

## УСКОРЕНИЕ ИОНОВ КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

А.Н.Лебедев и К.Н.Пазин

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Применение прямых сильноточных электронных пучков для коллективного линейного ускорения ионов предполагает наличие в них продольного электрического поля, перемещающегося в пространстве синхронно с ускоряемыми ионами. Один из возможных путей, /I/, интенсивно исследовавшийся в последнее время, состоит в использовании механизма нестационарной ионизации пучком газа. Серьезного внимания заслуживают также схемы с использованием квазистатического поля электронного пучка, основанные на возможности получения значительных напряженностей продольного электрического поля в квазистационарных распределениях модулированного электронного пучка, перемещающихся с малой фазовой скоростью. Малость фазовой скорости волны пространственного заряда пучка в сочетании с большими напряженностями продольного электрического поля создает возможность эффективного ускорения ионов.

В настоящее время предложено несколько схем, позволяющих создать в электронном пучке квазистатическую волну пространственно-го заряда. Общими для них являются наличие внешнего модулирующего электронный поток элемента (гофрированной трубы, периодического магнитного поля, сеток и т. д.) и пассивная роль ионного сгустка. Медленная волна, бегущая со скоростью иона  $v_i$ , создается комбина-

цией принудительной пространственной ( $k$ ) и временной ( $\omega$ ) модуляций потока:  $v_i = \omega/k$ . В работе /2/ предложен вариант такой схемы, в котором пространственная модуляция замагниченного потока осуществляется проводящей трубой с периодически меняющимся в направлении распространения пучка диаметром. Выполненные в работе /3/ теоретические расчеты показали, что уже при токах 10-20 кА могут быть созданы ускоряющие поля в 50-100 МВ/м, значительно превосходящие поля традиционных ускорителей ионов. К недостаткам этой схемы относится необходимость контролируемой глубокой модуляции во времени большого тока, а также жесткая привязка периода системы к уровню ускоряющего поля, как и в обычных резонансных ускорителях протонов.

Схемы с внешним модулирующим элементом не используют собственные колебательные свойства пространственного заряда пучка. Вместе с тем с потоком релятивистских электронов с энергией  $\gamma_e = (1 + \beta_e^2)^{-1/2}$  и плотностью тока  $j_0$  можно сопоставить характерную ленгмюровскую частоту

$$\omega_p = [4\pi j_0 e / m \gamma_0^3 \beta_0 c]^{1/2}, \quad (1)$$

которая с учетом допплер-эффекта даже в однородной системе дает возможность получить свободные медленные продольные волны с фазовой скоростью:

$$v_\varphi = v_i = \beta_0 c - \omega_p/k. \quad (2)$$

В частности, при

$$k = k_0 = \omega_p/c \beta_0 = (4\pi j_0 e / m \gamma_0^3 \beta_0^3 c^3)^{1/2} \quad (3)$$

фазовая скорость этих волн равна нулю, т.е. они имеют вид неподвижных страт. С физической точки зрения возможность модулированных стационарных состояний пучка (страт) в одномерном потоке связана с тем, что при локальном возрастании потенциала в этом месте падает скорость и растет плотность заряда, что, в свою очередь, приводит к повышению потенциала.

Для эффективного возбуждения таких состояний в системе с попечечными размерами  $d$  должно выполняться условие  $k_0 d \approx 1$ , т.е. минимальный необходимый ток  $I = j_0 \pi d^2$  может быть оценен как:

$$I \geq mc^3 \gamma_0^3 \beta_0^3 / 4e \approx 4\beta_0^3 \gamma_0^3 kA, \quad (4)$$

что находится в пределах современных экспериментальных возможностей. С другой стороны, максимальная амплитуда возбуждаемого в пучке продольного электрического поля, оцениваемая по условию

электростатического запирания тока ( образования виртуального катода ), будет равна

$$E_{\max} \approx mc^2 k_0 (\gamma_0 - 1) / e \approx (\gamma_0 - 1) / 2d \cdot MB, \quad (5)$$

т.е. при умеренном релятивизме ( $\gamma_0 \approx 2$ ) и, соответственно, токах  $\sim 10^4$ - $10^5$  А может достигать величины  $\sim 10^6$  В/см.

Еще более существенно, что неподвижные страты могут возбуждаться неподвижным источником, т.е. любым возмущением, обдуваемым электронным потоком, в том числе и ионным сгустком, если его размеры меньше  $k_0^{-1}$ . При достаточно большой величине возмущения на него будет действовать ускоряющее ( по пучку ) электрическое поле, близкое к  $E_{\max}$ .

Последнее легко понять, перейдя в систему координат, связанную с электронным потоком. Возбужденные страты выглядят в этой системе, как волновой "хвост" ионного сгустка, пролетающего через покоящиеся электроны и теряющего при этом энергию. Таким образом, рассматриваемый механизм находится в круге известных идей В.И.Векслера о когерентном ускорении <sup>14/</sup>.

Сказанное иллюстрируется рис. I, где представлено малое возмущение потенциала в пучке, возбужденное точечным зарядом  $q$ , расположенным в начале координат <sup>x</sup><sup>1</sup>. Помимо обычной кулоновской ямы отчетливо видны страты с характерным волновым числом  $k_0$ . Нетрудно показать, что полная увлекающая сила, действующая на заряд, равна

$$\mathcal{F}_q = 2\pi k_0^2 q^2 \quad (6)$$

и пропорциональна квадрату заряда, как и должно быть для когерентного ускорения. Отметим, однако, что верхняя граница поля при увеличении  $q$  ограничена оценкой типа (5).

Чтобы получить представление о нелинейных стратах большой амплитуды, рассмотрим простую модель однородного замагниченного пучка, распространяющегося вдоль оси  $z$  в нейтрализующем неподвижном ионном фоне. Уравнение Пуассона вместе с уравнением непре-

<sup>14/</sup> При математической постановке задачи о стационарном взаимодействии потока электронов с ионным сгустком в отличие от обычной электростатики граничные условия на бесконечности должны выбираться с учетом физического принципа причинности, как и в задачах об излучении ( см., например, работу <sup>15/</sup> ).

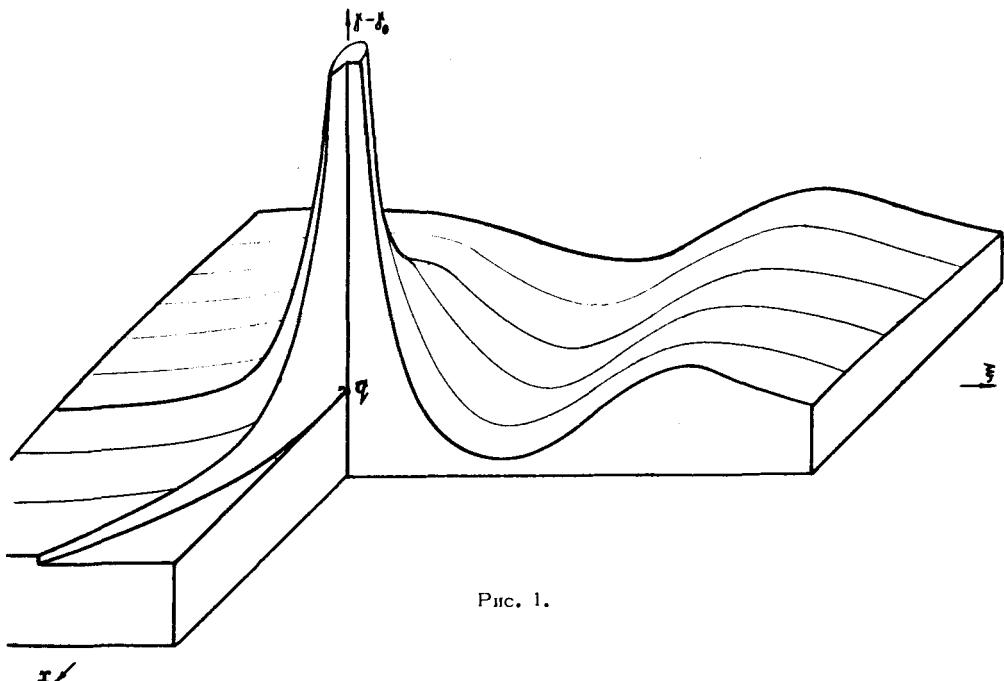


Рис. 1.

рмности и законом сохранения энергии дает для энергии электронов  $\gamma$  следующее уравнение:

$$\frac{d^2\gamma}{d\xi^2} = \gamma_0^3 \beta_0^2 [\beta_0/\beta - 1], \quad (7)$$

где  $\xi = k_0 z$ , а плотность заряда нейтрализующего ионного фона выбрана равной плотности заряда в немодулированном электронном пучке с плотностью тока  $j_0$  и энергией электронов  $\gamma_0$ .

Помимо тривиального решения  $\gamma = \gamma_0$  уравнение (7) допускает также и периодические решения. Действительно, его правая часть, т.е. плотность заряда, падает с увеличением  $\gamma$ , так что для малых отклонений  $\gamma$  от  $\gamma_0$  оно принимает вид однородного волнового уравнения с периодом решения  $2\pi$ . В общем случае период зависит от амплитуды, которая не может превышать некоторого максимального значения, соответствующего образованию виртуального катода.

Для моделирования возбуждения страт ионным сгустком поместим при  $\xi = 0$  перпендикулярно потоку однородно заряженную плоскость с плотностью заряда  $\sigma$ . Если инжектор электронного пучка расположен на  $-\infty$ , то однозначность решения будет обеспечиваться условием:  $\gamma(-\infty) = \gamma_0$ ,  $\frac{d\gamma}{d\xi}(-\infty) = 0$ . Сшивая решения (7) для  $\xi > 0$  и  $\xi < 0$ , из первого интеграла этого уравнения получим пределы изменения энергии:

$$\gamma_{min}^{max} = \gamma_0 (Q^2 + 1) \pm 1/Q \beta_0 \gamma_0 \sqrt{Q^2 + 2}, \quad (8)$$

где  $Q = 4\pi e\sigma/mc^2 k_0$ .

При увеличении плотности заряда на плоскости  $|Q| \rightarrow |Q|_{max} = \sqrt{\gamma_0^2 - 1}$  глубина модуляции энергии стремится к максимальной величине, равной  $2(\gamma_0 - 1)$ . Заметим, однако, что система близка при этом к образованию виртуального катода, и вопрос об устойчивости и реализуемости таких состояний требует специального рассмотрения. Характер страт при различных значениях параметра  $Q$  показан на рис.2. Отметим, что в данной модели основные их характеристики (кроме фазы) не зависят от знака  $Q$ .

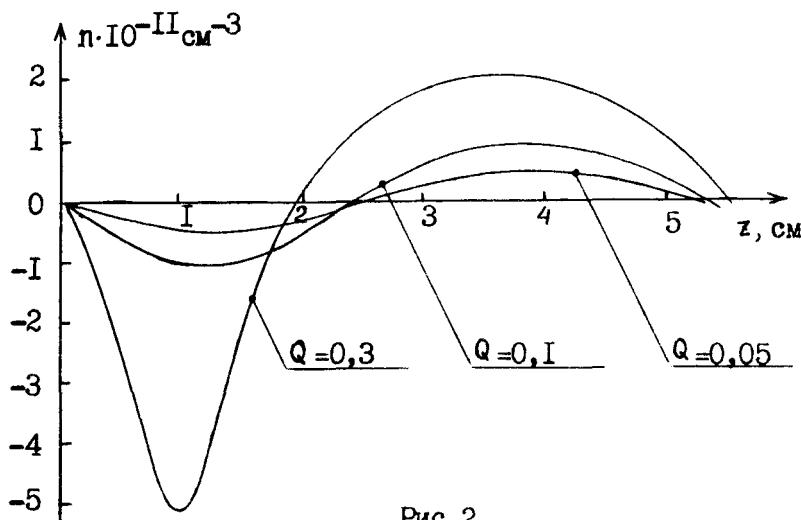


Рис.2.

Первый интеграл уравнения (7) позволяет также установить, что плотность силы, действующей на плоскость, в пересчете на эквивалентное ускоряющее поле равна:

$$E_{max} = \frac{mc^2}{e} \sqrt{\gamma_0 - 1} \approx 0,6 \sqrt{\gamma_0 - 1} j \text{ МВ/см} \quad (9)$$

( $j_0$  берется в  $\text{kA}/\text{см}^2$ ), что близко к приведенным выше качественным оценкам. На рис.3 представлена зависимость минимальной плотности тока  $j_{min}$ , реализующей заданную амплитуду поля, от энергии электронов  $\gamma_0$ . Видно, что для реализации полей 50–100 МВ/м при энергии электронов  $\gamma_0 \approx 2$ –3 достаточна плотность тока  $\sim 5 \text{ кA}/\text{см}^2$ .

Ранее уже отмечалось, что образование страт обусловлено собственными колебательными свойствами пучка. Использованное в этой модели условие нейтральности потока не является принципиальным для их существования и необходимо лишь для устранения электростатических расходимостей потенциала и поля, возникающих из-за пространственной неограниченности потока. Можно показать, что стацио-

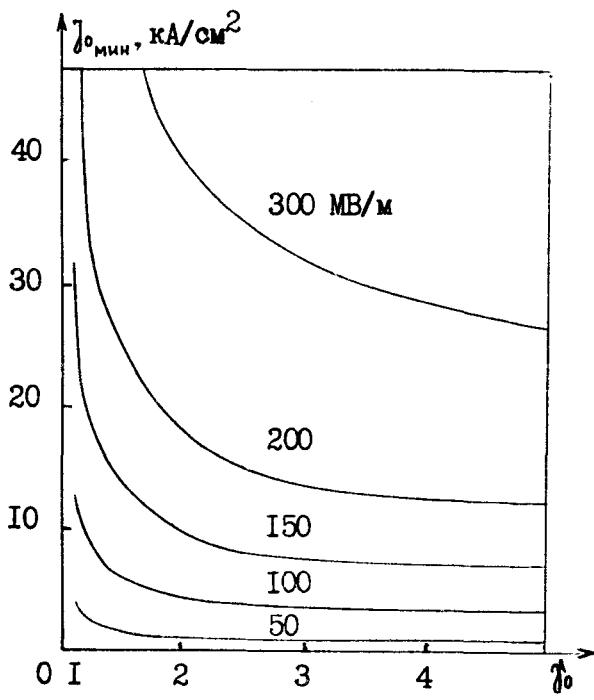


Рис.3

нарные модулированные состояния пучка (страты) существуют и в заряженном трубчатом пучке, распространяющемся в вакууме внутри проводящей трубы постоянного диаметра, что представляет уже непосредственный интерес с точки зрения экспериментальной проверки метода.

#### Литература

1. А.А.Коломенский и др. ЖЭТФ, 68, 51 /1975/.
2. В.В.Беликов и др. Сборник "Вопросы атомной науки и техники", серия "Физика высоких энергий и атомного ядра", вып. 3(5), Харьков, 78 /1973/; "Письма в ЖТФ", 1, 615 /1975/.
3. А.Н.Лебедев и К.Н.Пазин. "Атомная энергия", 41, 244 /1976/.
4. В.И.Векслер. "Атомная энергия", 2, 427 /1957/.
5. Б.М.Болотовский и С.Н.Столяров. УФН, 114, 569 /1974/.

#### ДИСКУССИЯ

А.Г.Бонч-Осмоловский: Наблюдаются ли страты в электронных пучках, принимая во внимание то обстоятельство, что экспериментально нужные Вам токи электронов достигнуты?

А.Н.Лебедев: Теория страт применительно к движущейся плазме рассматривалась довольно давно, например А.А.Власовым. Экспериментальное наблюдение на сильноточных электронных пучках сильно затрудняется их нестационарностью. Необходимо исследовать либо микросекундные пучки, появившиеся только в последнее время, либо иметь устройства с высоким разрешением по времени.