1\%$ /. Поэтому легко выбрать параметры в допороговой области, т.е. когда

$$Q_e^{2/3} + Q_i^{2/3} < 1. \quad /19/$$

Здесь Q_i, Q_e - безразмерные /отнесенные к циклотронной/ частоты поперечных колебаний ионов и электронов в соответствующих потенциальных ямах.

Даже если условие /19/ не выполнено, присутствие мультипольного или винтового магнитного поля (H_{ϕ}) оказывает стабилизирующее действие на двухпучковую неустойчивость /16/.

IV. ЗАХВАТ И УСКОРЕНИЕ ИОНОВ

В связи с тем, что минимальная продольная скорость пучка после каспа составляет 0,1 с или несколько больше, встает вопрос о захвате ионов электронными

сгустками. Скорость $0,1c$ соответствует энергии иона 5 МэВ/нуклон , что требует при внешней инжекции специального ускорителя. Следовательно, требуется дополнительное торможение цуга сгустков по крайней мере до скорости, на порядок меньшей. Если электронный пучок сам ионизирует нейтральный газ, то захват ионов при этом возможен, если скорость пучка удовлетворяет условию: $V < \sqrt{2eU_c} \frac{Z}{A}$, где U_c - глубина потенциальной ямы электронного сгустка. Эта величина при обсуждающихся параметрах сгустков также порядка $0,01c$.

Проблема торможения электронных сгустков рассматривалась в последнее время в связи с разработкой варианта коллективного ускорения в Мэриленде /7/. Обсудим кратко соответствующие возможности. Торможение на "горке" магнитного поля и дальнейший захват ионов в быстро захлопывающейся потенциальной яме требует сложных технических решений. Представляются реальными две возможности: резистивные стенки /17/ и торможение путем передачи части импульса образующимся ионам /18/. Если стенки волновода покрыты полупроводящим покрытием с поверхностным сопротивлением $\rho = 10 \text{ Ом/см}^2$, то сгусток эффективно тормозится на длинах $l \approx 10 \text{ см}$.

Такого же порядка длина торможения в случае прохождения сгустка через область повышенного давления. Торможение цуга сгустков имеет особенность, связанную с изменением расстояния между сгустками, поскольку при существенном изменении скорости и отсутствии заметных сил отталкивания между сгустками на больших расстояниях /близко расположенные экранирующие стенки/ возможно слияние сгустков или существенное изменение условий их фокусировки. Поэтому параметры цуга сгустков должны быть выбраны так, чтобы в конечном состоянии расстояние между сгустками существенно превышало их малый размер.

Как показывают расчеты /18/, захват ионов при одно-временном торможении в области повышенного давления является процессом, крайне критичным к изменению

аксиальной скорости кольца, экспериментально же этот способ захвата пока не исследовался.

Представляет интерес и перспективен, особенно в связи с использованием цуга сгустков, метод ионизации и подхвата ионов из локализованной в пространстве плотной струи нейтрального газа. При энергии электронов порядка 1 МэВ сечение ионизации слабо зависит от энергии и по порядку величины составляет 10^{-18} см^2 для удаления верхних электронов. При прохождении каждого сгустка через струю нейтрального газа может образовываться определенное количество ионов каждого сорта. Если выбрать скорость движения сгустка, удовлетворяющую условию захвата ионов при заданном отношении Z/A , то будут захватываться только эти ионы. Число их определяется соответствующим сечением, плотностью электронов и скоростью движения сгустков.

Цуг сгустков с захваченными ионами имеет скорость порядка $10^{-2} c$; дальнейшее ускорение их может быть осуществлено в спадающем магнитном поле, электростатическим полем или системой резонаторов. Возможности спадающего продольного магнитного поля ограничены требованием, чтобы в процессе ускорения существенно не изменялась γ_{\perp} - вращательная энергия электронов. Отсюда кинетическая энергия ускоренных ионов ограничена величиной $Mc^2(\gamma_z - 1) = Mc^2 \Delta\gamma_{\perp} / \gamma_{\perp} \approx 100 \text{ МэВ/нукл.}$ при $\Delta\gamma_{\perp} / \gamma_{\perp} = 0.1$. Кроме того, поскольку

допустимое, ускоряющее сгустки поле равно $E_e = \frac{m\gamma_{\perp}}{M} E_z$,

E_z - электрическое поле сгустка электронов, то градиент магнитного поля должен быть весьма малым $\sim 1 \text{ Э/см}$ при малых γ_{\perp} . Создание таких градиентов потребует значительных технических усилий. До малых энергий /десятки МэВ/нуклон / представляется реальным электростатическое ускорение сгустков, когда между областью захвата и мишенью создается разность потенциалов на уровне 10^5 В . Для получения энергии ионов более 100 МэВ/нукл. применим метод ускорения резонаторами или индукционный метод, которые, как показывают оценки, могут использоваться вплоть до величины электронного тока порядка 1 кА .

Литература

1. Файнберг Я.Б. Труды VII Международной конференции по ускорителям, Ереван /1970/. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1970, стр. 465.
2. Векслер В.И. CERN Symp., v. 1, p. 80, Geneva, 1956.
3. Векслер В.И. и др. Труды VI Межд. конф. по ускорителям, Кэмбридж /1967/.
4. Chupp W. e.a. Proc. IX Intern. Conf. High En. Accel., Stanford (1974).
5. Andelfinger S.e.a., там же.
6. Минц А.Л. и др. Радиотехника и электроника, 1975, 20, 2524.
7. Desler W. e.a. Nucl.Sci., NS-22, 992 (1975).
8. Бонч-Осмоловский А.Г., Доля С.Н. ОИЯИ, Р9-10093, Дубна, 1976.
9. Friedman M., Ury M. Rev. Sci. Instr. 1970, 41, 1334.
10. Ройфе И.М. и др. ЖТФ, 1976, 46, 2563.
11. А.А. Коломенский и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 2, 271.
12. Герман В.И., Компанец А.С. ЖТФ, 1956, 24, 684.
13. Бонч-Осмоловский А.Г., Доля С.Н. ОИЯИ, Р9-10228, Дубна, 1976.
14. Бонч-Осмоловский А.Г. ЖТФ, 1971, 41, 1345.
15. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-4737, Дубна, 1969.
16. Бонч-Осмоловский А.Г., Данилов В.И. ЖТФ, 1977, 47, 510.
17. Merkel P. Particle Acc., 1976, 7, 69.
18. Schumacher U. e.a. Particle Acc., 1976, 7, 245.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 мая 1977 года.