

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РЭП В ПЛОТНОМ ГАЗЕ

А.Е. Наурызбаев, Г.А. Сорокин

*Численно исследовано распространение квазистационарного релятивистского электронного пучка (РЭП) в газе с учетом многократного рассеяния электронов на атомах газа. Полученные результаты сопоставлены с решением уравнения огибающей.*

Одной из первых и простых попыток описать динамику РЭП в газе является уравнение огибающей /1/, полученное аналитически в предположении об автомодельном изменении профиля плотности тока пучка. Для более адекватного описания процесса распространения РЭП в среде используются численные методы /2-5/. Вместе с тем, в /2,3/ пренебрегалось рассеянием пучка электронов в газе, что сужает область применимости полученных в этих работах результатов.

В настоящей работе используется разработанная в /4,5/ модель, учитывающая многократное рассеяние релятивистских электронов на ядрах и электронах среды.

В цилиндрической геометрии в параксиальном приближении ( $|V_r|, |V_\varphi| \ll V_z$ , где  $V_r, V_\varphi, V_z$  — компоненты скорости частицы пучка  $V$ ) рассматривается распространение вдоль оси  $z$  осесимметричного, скомпенсированного по заряду и нескомпенсированного по току квазистационарного ( $V_z \cong V = \text{const}$ ) РЭП. В отсутствие внешних полей динамика пучка полностью определяется его собственным магнитным полем и процессами рассеяния электронов РЭП в газе.

Пучок моделируется набором макрочастиц. Уравнения движения для частицы с номером  $i$  имеют вид

$$\frac{d^2 r_i}{dt^2} = - \frac{e\beta B(r_i)}{\gamma_i m} + \frac{1}{r_i^3} \left( \frac{M_i}{\gamma_i m} \right)^2 + \chi_i, \quad (1)$$

где  $i = 1, 2, \dots, N$  — номер частицы,  $B(r) = 2I_b(r)/rc$  — собственное азимутальное магнитное поле пучка,  $I_b(r)$  — ток пучка на расстоянии  $r$  от оси,  $M = \gamma m r V_\varphi$  — азимутальный момент (инвариантная величина в отсутствие рассеяния),  $e$  и  $m$  — заряд и масса покоя электрона,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор,  $\beta = V/c$  — безразмерная скорость,  $c$  — скорость света,  $\chi$  — случайная сила, связанная с рассеянием.

Многократное рассеяние пучка электронов в газе моделировалось следующим образом. При кулоновском взаимодействии электронов РЭП с электронами и ядрами атомов газа отклонение электрона на большой угол происходит вследствие множества элементарных актов рассеяния на малые углы /6/. На длине  $\Delta z$  приращение квадрата поперечной скорости

$$\Delta V_\perp^2 = a(\rho, q, \gamma) \Delta z, \quad (2)$$

где  $a$  — "одночастичный" коэффициент пропорциональности, зависящий от плотности среды  $\rho$ , заряда и энергии рассеиваемой быстрой частицы  $q$  и  $\gamma$ . Можно ввести длину рассеяния пучка  $L$ , определив ее соотношением

$$a = V_0^2/L, \quad (3)$$

где  $V_0^2$  — средний квадрат поперечной скорости частиц пучка с равновесной (беннетовской) поперечной температурой. Введенная таким образом длина рассеяния совпадает с длиной рассеяния в уравнении огибающей /1/. Величина  $L$  (через  $V_0^2$ ) зависит от тока пучка. При конкретной реализации модели рассеяние

на каждом шаге численного интегрирования уравнений движения моделировалось набором независимых нормальных случайных приращений к радиальным скоростям и моментам частиц, удовлетворяющих условиям (2) и (3).

В расчетах в качестве начального условия выбирался беннетовский профиль плотности тока пучка  $J_B(r) = I_b/\pi R_0^2(1 + r^2/R_0^2)^2$ . В качестве радиуса РЭП выбирался радиус, ограничивающий половину тока пучка. Использовалась нормировка  $R_0 = R(z=0) = 1$ . Продольная координата  $z$  и длина рассеяния  $L$  нормировались на волновое число бетатронных колебаний  $k = \sqrt{2I_b/I_A}/R_0$ , где  $I_A = mc^3\gamma\beta/e$  — ток Альфвена.

Приведем результаты расчетов в случае слабого рассеяния, когда минимальная длина волны бетатронных колебаний  $\lambda = 2\pi/k$  меньше длины рассеяния ( $L = 10$ ). Отметим, что в рассмотренных вариантах при изменении радиуса пучка профиль плотности тока оставался беннетовским с точностью до статистических флуктуаций, связанных с конечным числом макрочастиц ( $N \sim 10^3$ ).

При сжатии "холодного" пучка (начальная поперечная температура которого меньше равновесной,  $T_{\perp}/T_0 = 0,5$ ) в районе первого фокуса происходил заметный отрыв радиальной температуры  $T_r$  от азимутальной  $T_a$  ( $T_r > T_a$ ) и хотя в дальнейшем на длинах  $Z \gg L$  разница между  $T_r$  и  $T_a$  уменьшалась, двухтемпературность сохранялась до конца расчетов. Рассеяние начинало заметно сказываться на длинах  $z \sim L$  и пучок, нагреваясь, расширялся (рис. 1а). Сравнение с решением уравнения огибающей показывает его совпадение с результатами численного расчета вплоть до первого фокуса. В дальнейшем фазовое перемешивание траекторий частиц (не учитываемое при выводе уравнения огибающей) приводит к быстрому затуханию колебаний пучка и более медленному расширению.

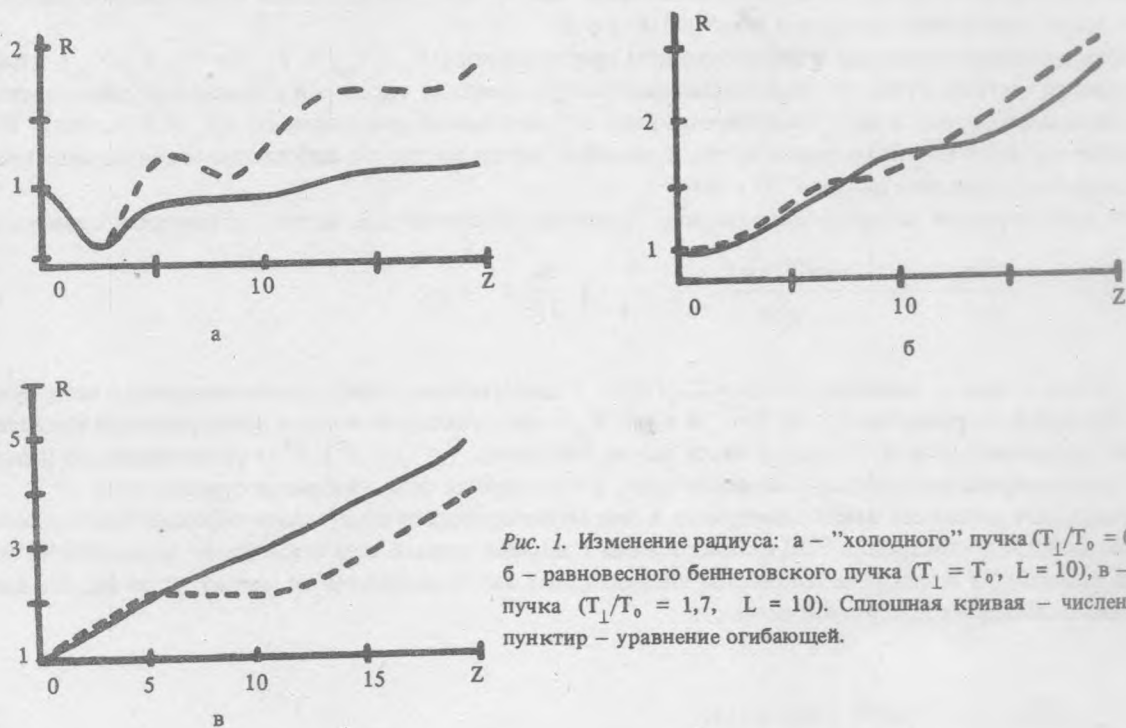


Рис. 1. Изменение радиуса: а — "холодного" пучка ( $T_{\perp}/T_0 = 0,5$ ,  $L = 10$ ), б — равновесного беннетовского пучка ( $T_{\perp} = T_0$ ,  $L = 10$ ), в — "горячего" пучка ( $T_{\perp}/T_0 = 1,7$ ,  $L = 10$ ). Сплошная кривая — численный расчет, пунктир — уравнение огибающей.

Расширение пучка, начальное состояние которого является равновесным ( $T_{\perp} = T_0$ ), происходит в согласии с уравнением огибающей (рис. 1б). Небольшие отклонения, связанные со статистическими флуктуациями в начальном распределении макрочастиц по радиусу и скоростям, а также в актах рассеяния, уменьшаются при увеличении числа макрочастиц. В расчетах наблюдался отрыв радиальной температуры от азимутальной на длине  $z \sim L$ , причем разница  $T_r$  и  $T_a$  возрастала при увеличении  $z$ .

Расширение "горячего" пучка ( $T_{\perp}/T_0 = 1,7$ ) на начальном этапе сопровождалось его охлаждением, но затем начинало сказываться рассеяние и наблюдалось возрастание поперечной температуры. Фазовое перемешивание в этом случае приводило к отсутствию колебаний пучка и его более быстрому расширению по сравнению с уравнением огибающей (рис. 1в).

Распространение двухтемпературного "горячего" пучка ( $T_r/T_a = 2,2$ ,  $T_l/T_0 = 1,6$ ) происходило аналогичным образом, причем двухтемпературное распределение сохранялось до конца расчетов.

Таким образом, проведенное исследование динамики РЭП в плотном газе показало, что уравнение огибающей хорошо согласуется с результатами численного моделирования при равновесной инжекции пучка в газ. Эффекты фазового перемешивания приводят к быстрому затуханию колебаний пучка и, соответственно, к отличию от решения уравнения огибающей для неравновесных начальных условий.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lee E. P., Cooper R. K. Part. Accel., 7, 83 (1976).
2. Грудницкий В. Г., Подобрывев В. Н., Рыгалин В. Н. В кн. "Коллективные методы ускорения и пучково-плазменные взаимодействия". М., РИАН СССР, 1982, с. 141.
3. Власов М. А., Денисова И. П., Никонов С. В. РЭ, 29, 1595 (1984).
4. Норман Г. Э. и др. В кн. "Синтез соединений в плазме, содержащей углеводороды". М., ИНХС АН СССР, 1985, с. 33.
5. Глазычев Л. В., Сорокин Г. А. ТВТ, 25, № 3 (1987).
6. Абрамян Е. А., Альтеркоп Б. А., Кулешов Г. Д. Интенсивные электронные пучки. М., Энергоатомиздат, 1984.

Поступила в редакцию 3 апреля 1987 г.