01;10

Однокомпонентный релятивистский электронный поток

© Л.Г. Дубас

Институт ядерного синтеза
Российского научного центра „Курчатовский институт“
E-mail: top1@bk.ru

Поступило в Редакцию 7 декабря 2005 г.

Рассмотрены две модели однокомпонентного релятивистского электронного потока, которые могут представлять интерес для практических приложений и которые по-разному описываются с точки зрения учета собственного магнитного поля. Так как в натурном эксперименте при прочих равных обстоятельствах реально может быть осуществлена только одна практическая ситуация, то одна из моделей является более или менее целесообразной.

PACS: 41.75.Ht

Интенсивные релятивистские электронные пучки, формируемые и фокусируемые в условиях пространственного заряда и генерируемые в различных ускоряющих устройствах, находят широкое применение в современных практических приложениях [1]. В данной работе будут рассмотрены две модели однокомпонентного интенсивного релятивистского электронного потока [2, с. 79 и 3], которые могут представлять интерес для вышеуказанных приложений и которые по-разному описываются с точки зрения учета собственного магнитного поля. Так как в натурном эксперименте реально может быть осуществлена только одна практическая ситуация, то одна из моделей является более или менее целесообразной. Собственное магнитное поле для заряженных частиц является дополнительным релятивистским фактором и поэтому его следует учитывать наряду с другим релятивистским фактором для энергии и скорости частиц. В противном случае можно ограничиться нерелятивистским приближением, так как погрешность, связанная с отсутствием учета собственного магнитного поля, противоположна по знаку погрешности, связанной с отсутствием учета релятивистского фактора для энергии, и превышает ее. Здесь следует заметить, что для обоснования применимости модели однокомпонентного релятивистского потока без учета собственного магнитного поля [2, с. 79] вместо нерелятивистской модели используется приближение сильного ускоряющего поля, и в этом случае сомнительным представляется именно применение этого приближения в данном конкретном случае

Для понимания этой теоретической ситуации выбора реальной модели потока следует более подробно остановиться на другой приближенной модели однокомпонентного потока [3], где в релятивистской асимптотике с учетом собственных полей в первом приближении изложены характеристики потока в квадратурах. В этом приближении величина первеанса для цилиндрического потока изменяется обратно пропорционально квадрату релятивистского фактора.

$$P_2 \sim \gamma^{-2}, \tag{1}$$

где P_2 — первеанс однокомпонентного потока, γ — релятивистский фактор для энергии.

Более точные представления о первеансе однокомпонентного потока могут быть получены при переходе от первого параксиального приближения ко второму. При этом появляются неоднородность плотности тока, извлекаемого с эмиттера, и нелинейность трубок тока в заданной системе координат, которая приводит к перераспределению неоднородности плотности тока в поперечном сечении потока на коллекторе. Если во втором параксиальном приближении ограничиться рассмотрением приближения, когда имеется слабая неоднородность плотности тока пучка и слабая нелинейность трубок тока, тогда интегральная характеристика для тока, извлекаемого с эмиттера, определяется формулой, изложенной в [4], которая с инженерной точностью (< 0.15) может иметь следующий вид:

$$J = 2.333\left[\frac{\mu A}{V^{3/2}}\right]\frac{\pi r^2}{z^2}\,\frac{\left(U+\frac{U^2}{2U_1}\right)^{3/2}}{\left(1+\frac{U}{U_1}\right)}\,\frac{9F^2}{2\pi}; \qquad 1 > F \geqslant \sqrt{\frac{2\pi}{9}} > 0.83;$$

$$P = \frac{r^2}{4\pi z^2}F^2; \quad J = P\,\frac{4\pi J_1\left(\frac{2U}{U_1}+\frac{U^2}{U_1^2}\right)^{3/2}}{\left(1+\frac{U}{U_1}\right)}; \quad P = \frac{J}{4\pi J_1\gamma^2\beta^3}; \tag{2}$$

$$F = \frac{\sqrt{2\pi}}{2}\sqrt[4]{(p^2+1)}\sqrt{\frac{p}{\operatorname{arctg} p}}\left[\frac{1}{1+\sqrt{1+p^2}}+\frac{1}{6}\left(\frac{\operatorname{arctg} p}{p}\right)^2\right];$$

$$F(U=\infty)=1;\quad p=\sqrt{\frac{2U}{U_1}+\left(\frac{U}{U_1}\right)^2};\quad \gamma=\left(1+\frac{U}{U_1}\right);\quad \beta=\frac{p}{\gamma},$$

где P — безразмерный релятивистский первеанс; F — поправка к первеансу; J, U — ток и энергия электронов пучка;

$$U_1=511.02\,\text{keV};\qquad J_1=1.356\,\text{kA}.$$

В приведенной формуле удобно ввести безразмерную величину первеанса

$$P=\frac{J}{4\pi J_1\gamma^2\beta^3};\qquad 4\pi J_1=17.04\,\text{kA},\tag{3}$$

где β — релятивистский фактор для скорости.

Для уточнения полученной формулы для плотности тока, извлекаемого из сплошного эмиттера, для электронов, стартующих с нулевой скоростью, был проведен численный эксперимент по формированию сплошного аксиально-симметричного цилиндрического релятивистского электронного потока посредством использования метода трубок тока. Для численного моделирования использовалась простейшая электронная пушка, включающая катод, фокусирующий электрод и анод. Геометрия электродов аксиально-симметричной пушки эмпирически подбиралась подбором углов наклона электродов и межэлектродных расстояний с целью получения для огибающих электронного пучка практически прямолинейных трубок тока. Аппроксимацию эмпирической зависимости плотности тока, извлекаемого из эмиттера электронов, стартующих с нулевой скоростью, от поперечной координаты будем искать в форме следующего выражения, в виде разложения в некоторый ряд:

$$j_0=j_z\Big(1+\sum_k a_k r^{2k}\Big),\tag{4}$$

где a_k — коэффициенты разложения в ряд; j_z — плотность тока внутри электронного потока; j_0 — плотность тока электронов, стартующих на эмиттере.

Для приближенного расчета можно ограничиться первыми двумя членами в указанном разложении в ряд. В частном случае из результатов численного моделирования для формирования сплошного аксиально-симметричного цилиндрического электронного потока с током пучка 400 A при ускоряющем напряжении 1000 kV посредством использования метода трубок тока получаем следующее выражение:

$$j_0 \simeq j_z \left(1 + 0.36 \left(\frac{r}{a}\right)^4 - 0.2 \left(\frac{r}{a}\right)^8\right); \quad j_z = j_0(r = 0); \quad 0 \leqslant r \leqslant a; \tag{5}$$

где r — поперечная радиальная координата, $2a$ — диаметр пучка.

Погрешность интегральной характеристики тока определяется при интегрировании плотности тока по поперечному сечению:

$$\frac{\int j_0 r\, dr - \int j_z r\, dr}{\int j_z r\, dr} \simeq 0.08. \tag{6}$$

Рассмотрим теперь более подробно другую модель одномерного потока [2], где пучок рассматривается в приближении отсутствия собственного магнитного поля. Это представление справедливо в системе из двух пучков для двухкомпонентного потока заряженных частиц, когда полный ток в системе равен нулю в приближении отсутствия двухпучковой неустойчивости. В этом приближении и в релятивистской асимптотике величина первеанса для цилиндрического потока изменяется обратно пропорционально релятивистскому фактору:

$$P_1 \sim \gamma^{-1}, \tag{7}$$

где P_1 — первеанс одномерного потока.

Таким образом, получаем, что решения (1) и (7) противоречат друг другу в релятивистской асимптотике, если они относятся к однокомпонентному потоку заряженных частиц при прочих равных условиях. В нерелятивистской асимптотике противоречие отсутствует, и аналогичные решения совпадают между собой и совпадают с известным решением Пирса [5]. Противоречие снимается, если противопоставляются разные однокомпонентные и двухкомпонентные потоки в различных электронно-лучевых устройствах.

Список литературы

[1] *Гинзбург Н.С., Розенталь Р.М., Песков Н.Ю., Аржанников А.В., Синицкий С.Л.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 12. С. 58–61.

[2] *Сыровой В.А.* Введение в теорию интенсивных пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 2004. 488 с.

[3] *Дубас Л.Г.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 12. С. 123–126.

[4] *Дубас Л.Г.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 12. С. 147–148.

[5] *Pierce J.R.* // Applied Phys. 1940. V. 11. P. 548–554.