

## КВАЗИНЕЙТРАЛЬНЫЕ ДВУХКОМПОНЕНТНЫЕ СИСТЕМЫ

*А. В. Агафонов*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Аналитически рассмотрено формирование сильноточных электронных пучков, заряд которых частично нейтрализован ионами, с токами, превышающими предельное значение тока Альвена. Обсуждаются результаты измерений параметров сильноточных электронных пучков, формируемых в частично-нейтрализованном состоянии, и численного моделирования нестационарных процессов в различных схемах нейтрализации заряда.

Formation of high-current electron beams partially neutralized by ions is considered. Of particular interest is a beam of currents exceeding Alven's limiting current. Different schemes of non-stationary charge neutralization are considered by means of computer simulation. Some issues concerning partially neutralized high-current electron beam transport experiments and computer simulations are analysed.

PACS: 29.90.+g

### ВВЕДЕНИЕ

Для транспортировки сильноточных электронных пучков (СЭП) в начальный период исследований использовались пассивные методы [1]. Наиболее простым была так называемая газовая фокусировка, когда пучок инжектировался в исходно нейтральный газ и «сам» создавал условия для транспортировки. Примерно аналогичная ситуация реализуется при инжекции пучка в плазму, плотность которой недостаточна для обеспечения токовой нейтрализации СЭП. Подобные частично-нейтрализованные пучки (ЧНП) можно формировать и другими способами, например, в системах с диодом Люса (диод с диэлектрической анодной вставкой) [2], вакуумных каналах с диэлектрическими стенками [3, 4] и др.

Отметим ряд особенностей ЧНП. Во-первых, ток пучка может быть увеличен по сравнению с предельным вакуумным током за счет частичной нейтрализации заряда. В этой связи полезно провести сопоставление предельного тока ЧНП с током Альвена для полностью нейтрализованного по заряду пучка. Во-вторых, кроме транспортировки допускается и возможность фокусировки пучка, если вместо цилиндрического канала использовать конический. В-третьих, отсутствие внешних удерживающих полей позволяет осуществлять слияние нескольких ЧНП в один естественным образом — путем сведения нескольких каналов в один. В-четвертых, возможна транспортировка ЧНП с большим током по криволинейным каналам. ЧНП не требуют создания внешних удерживающих пучков полей. Т. е. речь идет о системах «канализации» пучков в прямом смысле слова.

### ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПУЧКА С ПРОИЗВОЛЬНО БОЛЬШИМ ТОКОМ

Качественно образование и распространение ЧНП показано ниже. При инъекции в камеру с диэлектрическими стенками (рис. *a* — поперечная нейтрализация) электроны головной части пучка расходятся поперек под действием собственного электрического поля пучка и попадают на стенку канала. Если толщина стенок больше длины пробега электрона, стенки канала заряжаются. В результате поверхностного пробоя, облегчаемого присутствием адсорбированного слоя (вода, углеводороды) или специально принимаемыми мерами (установка тонких металлических штырей в диэлектрике, перфорация стенки), на поверхности канала образуется плазма. Электрическое поле пространственного заряда пучка вытягивает из плазмы ионы, которые нейтрализуют заряд пучка. Как только в данном месте магнитные силы сжатия превысят силы электростатического расталкивания (что выполняется при  $n_i \geq n_e/\gamma^2$ ), пучок фокусируется в радиальном направлении и продвигается дальше, где картина повторяется. Ионы в объеме канала накапливаются до тех пор, пока суммарный заряд электронов и ионов в камере не станет равным нулю. При этом часть ионов оказывается вне пучка, т. е. электронный пучок не может быть нейтрализован по заряду полностью. В случае диода Люса (рис. *б* — продольная нейтрализация) плазма образуется на поверхности анода, обращенной в сторону металлической дрейфовой камеры.

Свойства ЧНП в схеме поперечной нейтрализации рассмотрим на простой гидродинамической модели. Из рисунка, поясняющего механизм формирования и транспортировки ЧНП, видно, что в плоской геометрии ситуация похожа на ионный диод, в котором катодом (распределенным и прозрачным для ионов) является электронный пучок. Предположим, что на стенках камеры имеется плазма, обладающая неограниченной эмиссионной способностью, из которой ионы вытягиваются суммарным полем пространственного заряда. Будем считать, что электронные и ионные потоки однородны в аксиальном направлении ( $\partial/\partial z = 0$ ) и обладают азимутальной симметрией ( $\partial/\partial\theta = 0$ ) в случае цилиндрической геометрии или однородны в направлении оси  $y$  ( $\partial/\partial y = 0$ ) в плоской геометрии. Кроме того, пренебрежем влиянием магнитного поля электронного потока

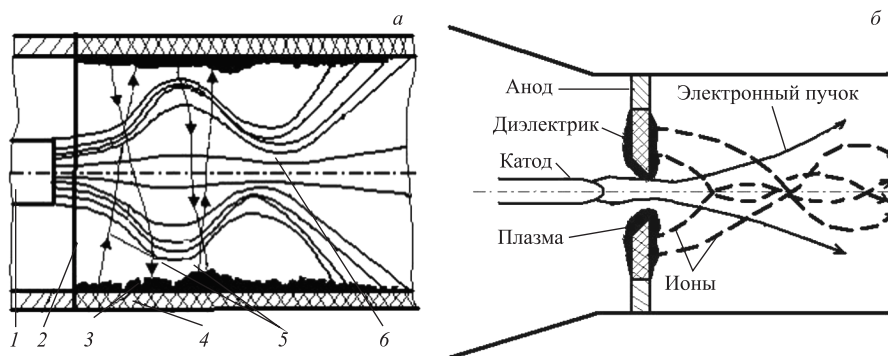


Схема формирования пучка при транспортировке: *a*) в канале с диэлектрическими стенками (поперечная нейтрализация) и *б*) в диоде Люса (продольная нейтрализация). 1 — катод; 2 — анодная фольга; 3 — плазма, сформировавшаяся в результате пробоя на стенках; 4 — канал с диэлектрическими стенками; 5 — траектории ионов; 6 — электронный пучок

на движение ионов, т.е. будем считать, что ионы пересекают канал прямолинейно в самосогласованной одномерной потенциальной яме.

Потребуем, чтобы электроны имели отличную от нуля только составляющую скорости  $v_z$  в аксиальном направлении, а электронный поток частично заполнял камеру от оси (осевой плоскости) до некоторой поперечной координаты  $x_e \leq 1$ . Промежуток  $x_e < x \leq 1$  заполнен ионами, эмитированными со стенки камеры. Электронный поток находится в равновесии под действием собственных сил магнитного сжатия и сил суммарного пространственного заряда, а ионы стартуют со стенки, ускоряются суммарным полем, пересекают пучок, замедляются и достигают стенки в диаметрально противоположном направлении.

Предполагая постоянство полной энергии электронов и ионов, что следует из условия стационарности задачи, систему уравнений, описывающую равновесные состояния, можно записать как

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \frac{x^k}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \frac{d\gamma}{dx} &= \frac{J\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\sqrt{\gamma_0 - \gamma}}, & 0 \leq x \leq x_e, \\ \frac{d}{dx} x^k \frac{d\gamma}{dx} &= -\frac{J}{\sqrt{\gamma_0 - \gamma}}, & x_e \leq x \leq 1. \end{aligned}$$

Здесь  $x$  — безразмерная поперечная координата в единицах полуширины канала;  $k$  — метрический коэффициент ( $k = 0$  для плоской геометрии,  $k = 1$  для цилиндрической);  $J = 4\pi j_i (e/mc^3) R^2 / (2/\mu)^{1/2}$ ,  $j_i$  — плотность тока ионов на эмитирующей поверхности,  $\mu = M/m$ ,  $M$  — масса иона,  $m$  — масса электрона;  $\gamma_0$  — релятивистский фактор, соответствующий энергии инжекции электронов.

Рассмотрим ленточный пучок, решение для которого можно получить аналитически. Потребуем выполнения ограничения тока эмиссии ионов пространственным зарядом  $d\gamma/dx(x = 1) = 0$ . Из условия симметрии задачи следует, что в осевой плоскости электрическое поле  $E_x = d\gamma/dx$  и магнитное поле  $B_y = E_x/v_z$  должны быть равны нулю, что соответствует условию  $d\gamma/dx(x = 0) = 0$ . При этом значение релятивистского фактора в осевой плоскости  $\gamma_i = \gamma(0)$  может меняться в диапазоне от 1 до  $\gamma_0$ . При этих условиях решение второго уравнения дает известный закон Чайльда–Ленгмюра (в самом деле, для ионов рассматриваемая геометрия представляет собой плоский диод, в котором катодом служит распределенный в пространстве поток электронов, прозрачный для ионов)

$$\gamma = \gamma_0 - \left[ \frac{3}{2} J^{1/2} (1 - x) \right]^{3/4},$$

а первый интеграл второго уравнения можно записать в виде

$$\frac{d\gamma}{dx} = 2J^{1/2} \sqrt{\gamma^2 - 1} \sqrt{\sqrt{\gamma_0 - \gamma_i} - \sqrt{\gamma_0 - \gamma}}.$$

Отсюда видно, что ни при каких значениях  $\gamma_0 \geq \gamma > \gamma_i$  невозможно удовлетворить условию  $d\gamma/dx(x = 1) = 0$  на стенке канала, т.е. электронный поток не может заполнить собой целиком сечение канала. Следовательно, между пучком и стенкой должен находиться ионный слой, обеспечивающий дополнительный скачок потенциала.

Сшивая потенциалы и поля на границе пучка, вычислим равновесный радиус потока

$$x_e = \frac{3}{4} \frac{(\gamma_0 - \gamma_e)^{-3/4} \lambda}{1 + (3/4)(\gamma_0 - \gamma_e)^{-3/4} \lambda},$$

где

$$\lambda = \int_{\gamma_i}^{\gamma_e} \frac{d\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1} \sqrt{\sqrt{\gamma_0 - \gamma_i} - \sqrt{\gamma_0 - \gamma}}},$$

и ток пучка

$$I = \frac{2}{3} \frac{mc^3}{e} g \gamma_e \frac{\gamma_0 - \gamma_e}{(1 - x_e) \sqrt{\gamma_e^2 - 1}},$$

где  $g = L/2\pi l$  — геометрический фактор (аспектное отношение). Оценим поведение интеграла на нижнем пределе и, соответственно, поведение радиуса и тока пучка в случае, когда  $\gamma_i \rightarrow 1$ , отвечающем транспортировке тока с максимально возможным провисанием потенциала в пучке. Представляя  $\gamma \approx 1 + \varepsilon$ ,  $\varepsilon \ll 1$ , находим

$$\lambda \approx (\gamma_0 - 1)^{1/4} \ln \varepsilon \sim -\ln(\gamma_i - 1).$$

Т.е. при  $\gamma_i \rightarrow 1$ ,  $\lambda \rightarrow -\infty$ . Поскольку разность  $\gamma_0 - \gamma_e$  при  $\gamma_i \rightarrow 1$  остается конечной величиной (напомним, что электронный поток не может вплотную примыкать к стенке), получаем

$$x_e \rightarrow 1, \quad I \rightarrow \infty.$$

Таким образом, при стремлении к полному заполнению канала ток, переносимый пучком, растет неограниченно и может превысить предельный ток Альвена  $I_A = 17\beta\gamma$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможность превышения тока Альвена была показана в работе [5], в которой рассматривалось кинетическое равновесие СЭП, частично нейтрализованного неподвижными ионами с заданным коэффициентом нейтрализации. В обобщении на случай ионов с конечной массой [6] использовался подход [5] с функциями распределения, одинаковыми для электронов и ионов. В частности, распределение по обобщенному моменту импульса выбиралось симметричным в пределах, допускаемых гамильтонианом. Возможность формирования стационарных пучков с подобными распределениями частиц сомнительна. Из простой гидродинамической модели, в которой отсутствует поперечное движение частиц, видно, что основную роль в получении подобных пучков играет схема формирования. Система должна быть в целом нейтральна по заряду, что соответствует предельности тока, но поляризована. Примерно двукратное превышение тока Альвена в рассмотренной схеме формирования было получено в экспериментах [3].

Среди упомянутых во введении схем формирования ЧНП отсутствовали диоды с плазменным заполнением, которые позволяют получать низкоэнергичные (энергии электронов от 10 до 100 кэВ) СЭП с токами в десятки килоампер. В таких диодах достигалось многократное превышение тока Альвена [7–9]. Так, в установке «Ритм» при напряжении 45 кВ формировался пучок с током до 30 кА, что соответствует почти пятикратному превышению  $I_A$ . Результаты численного моделирования подтверждают полученные

экспериментальные данные [10]. В то же время, по крайней мере, в численном моделировании инъекции СЭП с аналогичными параметрами в заранее созданную плазму с относительно невысокой плотностью (чтобы избежать возникновения токовой нейтрализации) ток проходящего пучка «режется» на уровне  $I_A$ , как и при формировании пучка в схемах с продольной нейтрализацией [11].

Работа выполнена при поддержке РФФИ по гранту № 09-02-00715.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агафонов А. В. Транспортировка интенсивных электронных пучков // АТЗР. 1973. № 10. С. 31–45.
2. Luce J. S., Sahlin H. L., Crites I. R. Collective Ion Acceleration of Intense Ion Beams in Vacuum // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1973. V. NS-20, No. 3. P. 336–341.
3. Агафонов А. В. и др. Распространение и фокусировка сильноточных электронных пучков в диэлектрических каналах // Физика плазмы. 1981. Т. 7, № 2. С. 267–275.
4. Агафонов А. В. и др. Частично-нейтрализованные сильноточные электронные пучки // Физика плазмы. 1988. Т. 14, № 5. С. 559–565.
5. Hammer D. A., Rostoker N. Propagation of High-Current Relativistic Electron Beams // Phys. Fluids. 1970. V. 13, No. 3. P. 1831–1850.
6. Карпов Г. В. Самосогласованное токовое движение электронов и ионов сильноточного плазменного канала // Физика плазмы. 2000. Т. 20, № 2. С. 146–152.
7. Озур Г. Е., Проскуровский Д. И. Формирование субмикросекундных низкоэнергетичных сильноточных пучков в пушке с плазменным анодом // ПЖТФ. 1988. Т. 14. С. 413–423.
8. Озур Г. Е., Попов С. А., Федущак В. Ф. Формирование узконаправленных низкоэнергетических высокоинтенсивных электронных пучков // ЖТФ. 2008. Т. 78, № 7. С. 103–110.
9. Agafonov A. V., Bogachenkov V. A., Krastelev E. G. Low-Energy High-Current Electron Beam Generation and Guiding // Proc. of the 15th Intern. Conf. «High-Power Particle Beams», St. Petersburg, 2004. P. 143–146.
10. Agafonov A. V., Tarakanov V. P. Computer Simulation of Low-Energy High-Current Electron Beam Dynamic in a Long Plasma-Filled Diode // Problems of Atomic Science and Technology. Ser. «Nuclear Physics Investigations» (49). 2008. No. 3. P. 136–138.
11. Agafonov A. V. et al. Transport and Measurement of High-Current Electron Beams from X-Pinches // RSI. 2008. V. 79. P. 10E316.