

01; 10  
© 1992 г.

## ДИНАМИКА РЭП В СРЕДЕ С ТОРМОЖЕНИЕМ

Л. В. Глазычев, Г. Ю. Куревлев, Е. Р. Надеждин, Г. А. Сорокин

Модифицирована система моментных уравнений, использованная для вывода уравнения огибающей РЭП Ли и Купером. Результирующее измененное уравнение огибающей позволяет правильно описать процессы ионизационного и радиационного торможения частиц пучка. Предсказано существование участка сжатия РЭП в случае, когда длина радиационного торможения существенно меньше длины рассеяния. Численные расчеты квазиравновесного распространения РЭП качественно подтверждают полученные аналитические результаты, однако количественное согласие в связи с возникновением сильного разброса электронов по энергиям наблюдается не всегда.

## Введение

При распространении в среде релятивистская частица теряет энергию в процессах радиационного торможения, ионизации и возбуждения среды. Эти же процессы имеют место при распространении пучка заряженных частиц в условиях самофокусировки. В настоящее время наиболее полно исследована динамика самософокусированного релятивистского электронного пучка (РЭП) с учетом многократного рассеяния. Получены линейные уравнения типа уравнения огибающей, описывающие динамику среднеквадратичного радиуса РЭП [1]. В широком диапазоне значений мощности пучка построены интерполяционные формулы для длины рассеяния РЭП [2]. Созданы экономичные численные модели, учитывающие рассеяние [2-4]. Между тем влияние торможения частиц пучка на динамику РЭП изучено недостаточно, хотя в отдельных случаях показано, что его учет необходим для согласия расчетных и экспериментальных результатов [5]. Отметим, что способ учета таких процессов в [1] приводит к неверным результатам.

В рамках модели [1] учитывается лишь изменение продольного импульса частиц при торможении, приводящее при сохранении поперечных скоростей к росту поперечного углового разброса (рис. 1, а). Физически это может соответствовать, например, торможению пучка в продольном электрическом поле. Если при этом пучок теряет энергию  $\Delta\epsilon$ ,

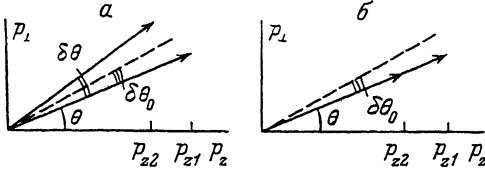


Рис. 1. Изменение продольных импульсов и углового разброса при торможении в продольном поле (а) и при радиационном торможении (б).

$\delta\theta_0$  — изменение равновесного значения углового разброса.

то возрастание углового разброса  $\Delta\theta^2 = -2\theta^2 \Delta\gamma/\gamma$  превышает возрастание равновесного значения, соответствующего балансу собственного давления пучка и магнитного сжатия,  $\Delta\theta_0^2 = \Delta(I_b/I_A) = -\theta_0^2 \Delta\gamma/\gamma$ , где  $I_b$  — ток пучка,  $I_A$  — ток Альфвена, т.е. пучок при торможении в продольном поле расширяется.

Другая ситуация имеет место при радиационном торможении РЭП. Поскольку набор угла в акте испускания фотона мал [6], т.е.  $\Delta\theta^2 \approx 0$ , а значение равновесного угла по-прежнему возрастает, то пучок фактически охлаждается и должен сжиматься. Таким образом, для правильного учета торможения РЭП в среде нужно использовать численные модели либо модифицировать модель огибающей [1].

В первом разделе данной работы получены моментные уравнения, учитывающие торможение и рассеяние РЭП при его взаимодействии со средой. В отличие от [1] предполагалось, что сила торможения, действующая со стороны частиц среды на частицы пучка, направлена строго против скорости частицы пучка. Однако, как и в [1], считалось, что релятивистские факторы частиц пучка в любом его поперечном сечении одинаковы, т.е. торможение РЭП учитывается только в среднем. Трудности учета эффективного разброса в рамках модели огибающей показаны в [7]. Предпочтительными при этом становятся методы прямого численного моделирования.

Решения уравнения в автомодельном приближении показывают, что как в цилиндрической, так и в плоской геометрии радиационное торможение пучка приводит при определенных соотношениях параметров к сжатию пучка с его последующим расширением. Этот результат качественно расходится с результатом, следующим из работы [1], где участок сжатия пучка отсутствует.

Для проверки этих выводов использовалась двумерная стационарная численная модель динамики РЭП, основанная на методике крупных частиц [3-5], модифицированная для учета процессов торможения. Описание модели, результаты расчетов и их обсуждение приведены во втором разделе данной работы. Расчеты показали, что выводы теории на качественном уровне соответствуют результатам численного моделирования. Количественное различие связано с возникновением большого разброса по массам в поперечном сечении РЭП при его резком торможении.

Отметим, что тестовые расчеты, в которых энергия всех частиц пучка уменьшалась одинаково, т.е. исключался разброс по энергиям, показали хорошее согласие с теорией при любых соотношениях параметров, характеризующих рассеяние и торможение.

Рассмотрим РЭП, распространяющийся в направлении  $+z$  цилиндрической системы координат  $(r, \theta, z)$ . Считаем движение частиц пучка параксиальным. Запишем, следуя [1], уравнение движения частицы пучка в виде

$$\dot{\mathbf{p}} = q \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) + \delta \mathbf{F}, \quad (1)$$

где  $q$ ,  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{v}$  — заряд, импульс и скорость частицы;  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  — напряженности электрического и магнитного полей.

Силу взаимодействия частицы со средой представим в виде суммы сил  $\delta \mathbf{F} = \delta \mathbf{F}_s + \delta \mathbf{F}_i + \delta \mathbf{F}_r$ , где сила  $\delta \mathbf{F}_s$  соответствует процессам малоуглового кулоновского рассеяния в столкновениях с малой передачей энергии (при больших значениях прицельного параметра); сила  $\delta \mathbf{F}_i$  отвечает за процессы ионизационного торможения в столкновениях с передачей энергии, достаточной для ионизации частицы среды; сила  $\delta \mathbf{F}_r$  соответствует процессам тормозного излучения, сопровождающимся большим сбросом энергии в одном акте взаимодействия (вплоть до начальной энергии релятивистской частицы) и относительно малым углом рассеяния ( $\sim \gamma^{-1}$ ) [5].

Таким образом, основной вклад в торможение частицы вносят процессы, связанные с излучением и ионизацией, а среднеквадратичный угол рассеяния частицы в основном определяется малоугловым рассеянием. При этом силу торможения можно считать направленной строго против скорости частицы, а ее абсолютную величину брать из справочных данных по средним потерям энергии [6].

$$\delta \mathbf{F}_i + \delta \mathbf{F}_r = \frac{mv}{\beta^2} \dot{\gamma}_{br} = \frac{mv}{\beta c} \left( -U_i - \frac{\gamma}{L_r} \right), \quad (2)$$

где радиационная длина  $L_r$  определена соотношением  $L_r^{-1} = 4\pi nZ \times (Z + 1) \alpha r_0^2 \ln(183Z^{-1/3})$ ,  $n$  и  $Z$  — концентрация и заряд ядер среды,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $r_0$  — классический радиус электрона.

Ионизационные потери  $U_i$  удобно представить в виде константы с размерностью длины  $U_i = L_i^{-1} = 4\pi nZ(Z + 1) r_0^2 \lambda$ , где кулоновский логарифм  $\lambda \sim 10$  определяет слабую зависимость от сорта газа и энергии залегающего электрона.

Поперечные компоненты (1) запишем в виде

$$\frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \mathbf{v}_\perp + \dot{\mathbf{v}}_\perp + \omega_B^2 \mathbf{r} + \omega_c \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{v}_\perp + \frac{1}{2\gamma} \frac{d}{dt} (\gamma \omega_c) \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{r} = \frac{\delta \mathbf{F}_\perp}{\gamma m}, \quad (3)$$

где  $\omega_c = qB_z/\gamma m$  — циклотронная частота частиц пучка во внешнем продольном однородном магнитном поле  $B_z$ ,  $\omega_B^2 = (q\beta c B_\theta - E_r)/\gamma m$  —

квадрат частоты бетатронных колебаний,  $\hat{z}$  — единичный вектор в направлении  $+z$ .

Домножая это уравнение скалярно на  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{v}_\perp$  и векторно на  $\mathbf{r}$ , усредняя полученные уравнения по частицам, получим в параксиальном приближении систему уравнений

$$\dot{\gamma} V^2 + \frac{d}{dt} \frac{V^2}{2} + \frac{U}{R^2} \frac{d}{dt} \frac{R^2}{2} + \frac{1}{2\gamma} \frac{d}{dt} (\gamma \omega_c) L = \overline{\frac{\mathbf{v}_\perp \cdot \delta \mathbf{F}_\perp}{\gamma m}}, \quad (4)$$

$$\dot{\gamma} \frac{d}{dt} \frac{R^2}{2} + \frac{d^2}{dt^2} \frac{R^2}{2} - V^2 + V - \omega_c L = \frac{1}{\gamma m} \overline{\mathbf{r} \times \delta \mathbf{F}_\perp}, \quad (5)$$

$$\dot{\gamma} L + \dot{L} + \omega_c \frac{d}{dt} \frac{R^2}{2} + \frac{1}{2\gamma} \frac{d}{dt} (\gamma \omega_c) R^2 = \frac{\hat{z}}{\gamma m} \overline{\mathbf{r} \times \delta \mathbf{F}_\perp}, \quad (6)$$

где  $\bar{f} = N^{-1} \sum_{l=1}^N f_l$  ( $N$  — число частиц в данном сегменте пучка),  $R^2 = \overline{r^2}$ ,  $V^2 = \overline{v_\perp^2}$ ,  $L = l$ ,  $l = (\mathbf{r} \times \mathbf{v}_\perp) \cdot \hat{z} = r v_\theta$ ,  $V = \overline{\omega_\beta^2 r^2}$ ,  $\gamma$  — релятивистский фактор частицы пучка.

Уравнение для него получается скалярным умножением (1) на скорость частицы и усреднением по частицам в поперечном сечении пучка

$$mc^2 \dot{\gamma} = qc\beta \overline{E_z} + \overline{\mathbf{v} \cdot \delta \mathbf{F}}. \quad (7)$$

Отличие данной системы моментных уравнений от полученной в [1] состоит в учете вклада силы торможения (2) в уравнения (4)–(6). В [1] считалось, что сила торможения не имеет поперечных компонент и направлена против направления движения пучка как целого. При этом правые части (5), (6) отсутствуют, а правая часть (4) обусловлена только силой  $\delta F_s$ .

Как отмечалось еще в [1], усреднение в (4)–(7) может быть проведено лишь при условии, что масса всех частиц в поперечном сечении пучка одинакова. Полученная система может описать лишь торможение пучка как целого, поэтому в (7) приходится заменять случайную силу детерминированной с теми же средними характеристиками.

Вычисление правых частей системы производится с учетом (2) и определения средних величин  $R$ ,  $V$ ,  $L$ . Средние в левой части вычислены в [1]. Использовано автомодельное приближение: считается, что пучок сохраняет вид радиального распределения плотности тока, которое определяется одним параметром — радиусом пучка  $R$ . При этом  $V = \beta^2 c^2 \Gamma I_b / I_A$ , а множитель  $\Gamma = \kappa_m - \kappa_e \beta^{-2}$  определяется через коэффициенты зарядовой и токовой компенсации  $\kappa_e$ ,  $\kappa_m$ , которые по предположению не зависят от радиуса и определяются через полную плотность заряда и тока в системе соотношениями  $\rho = \kappa_e \rho_b$ ,  $J = \kappa_m J_b$ . Окончательно получим систему уравнений

$$\left(\dot{\gamma} - \frac{\dot{\gamma}_{br}}{\gamma\beta^2}\right)V^2 + \frac{d}{dt} \frac{V^2}{2} + \frac{V}{R^2} \frac{d}{dt} \frac{R^2}{2} + \frac{1}{2\gamma} \frac{d}{dt} (\gamma\omega_c)L = \frac{\epsilon'}{\gamma m}, \quad (8)$$

$$\left(\dot{\gamma} - \frac{\dot{\gamma}_{br}}{\gamma\beta^2}\right) \frac{d}{dt} \frac{R^2}{2} + \frac{d^2}{dt^2} \frac{R^2}{2} - V^2 + U - \omega_c L = 0, \quad (9)$$

$$\left(\dot{\gamma} - \frac{\dot{\gamma}_{br}}{\gamma\beta^2}\right)L + \dot{L} + \omega_c \frac{d}{dt} \frac{R^2}{2} + \frac{1}{2\gamma} \frac{d}{dt} (\gamma\omega_c)R^2 = 0, \quad (10)$$

$$\dot{\gamma} = \frac{q\beta}{mc} E_z + \dot{\gamma}_{br}, \quad (11)$$

где  $\epsilon' = m^{-1} \overline{v_{\perp} \cdot \delta F_s}$ .

Малоугловое рассеяние не дает вклада в уравнения (9), (10) в силу изотропии, а его вкладом в (11) мы пренебрегли. Новые члены с  $\dot{\gamma}_{br}$  в ультрарелятивистском пределе компенсируют первые члены уравнений (8)–(10), так что в системах без магнитного поля  $\dot{\gamma}$  вообще не входит в уравнения.

Получим уравнение для квазистатического расширения пучка, полагая для простоты равным нулю внешнее магнитное поле. Подставим выражение для  $V^2$  из (9) в (8), считая, что временной масштаб изменения переменных  $\pi$  велик по сравнению с обратной частотой бетатронных колебаний  $\omega_{\beta}^2 \pi^2 \gg 1$ , пучок полностью компенсирован по заряду и не компенсирован по току ( $\Gamma = 1$ ), а торможение РЭП обусловлено только радиационными потерями. В ультрарелятивистском пределе получим уравнение

$$\frac{d}{dt} \ln (RV^{1/2}) = \frac{\epsilon'}{\gamma m U}. \quad (12)$$

Пренебрегая логарифмической зависимостью  $\epsilon'(\gamma)$ , получим

$$R^2 = R_0^2 \exp \left\{ \frac{L_r}{L} \left( e^{z/L_r} - 1 \right) - \frac{z}{L_r} \right\}, \quad (13)$$

где длина рассеяния  $L$  определена соотношением [1]  $L^{-1} = 8\pi nZ(Z + 1)r_0^2 \Lambda_1 / (\gamma_0 \beta_0^3 \nu)$ ,  $\nu$  — параметр Будкера (ток, деленный на 17 кА),  $\gamma_0$  — значение релятивистского фактора у инжектора  $\gamma_0 = \gamma|_{z=0}$ .

Тонкости, связанные с вычислением кулоновского логарифма  $\Lambda_1$ , подробно рассмотрены в работе [2], где получена аппроксимационная формула для длины рассеяния в широком диапазоне мощностей пучка. Приведенное здесь соотношение удобно при сопоставлении вкладов процессов рассеяния и торможения  $L/L_i/L_r \sim \gamma\beta^3 \nu / \gamma \alpha^{-1}$ .

В пределе  $L_r \rightarrow \infty$  соотношение (13) переходит к известной асимптотике Нордзика  $R^2 R_0^2 e^{z/L}$  [1]. Вводя параметр  $\xi = L_r/L$ , получим при  $\xi > 1$  монотонное расширение пучка. При  $\xi \ll 1$  пучок сжимается вплоть до дистанций  $z = -L_r \ln \xi$ , а далее быстро расширяется. Таким образом, хотя при  $\xi = 0$  пучок непрерывно сжимается  $\sim \exp(-z/2L_r)$ , при любом конечном  $\xi$  участок сжатия пучка относительно невелик.

В случае плоского пучка уравнение для квазистационарного расширения РЭП выглядит так же, как и для цилиндрического (12), однако иначе определено значение  $U = 2\sqrt{3} i\beta^2 c^2 R/I_A$ , где  $i$  — удельный (на единицу ширины) ток РЭП. При этом

$$R = R_0 \left\{ 1 + \frac{\xi}{4} \left[ \exp\left(\frac{4z}{3L_r}\right) - 1 \right] \right\} \exp\left(-\frac{z}{3L_r}\right), \quad (14)$$

что также даже при  $\xi \ll 1$  дает сжатие пучка лишь до дистанций

$$z = \frac{3}{4} L_r \ln \left( \frac{4}{3\xi} - \frac{1}{3} \right),$$

а затем пучок расширяется с характерным пространственным масштабом  $L_r$ . Учет торможения в рамках модели [1] не дает такого участка сжатия пучка.

## 2. Результаты численного моделирования

Для проверки полученных уравнений использовалась двумерная численная модель динамики стационарного РЭП, включающая многократное рассеяние  $[3^{-5}]$ . Хотя в данной работе приведены результаты расчетов только для цилиндрического пучка, такие же расчеты проводились и для ленточного пучка, для которого уже на нестационарной модели исследовалось влияние рассеяния и торможения РЭП на развитие резистивной шланговой неустойчивости. Эти результаты будут представлены отдельно. При включении в расчеты радиационных потерь транспортное сечение радиационного торможения частиц аппроксимировалось прямоугольной функцией, что обеспечивалось равномерным распределением вероятности потерь энергии от собственной до минимальной. Весь процесс реализовывался с помощью датчиков случайных чисел (причем в случае плоской геометрии задачи с симметризацией относительно центра масс, как и рассеяние в  $[4]$ ). Для обеспечения сходимости расчетов необходимо было выводить из рассмотрения частицы с величиной  $\gamma$ , меньшей критической, когда их собственная длина бетатронных колебаний становилась столь малой, что при используемом пространственном шаге сетки схема теряла точность. Доля таких частиц была невелика, что контролировалось повторением расчетов с вдвое меньшим шагом пространственной сетки.

Результаты расчетов представлены на рис. 2, 3. Используются следующие нормировки:  $\tilde{R} = R(z)/R_0$ ,  $(\tilde{z}, \tilde{L}_r, \tilde{L}) = (z, L_r, L)/\lambda_{\beta 0}$ , где

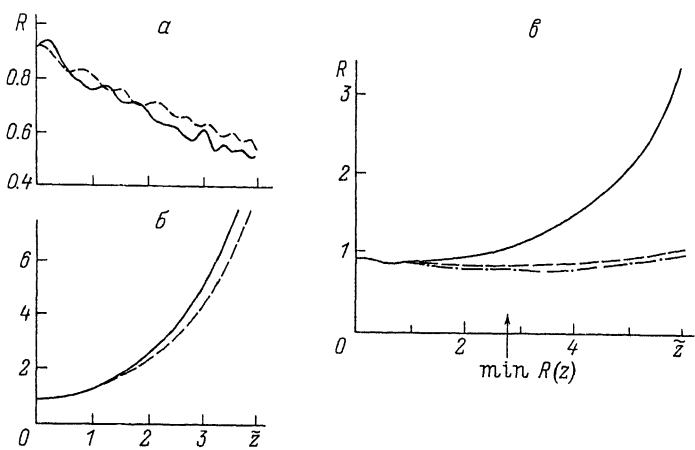


Рис. 2. Динамика нормированного на начальный радиус, заключающего половину тока РЭП.

Сплошные кривые — численное моделирование, пунктир — расчет по обгибающей.  $\tilde{L} = 4, \tilde{L} = \infty$  (а), 1 (б), 8 (в). Штрихпунктир (в) — результат моделирования, в котором все частицы пучка одинаково теряли энергию в соответствии со значением  $\tilde{L}_r$ :  $\gamma = \gamma_0 \exp(-\tilde{z}/\tilde{L}_r)$ .

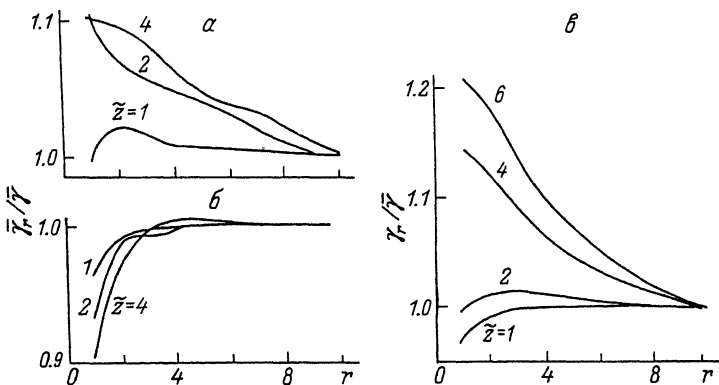


Рис. 3. Зависимость отношения средней энергии частиц пучка в круге радиуса  $r$  к средней энергии частиц пучка в данном сечении.

Цифры у кривых — значения  $\tilde{z}$ ;  $\tilde{L}_r = 4; \tilde{L} = \infty$  (а), 1 (б), 8 (в)

$\lambda_{\beta 0} = \pi R_0 \sqrt{2I_{A0}/I_b}$  — длина волны бетатронных колебаний частиц, находящихся вблизи оси пучка у инжектора; индекс 0 относится к величинам, взятым при  $z = 0$ ;  $\gamma$  нормирована на  $\gamma_0$ . В расчетах считалось, что пучок распространяется в трубе дрейфа с радиусом  $R_T = 10R_0$ . Профиль плотности тока пучка у инжектора беннетовский  $J_{b0}(r) = \kappa(1 + r^2/R_0^2)^{-2}$  ( $I_{b0}/\pi R_0^2$ ) с множителем  $\kappa = 1.06$ , возникающем из-за обре-

зависимости плотности тока пучка на  $r_{\max} = 4R_0$ . В расчетах использовалось до  $10^4$  частиц при минимальном шаге  $\Delta \tilde{z} = 1/384$ .

Выводы теории на качественном уровне правильно описывают результаты численного моделирования. Для удобства на рис. 2 пунктиром нанесен расчет радиуса пучка по уравнению огибающей (12). Так, в модельном случае  $\xi = 0$  (на рис. 2, а  $\tilde{L}_r = 4$ ,  $\tilde{L} = \infty$ ) пучок в соответствии с предсказанием теории непрерывно сжимается (небольшие колебания радиуса связаны с неточным заданием его равновесного значения у инжектора). При  $\xi \gg 1$  (на рис. 2, б  $\tilde{L}_r = .4$ ,  $\tilde{L} = 1$ ) пучок непрерывно расширяется из-за рассеяния. В обоих случаях наблюдается хорошее количественное согласие расчетов с теорией. Отметим, что это происходит, несмотря на возникновение в процессе распространения пучка большого разброса по массам (порядка единицы, при  $\tilde{L}_r = 4$  средний сброс энергии на  $\tilde{z} = 4$  в  $e = 2.72$  раз). При этом в случае, когда преобладает рассеяние, вблизи оси пучка сосредотачиваются еще не затормозившиеся частицы большей массы, которые медленнее набирают угол вследствие рассеяния. На рис. 3, а сплошными кривыми показана зависимость от радиуса величины  $\bar{\gamma}_r / \bar{\gamma}$ ;  $\bar{\gamma}_r$  — средний релятивистский фактор частиц, находящихся внутри трубки радиуса  $r$ ;  $\bar{\gamma}$  — средний релятивистский фактор для всех частиц в данном сечении пучка. В случае, когда преобладает радиационное торможение (рис. 3, б), наоборот, вблизи оси пучка сосредотачиваются более легкие частицы.

Относительно большие отклонения от теоретических результатов возникают в расчетах, когда эти процессы сменяют друг друга при распространении РЭП. Пример такого расчета приведен на рис. 2, в, где  $\tilde{L}_r = 4$ ,  $\tilde{L} = 8$ . На начальном участке распространения РЭП преобладает торможение и вблизи оси группируются более легкие частицы (рис. 3, в), которые при дальнейшем распространении РЭП быстро выходят на периферию из-за рассеяния, так как более легкие частицы быстрее набирают поперечную энергию. Таким образом, возникает своеобразное движение частицы пучка: сначала к оси, затем на периферию. При этом качественное поведение расчетной кривой радиуса РЭП от дистанции согласуется с теорией: сначала пучок сжимается, затем расширяется. Однако расширение пучка происходит быстрее и начинается существенно раньше (положение теоретического минимума в зависимости  $R(z)$  нанесено на оси  $z$ ) (рис. 2, в).

То, что это происходит из-за возникновения разброса по массам, доказывает тестовый расчет, в котором пучок как целое теряет энергию в соответствии со значением  $\tilde{L}_r = 4$  (рис. 2, в, штрихпунктир), однако массы всех частиц в поперечном сечении пучка считались одинаковыми. Видно, что тестовый расчет не имеет существенной количественной разницы с результатом, полученным в модели огибающей. Практически не отличается от теоретического и положение минимума  $R(z)$ .

В заключение этого раздела следует отметить, что в отличие от радиационного торможения ионизационные потери не приводят к столь значительному разбросу по энергиям в пучке. Поэтому учет ионизационных потерь в рамках модели огибающей не должен давать большой ошибки.



В работе получена система моментных уравнений РЭП, описывающая динамику самосфокусированного РЭП в ведущем магнитном поле в рассеивающей среде при учете ионизационных потерь и радиационного торможения. При равновесной инжекции пучка предсказано существование участка сжатия РЭП в случае, когда длина радиационного торможения  $L_r$  существенно меньше длины рассеяния РЭП в газе  $L$ . При  $L_r > L$  такой участок отсутствует и пучок непрерывно расширяется.

Это получило подтверждение по результатам численных расчетов динамики РЭП на двумерной стационарной модели в цилиндрической геометрии. Однако количественно точное описание радиационного торможения в рамках моментных уравнений не проходит из-за возникновения разброса по энергиям в пучке и связанными с ним нарушениями автономности.

Авторы благодарны А.А. Рухадзе за интерес к работе.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Lee E.P., Cooper R.K. // Part. Accel. 1976. Vol. 7. P. 83—95.  
 [2] Hughes T.P., Godfrey B.B. // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27. P. 1531—1537.
- [3] Норман Г.Э., Полак Л.С., Сопин П.И., Сорокин Г.А. // Синтез соединений в плазме, содержащей углеводороды. М., 1985. С. 33—79.
- [4] Глазычев Л.В., Сорокин Г.А. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 3. С. 604—607.
- [5] Глазычев Л.В., Наурызбаев Л.Е., Сорокин Г.А. // Краткие сообщения по физике (ФИАН). 1988. № 11. С. 47—49.
- [6] Хаякава С. Физика космических лучей. Ч. 1. М.: Мир, 1973. С. 149.
- [7] Haftel M.I., Lampe M., Aviles J.B. // Phys. Fluids. 1979. Vol. 22. P. 2216—2228.

Московский радиотехнический  
институт

Поступило в Редакцию  
19 июня 1991 г.