

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ГАЗЕ

К. В. Ходатаев

Особенности структуры релятивистского электронного пучка, наблюдаемые при его прохождении через газ, объясняются с помощью упрощенной кинетической модели.

В последнее время значительное внимание уделяется изучению свойств самофокусирующихся сильноточных электронных пучков, в частности, особенностей их распространения в газах.

Наблюдения показывают, что по окончании стартового процесса в объеме с газом, через который дрейфует пучок, устанавливается состояние, близкое к квазистационарному. Это позволяет получать интегральные во времени фотографии канала пучка, поскольку свечение фоновый газ обычно пропорционально плотности пучка.

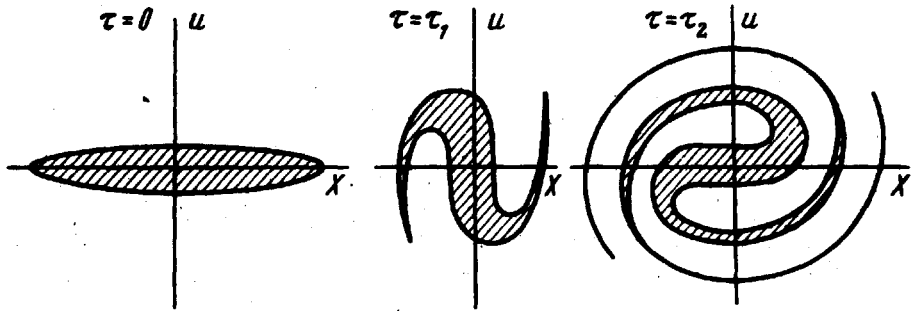


Рис. 1

В [1] на рис. 2, б приведены фотографии канала пучка, на которых отчетливо видно, как от основного канала отходят под острым углом лучи. Создается иллюзия будто часть электронов покидает основной канал. Как можно понять из [1], такая структура наблюдается в режиме полной компенсации объемного заряда пучка в отсутствие противотоков индукции. Здесь мы предлагаем объяснение этого явления, пользуясь упрощенной кинетической моделью.

Модель построена на следующих положениях: 1) парными столкновениями пренебрегается, электроны двигаются в интегральном самосогласованном магнитном поле пучка; 2) ток в пучке много меньше критического ($17 \gamma k a$, γ - релятивистский фактор электронов, и направлен по z , силы вдоль z малы и не учитываются; 3) пучок моноскоростной, процесс стационарен, т. е. функция распределения пучка имеет вид

$$\Phi = f(r_{\perp}, v_{\perp}, z) \delta(v_z - V_r). \quad (1)$$

Этой модели соответствуют уравнения

$$V_z \frac{\partial f}{\partial z} + v_{\perp} \nabla_{r_{\perp}} f + \frac{F_{\perp}}{\gamma m} \nabla_{v_{\perp}} f = 0, \quad (2)$$

$$\nabla F_{\perp} = -\nabla \frac{e}{c} V_r \times H_{\perp} = \frac{e}{c} V_z \nabla H_{\perp} = -\frac{4\pi}{c^2} e^2 V_z^2 \int_{-\infty}^{\infty} f d v_{\perp} \quad (3)$$

m , $-e$ — масса и заряд электрона ($e > 0$), c — скорость света, H — магнитное поле пучка.

Индексом \perp обозначены компоненты векторов, ортогональные z . Как нетрудно убедиться, нормировка (2) и (3) приводит к системе

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + u_{\perp} \nabla_{r_{\perp}} f + F_{\perp} \nabla_{v_{\perp}} f = 0 \quad (4)$$

$$\Delta_{r_{\perp}} U = \int_{-\infty}^{\infty} f d u_{\perp}, \quad F_{\perp} = -\nabla_{r_{\perp}} U.$$

Таким образом, трехмерная задача о стационарном состоянии пучка заряженных частиц в рамках сделанных предположений сводится к двумерной нестационарной задаче о поведении скопления гравитирующих тел. В одномерном плоском случае уравнения (4) решались Фейксом и др. [2] для изучения событий в периферийных зонах плоских галактик. На рис. 1 схематически изображено одно из полученных в [2] решений. Оно соответствует начальной (а в нашей трактовке граничной) функции распределения, которая, по-видимому, близка к реализуемой в эксперименте [1] на выходе инжектора. Функция $f(x, u, 0)$ (рис. 1, $\tau = 0$) далека от равновесного состояния, и система в собственном поле "тяготения" совершает колебательное движение. Вследствие неизохронности колебаний отдельных частиц на фазовой плоскости формируется фазовый портрет в виде двузаходной спирали (рис. 1, $\tau = \tau_1$), рукава которой вращаются на фазовой плоскости медленнее, чем прицентральный ρ .

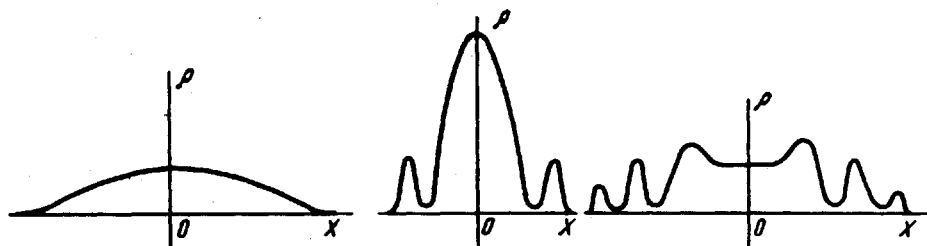


Рис. 2

(рис. 2, $\tau = 0$) соответственно с фазовой плотностью формируется монотонное распределение $\rho(x)$ с дополнительными максимумами, (рис. 2, $\tau = \tau_1$). Вращение фазового портрета с изменением τ , отражающее колебательный характер движения частиц, вызывает перемещение дополнительных максимумов в сторону больших x . При больших τ шаг спирали становится малым, а дополнительные максимумы трудно различимы ($\tau = \tau_2$).

Эта особенность решения, выявленная в плоском случае, безусловно проявится и в цилиндрическом. Самофокусировка и неизохронность колебаний приведет к образованию спирали и в этом случае. Это дает нам возможность объяснить образования боковых "стримов" как проявление описанного механизма.

По пространственному периоду появления очередной пары дополнительных максимумов можно судить о плотности тока в приосевой зоне пучка, а по остроте дополнительных максимумов — о величине разброса по скорости u при $r = 0$. Если этот разброс велик, то спиралевидная структура выражена слабо и дополнительные максимумы не образуются (см. рис. 2 работы [1]).

Важно отметить, что все электроны, совершая колебательное движение, не покидают канала пучка, как это может показаться из [1].

Описанная картина явления относится к случаю, когда плотность пучка при $r = 0$ падает к периферии. Как показывает расчет [2], случай с равномерной плотностью при $r = 0$ существенно отличается от рассмотренного. При аналитическом рассмотрении, пользуясь концепцией краевой частицы, можно свести динамику "холодного" пучка к уравнению вида:

$$x \frac{d^2 x}{dr^2} = -1$$

с соответствующим периодическим решением, подразумевающим однородность плотности пучка при любом r и изохронность колебаний всех частиц.

Однако, расчет [2] указывает на возникновение неустойчивостей, приводящих к разбиению пучка на отдельные стримы, колеблющиеся друг относительно друга, как самостоятельные образования. Линейность поля при этом нарушается и колебания стримов становятся неизохронными. Таким образом, в экспериментах с холодным инжектируемым пучком и однородной плотностью тока следует ожидать наблюдения стримов.

Поступила в редакцию
13 апреля 1973 г.
После переработки
19 июня 1973 г.

Литература

- [1] Л.Н.Казанский, А.А.Коломенский, В.М.Лихачев, Г.О.Месхи, Б.Н.Яблочков. Симпозиум по коллективным методам ускорения. ОИЯИ, Д9-6707, стр. 161, 1972; А.А.Коломенский, В.М.Лихачев, И.В.Синильщикова, О.А.Смит. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 153.
- [2] M.R.Feix et al. Symposium on computer simulation of plasma and many-body problems (NASA SP-153) Williamsburg, Virginia, 1967.