

СИЛЬНОТОЧНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК В ПЛАЗМЕ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ

А. В. Агафонов

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

Рассмотрены некоторые нестационарные эффекты при инжекции сильноточного электронного пучка в плазму средней плотности. Численное моделирование процессов выполнено с помощью электромагнитного кода KARAT.

Non-stationary effects under injection of a high-current electron beam in medium density plasma are considered. Different beam-plasma systems were considered by means of computer simulation. Computer simulation was performed using electromagnetic PIC code KARAT.

PACS: 29.25.-t

ВВЕДЕНИЕ

Возможность превышения тока Альвена при условии отсутствия токовой нейтрализации была показана в работе [1], в которой рассматривалось кинетическое равновесие сильноточного электронного пучка (СЭП), частично нейтрализованного неподвижными ионами с заданным коэффициентом нейтрализации. Обычно в экспериментах это превышение составляет от 2 до 5 [2–4], в то же время теоретическая модель указывает на возможность неограниченного роста тока. Чтобы рассмотреть факторы, ограничивающие величину транспортируемого тока, сравним результаты, следующие из аналитической модели, с данными, полученными численным моделированием.

КИНЕТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ НЕЙТРАЛИЗОВАННОГО ПО ЗАРЯДУ ПУЧКА

В работе [5] обсуждалась возможность превышения предельного тока Альвена (см. приведенные в ней ссылки), в том числе на примере простой, но самоорганизующейся гидродинамической модели. В случае инжекции пучка в плазму приходится использовать подход [1], в котором рассматривалось кинетическое равновесие СЭП, нейтрализованного неподвижными ионами с заданным коэффициентом зарядовой нейтрализации. Упростим задачу, потребовав полной нейтрализации заряда электронного пучка неподвижными ионами.

Выберем функцию распределения электронов в следующем виде:

$$f(\gamma, P_z, M) = \delta(\gamma - \gamma_0)\delta(P_z - mc\gamma_0\beta_{z0})F(M)C,$$

где произвольная функция обобщенного момента $F(M)$ четная, если нет выделенного направления вращения пучка как целого, т. е. если отсутствует внешнее магнитное поле,

C — нормировочная постоянная. Дальнейшая конкретизация связана с предположением о монохроматичности ($f \sim \delta(\gamma - \gamma_0)$), где δ — функция Дирака, γ и γ_0 — текущий релятивистский фактор электронов и фактор, соответствующий полной энергии электронов при изоскоростном характере потока частиц ($f \sim \delta(P_z - mc\gamma_0\beta_{z0})$), P_z — обобщенный продольный импульс. Последнее означает, что продольный импульс и скорость всех частиц на данном радиусе одинаковы. На том радиусе, где вектор-потенциал $A_z = 0$, продольная скорость равна β_{z0} ; в качестве такой точки выберем ось $r = 0$. Для упрощения ограничимся случаем $F(M) = \text{const}$, когда все возможные моменты количества движения равноправно представлены в пучке и как целое он не вращается.

Вычисляя плотность заряда и плотности тока, нетрудно показать, что для рассматриваемой модели нейтрализованного пучка плотность заряда постоянна по сечению, азимутальная плотность тока тождественно равна нулю, а продольная плотность тока удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial j_z}{\partial r} = 8\pi^2 C e m j_z$$

с граничным условием

$$j_z(0) = 2\pi C m^2 c^3 \gamma_0 \beta_{z0},$$

поскольку $A_z(0) = 0$. Его решение при условии конечности плотности тока на оси имеет вид

$$j_z = \frac{I_A}{4\pi r_0^2} \frac{I_0(r/r_0)}{I_0(a/r_0)},$$

где $I_0(r/r_0)$ — модифицированная функция Бесселя. Постоянная $r_0 = (8\pi^2 C e m)^{-1/2}$, выраженная через плотность, имеет вид $r_0 = c/\omega_0$, где $\omega_0 = (4\pi e \rho / m \gamma_0)^{1/2}$ — плазменная частота пучка, постоянная в данной модели по сечению. Таким образом, ток пучка

$$I = \frac{I_A}{2} \frac{a}{r_0} \frac{I_1(a/r_0)}{I_0(a/r_0)}$$

может существенно превышать ток Альвена, а поведение частиц в пучке и распределение тока по сечению оказываются существенно отличающимися в пределе малых ($I \ll I_A$) и больших ($I \gg I_A$) токов. В первом случае $r_0/a = (1/2)(I_A/I) \gg 1$, так что плотность тока практически однородна по сечению. Обратный предельный случай $I \gg I_A$ и, соответственно, $a \gg r_0$ характерен тем, что практически весь ток и его основное магнитное поле вытесняется на периферию в слой толщины порядка r_0 .

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ИНЖЕКЦИЯ ПУЧКА В ПЛАЗМУ

При теоретическом рассмотрении процесс нейтрализации заряда сводится к мгновенному вытеснению плазменных электронов из объема пучка и компенсации его заряда неподвижными ионами. Упомянутые процессы являются нестационарными, и нейтрализация заряда пучка в плазме требует некоторого времени, требует уточнения и предположение о неподвижности ионов. Даже при не очень большой плотности для плазмы на уровне 10^{14} см^{-3} , существенно превышающей характерные плотности сильноточных электронных пучков, неизбежно возбуждение плазменных колебаний с высоким уровнем

электрических полей. В этих полях легкие ионы набирают энергию в десятки и сотни килоэлектронвольт, и, следовательно, за характерные времена длительности электронного пучка смещение ионов может стать определяющим.

Рассмотрим эти процессы в простой геометрии, показанной на рис. 1. Плазменный столб с однородной плотностью заряда $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ перемыкает дрейфовую камеру. Слева направо в камеру с торца, расположенного при $z = 1 \text{ см}$, инжектируется электронный пучок с током I_b с однородным распределением плотности тока по сечению, равномерным распределением по энергии в диапазоне 80–100 кэВ и с длительностью фронта тока 1 нс. При средней энергии электронов 90 кэВ ток Альвена $I_A = 17\beta\gamma$ составляет примерно 10,5 кА. На торце камеры при $z = 4 \text{ см}$ регистрируется ток прошедшего через камеру пучка (I_{ba}), ток плазменных электронов (I_{pa}) и ток ионов (I_{ia}) (если ионы не бесконечно тяжелые) в пределах радиуса плазменного столба.

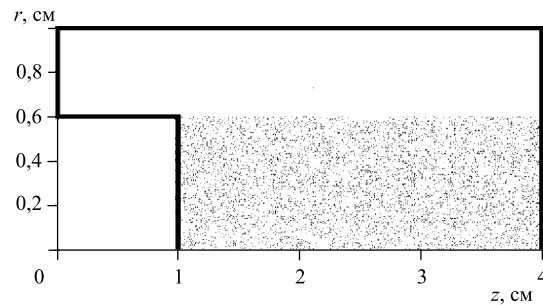


Рис. 1. Геометрия процессов

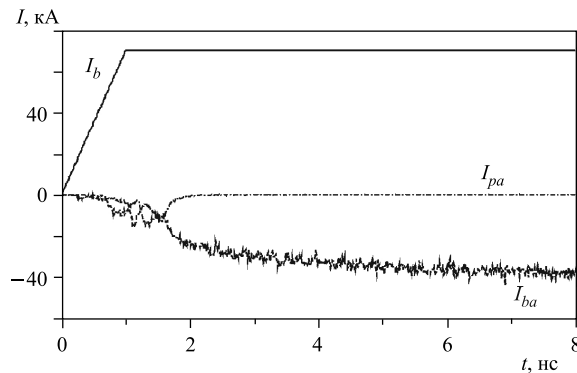


Рис. 2. Динамика токов

Чтобы провести сравнение с аналитической моделью, предположим, что ионы плазмы бесконечно тяжелые, и будем рассматривать их как фон. На рис. 2 показано поведение токов пучковых и плазменных электронов в камере при инжекции пучка с током $I_b = 70 \text{ кА}$. Средняя плотность электронов в пучке примерно равна плотности плазмы. До конца камеры доходит ток $I_{ba} \approx 40 \text{ кА}$ (что составляет около четырех альвеновских токов), остальные пучковые электроны теряются из плазменного канала примерно поровну в поперечном направлении и отражаются обратно в сторону плоскости инжекции. (Большие потери объясняются тем, что электроны пучка нерелятивистские. При увели-

чении энергии электронов, например, до 1 МэВ обеспечивается лучшая транспортировка пучка.) Ток плазменных электронов I_{pa} , достигающий вначале 20 кА, уменьшается до амперного уровня из-за практически полного вытеснения плазменных электронов пучковыми.

Характер распределения плотности заряда пучковых электронов и плотности тока пучка в конечном состоянии не сильно отличается от характера распределений, полученных в аналитической стационарной модели. Плотность заряда пучка примерно однородна по сечению, в то время как плотность тока имеет ярко выраженный трубчатый характер (см. рис. 3).

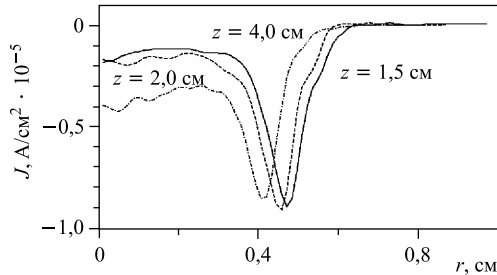


Рис. 3. Распределение плотности тока пучка в водородной плазме в трех сечениях

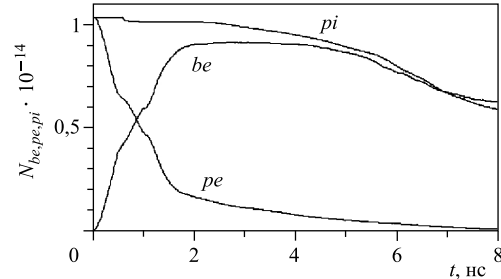


Рис. 4. Динамика числа ионов, пучковых и плазменных электронов в водородной плазме

При увеличении тока инжекции до $I_b = 100$ кА (средняя плотность электронов в пучке составляет $n_b = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) проходящий ток уменьшается примерно до $I_{ba} \approx 35$ кА из-за увеличения потерь пучковых электронов из плазмы, плотность которой несколько меньше средней плотности электронов в пучке. В то же время увеличение плотности плазмы до 10^{14} см^{-3} позволяет при инжектируемом токе $I_b = 100$ кА довести до конца камеры пучок с током $I_{ba} \approx 60$ кА, что уже в шесть раз превосходит I_A .

Ситуация коренным образом меняется, если плазма образована легкими (водород) ионами. При сохранении всех остальных условий ток транспортируемого пучка резко падает (с 40 до 15 кА), число ионов в камере также уменьшается из-за ухода на стенки (см. рис. 4). Качественное изменение поведения системы связано с изменением поперечных распределений плотностей электронов пучка и ионов. В приосевой области системы формируется ионный остов с увеличенной почти на порядок плотностью заряда по сравнению с однородной исходной. Аналогично ведет себя и плотность электронов пучка (рис. 5). Соответственно, вместо трубчатой конфигурации ток пучка также сосре-

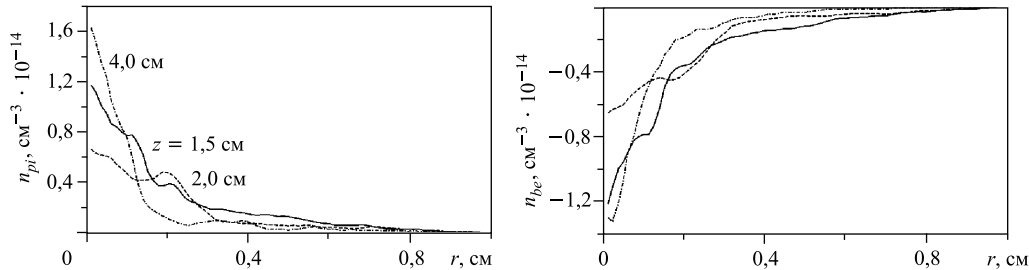


Рис. 5. Распределение плотности заряда плазменных ионов и электронов пучка по сечению

доточивается в приосевой области, а полный ток не превышает удвоенного альвеновского. С увеличением массы ионов процесс распада плазмы замедляется, однако даже для ионов Хе длительность транспортировки токов, существенно превышающих альвеновский, не превышает десятков наносекунд.

Работа поддержана РФФИ по гранту 09-02-00715.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hammer D. A., Rostoker N.* Propagation of High-Current Relativistic Electron Beams // *Phys. Fluids*. 1970. V. 13, No. 3. P. 1831–1850.
2. *Агафонов А. В. и др.* Распространение и фокусировка сильноточных электронных пучков в диэлектрических каналах // *Физика плазмы*. 1981. Т. 7, № 2. С. 267–275.
3. *Агафонов А. В. и др.* Частично-нейтрализованные сильноточные электронные пучки // *Физика плазмы*. 1988. Т. 14, № 5. С. 559–565.
4. *Озур Г. Е., Попов С. А., Федущак В. Ф.* Формирование узконаправленных низкоэнергетических высокоинтенсивных электронных пучков // *ЖТФ*. 2008. Т. 78, № 7. С. 103–110.
5. *Агафонов А. В.* Квазинейтральные двухкомпонентные системы // *Письма в ЭЧАЯ*. 2010. Т. 7, № 7(163). С. 793–797.