

Исследование динамики токового и газового каналов при инжекции сильноточного релятивистского электронного пучка.

Часть I*. Транспортировка пучка

А. А. Королев, Г. П. Мхеидзе, А. А. Савин
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

*Изложены результаты экспериментального** исследования инжекции сильноточного релятивистского электронного пучка (СРЭП) с параметрами $E_0 = 1 - 1,5$ МэВ, $I_b = 8 - 10$ кА, $\tau_b = 60 - 100$ нс в воздухе. Экспериментальный стенд для изучения динамики токового и газового каналов создан на базе ускорителя "Терек-1Р". На первом этапе исследовалась транспортировка СРЭП в воздухе. Получена пространственно-временная картина распространения пучка.*

Вопросы использования СРЭП для решения большого круга прикладных задач широко обсуждались с момента появления ускорителей прямого действия [1]. Наиболее перспективными приложениями, где электронным пучкам отводится принципиальная роль, является использование СРЭП для инициирования реакций в плазмохимических реакторах и газовых лазерах [2–4].

Сильноточные РЭП дают возможность осуществлять однородную накачку большого объема рабочего газа при повышенном давлении, позволяют создавать неравновесную низкотемпературную плазму с $T_e/T_i = 10 - 100$.

Для осуществления конкретных схем необходимо, с одной стороны, создать условия для возможно полной релаксации энергии пучка (плазмохимия, газовые лазеры), с другой — добиться минимальных потерь при подводе энергии пучка к объектам воздействия (технологические процессы).

Актуальность научных и прикладных задач требует исследования широкого круга физических процессов, имеющих место при инжекции СРЭП в нейтральный газ.

Для иллюстрации многообразия физических процессов при взаимодействии СРЭП с газами воспользуемся структурной схемой процессов [5]. Из схемы (рис. 1) видна сложная картина взаимного воздействия пучка, создаваемая пучком плазмы, индуцированных полей и инициируемых пучком процессов. В результате этого взаимодействия определяются характер и особенности распространения пучка в газе.

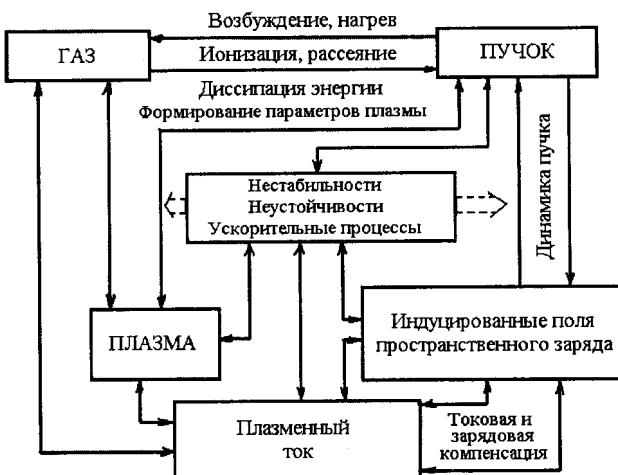


Рис. 1. Структурная схема процессов при взаимодействии СРЭП с газом

Работы в этом направлении ведутся с достаточно широким охватом. Отметим исследования взаимодействия СРЭП с газом и теплового воздействия (образование и эволюция областей пониженной плотности) на газ пучка, теплового взрыва, лазерного излучения, электрических разрядов [6–11].

Данная работа, состоящая из двух частей, посвящена экспериментальному и численному изучению вопросов транспортировки пучка, энерговклада пучка в газ и связанных с ним газодинамических процессов. Исследования этой проблемы предполагает определение каналов энерговыделения СРЭП в газе и получение, совместно с токовыми измерениями, пространственно-временной картины разогрева газа.

Экспериментальный стенд

Экспериментальный стенд для изучения динамики токового и газового каналов был создан на базе сильноточного ускорителя "Терек-1Р"

* Часть II будет опубликована в журнале "Прикладная физика", № 6, 2005 г.

** Часть работы выполнена в 1985 г. и изложена в препринте ИОФАН № 57, 1986.

[12] и включал в себя приемник для регистрации параметров пучка и оптический интерферометр для наблюдения динамики плотности газа, нагретого СРЭП.

Схема эксперимента представлена на рис. 2.

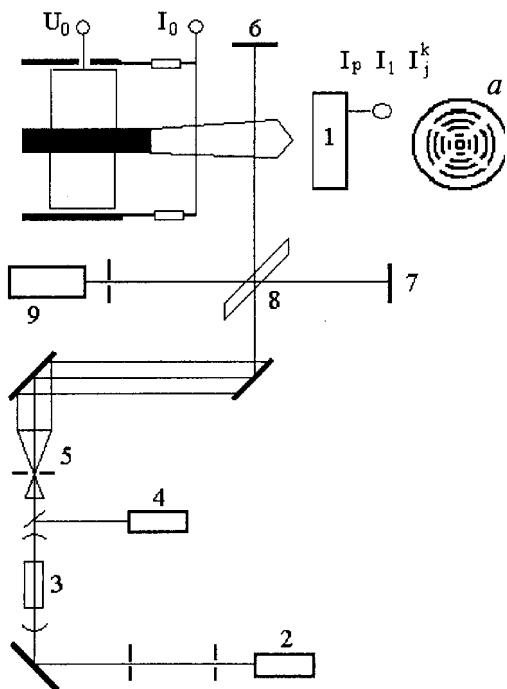


Рис. 2. Схема эксперимента:

1 — приемный узел; 2 — юстировочный лазер; 3 — лазер; 4 — фотодиод; 5 — телескопическая система; 6—8 — интерферометр; 9 — фоторегистратор; *a* — коллекторы из графита

Релятивистский электронный пучок, параметры которого могли изменяться в пределах: ток в диоде $I_b = 20 - 30$ кА, энергия электронов $E_0 = 1 - 1,5$ МэВ, длительность импульса $\tau_b = 60 - 100$ нс, инжектировался в объем, заполненный газом при давлении P_0 , через фольгу толщиной 16—50 мкм либо в свободное пространство.

Величина и радиальное распределение тока пучка и плазменный ток регистрировались приемным узлом. Динамика плотности газа при инъекции СРЭП определялась по изменению показателя преломления газа в области распространения пучка. Измерения проводились с помощью интерферометра Майкельсона 6, 8. В интерферометре применялся рубиновый лазер, работающий в режиме свободной генерации (длительность светового импульса ≈ 600 мкс). Настройка интерферометра производилась с помощью юстировочного Не—Не-лазера. Контроль за работой лазера осуществлялся фотодиодом. Телескопическая система позволяла получить световой луч в исследуемой области диаметром 150 мм. Для регистрации интерференционной картины использовался скоростной фоторегистратор СФР в режиме щелевой развертки.

Приемный узел представляет собой секционированный приемник. Фольга из титана толщиной 16—50 мкм отделяет откачиваемый объем приемника от объема, занятого рабочим газом. Фольга, опирающаяся на протектор, изолирована от него (и от корпуса приемника) диэлектрическими перегородками. Коллекторы из графита, выполненные в виде отрезков колец (см. рис. 2, *a*) (кроме центрального коллектора), и фольга через токовые шунты связаны с корпусом. Резистивным элементом токовых шунтов является проводящая резина с удельным сопротивлением 1—5 Ом·см [13]. Коллекторами регистрируются токи I_1 и I_n^m ($m = 1-4$, $n = 2-5$), по которым определяются ток пучка на приемник I_b и средняя по каждому коллектору плотность тока j_b . Фольга прозрачна для электронов пучка и задерживает медленные электроны, тем самым позволяя измерить ток I_p плазменных электронов (фольгу будем называть коллектором плазменного тока). В приемном узле поддерживается давление 10^{-2} — 10^{-3} Торр.

Как выходное окно высоковольтного диода, так и входное окно приемного узла влияют на токопрохождение пучка и его характеристики. Как известно [14], средний угол отклонения электронов после прохождения фольги толщиной δ [мкм]

$$\sqrt{\theta^2} = \left[\frac{6 \cdot 10^{-5} Z(Z+1) \delta d \gamma^2}{(\gamma^2 - 1)^2 A} \ln \frac{1,12 Z^{4/3} \gamma^2 \delta d}{(\gamma^2 - 1)^2 A} \right]^{1/2},$$

а потери энергии электронов в фольге ΔE [МэВ]

$$\Delta E [\text{МэВ}] = 1,53 \cdot 10^{-5} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \frac{d}{A} \delta Z \times \left\{ \ln \frac{1,3 \cdot 10^{11} (\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{I^2} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{\gamma^2} \left[1 + \frac{(\gamma - 1)^2}{8} \right] \right\},$$

где Z , A и d — соответственно, зарядовый номер, атомный вес и плотность ($\text{г}/\text{см}^3$) материала фольги;

I — средний ионизационный потенциал (эВ);

γ — релятивистский фактор.

Для данной толщины фольги δ потери энергии ΔE_δ и электроны с энергией $E < \Delta E_\delta$ будут регистрироваться коллектором плазменного тока, внося ошибку в измерения плазменного тока. Предполагая, что ток нарастает линейно, и время нарастания (длительность фронта) импульса τ_F , время, в течение которого могут наблюдаться электроны пучка с энергией $E < \Delta E_\delta$, и величину тока этих электронов можно оценить по простым соотношениям $t \approx \tau_F \Delta E_\delta / E$ и $\Delta I = I_b (\Delta E_\delta / E)^{3/2}$. При $\delta = 50$ мкм $\Delta E_\delta \approx 32$ кэВ. Для $E = 1$ МэВ, $I_b = 10$ кА и $\tau_F = 30$ нс получаем, что ток пучка, регистрируемый коллектором

плазменного тока порядка 57 А, наблюдается в течение ≈ 1 нс. Таким образом, этой ошибкой можно пренебречь.

Также понятно, что электроны плазмы с энергией, превышающей ΔE_δ , будут регистрироваться приемником тока пучка, а не коллектором плазменного тока. Оценим энергию, набираемую вторичными электронами в поле ϵ , индуцированном спадающим полным током $I_n = I_b - I_p$

$$E_p \approx \frac{e^2}{2mv^2} \epsilon^2 \approx 141 \left(\frac{I_n}{P_0 \tau_s} \ln \frac{R_k}{r_b} \right)^2 \epsilon^2,$$

где τ_s — длительность спада импульса полного тока;

R_k и r_b — радиусы камеры и пучка;

P_0 — давление газа;

v — частота столкновений электронов.

Для $I_n = 10$ кА, $\tau_s = 20$ нс и $R_k/r_b = 10$ имеем $E_p \approx 372/P_0$. Практически при любых P_0 вторичные электроны получают энергию много меньше ΔE_δ и будут регистрироваться только коллектором плазменного тока.

Угловое отклонение электронов пучка при прохождении окна приемного узла может внести погрешность в определение распределения тока пучка по радиусу, особенно при низких ($< 0,3$ МэВ) значениях энергии электронов. При $E > 0,3$ МэВ ошибка $\approx 10\%$.

Проанализируем ошибки, вносимые вторичной электронной эмиссией с приемников и фольги-коллектора. Вторичные электроны с фольги практически не попадают на приемник из-за тормозящего поля между фольгой и приемником (разность потенциалов между ними 300—600 В). Благодаря использованию графита в качестве материала коллекторов вторичная электронная эмиссия с них сведена к минимуму. Но даже при произвольной эмиссии ток с приемников по закону "трех-вторых" при $U = 300 - 600$ В будет меньше 10 А, и им можно пренебречь. Экспериментально определенный разброс измеренных параметров составлял не более $\pm 10\%$.

Объемная плотность ионизационного энерговклада пучка в газ определялась по плотности тока пучка $j_b(r, t)$ согласно соотношению

$$q_i(r) \approx \int_0^t \left(\frac{dE}{dt} \right)_i j_b(r, t) dt,$$

где $(dE/dt)_i$ — ионизационные потери энергии электрона в газе.

Дополнительный иллюстративный материал дает фотографирование области распространения пучка, а также "автографы" пучка, полученные с помощью чувствительных к электронам материалов.

Для определения влияния обратного токопровода на распространение пучка эксперименты проводились в отсутствие камеры. Измерение приемным узлом осуществлялось в нескольких вариантах "заземления" приемника: симметрично расположенные относительно пучка проводящие стержни (два и больше), один стержень и без стержня. В последнем случае заземление приемника осуществлялось по экранам сигнальных кабелей.

Исследование транспортировки СРЭП в газе

Радиальное распределение плотности тока пучка в зависимости от расстояния до анодной фольги при транспортировке СРЭП в воздухе при давлении $P_0 = 730 - 750$ Торр представлено на рис. 3. Эти результаты получены в условиях $j_b(r, l) \approx 1,3$ МэВ, $I_b \approx 9,3$ кА, $\tau_b \approx 80$ нс, $d_k = 30$ мм, $P_0 = 740$ Торр. В этих экспериментах приемник был заземлен (землей считается корпус ускорителя) посредством проводящих стержней. Число стержней менялось от одного до четырех. Располагались они симметрично относительно оси пучка (естественно, за исключением случая, когда стержень был один). Существенные изменения в зависимости от количества стержней не были замечены.

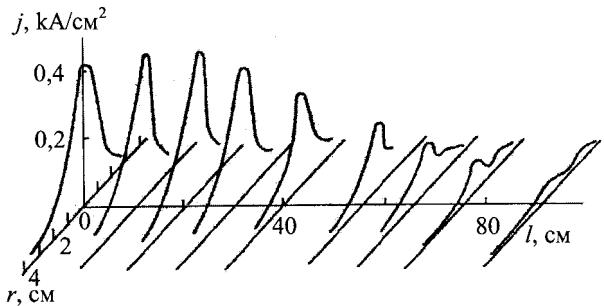


Рис. 3. Распределение плотности тока $j_b(r, l)$ в максимуме импульса

Плазменный ток в этих условиях составлял примерно 20—25 % от тока пучка. Природа плазменного тока на разных стадиях распространения пучка отличается [6]. При прохождении пучком расстояния до приемника плазменный ток обусловлен полем пространственного заряда пучка. Источником электронов на этой стадии служит генерированная пучком плазма. Этот ток не регистрируется щунтом плазменного тока, расположенным у анода [6]. После достижения фронтом пучка приемника плазменный ток поддерживается полем, индуцированным изменяющимся полным током $I_n = I_b - I_p$. Электроны

при этом эмиттируются с поверхности приемника. При уменьшении I_b индуцируется поле, создающее плазменный ток в направлении распространения пучка (соответственно, электроны эмиттируются с анодной фольги). Поле двойного слоя на границе пучковая плазма—приемник (или анод)

$$E[\text{В/см}] \approx 2 \cdot 10^{-3} (n_e [\text{см}^{-3}]/T_e [\text{эВ}])^{1/2}$$

достаточно для эмиссии электронов. На поверхности приемника (на фольге) были обнаружены характерные для взрывной эмиссии кратеры, часто приводящие к прорыву фольги.

Плазменный ток щунтируется током, протекающим по заземляющим проводникам. Предполагая, что сопротивление Z_T обратного токопровода в основном индуктивное, а плазменного столба Z_p — омическое, отношение сопротивлений можно оценить по соотношению

$$k = \frac{Z_p}{Z_T} \approx 2,7 \cdot 10^{13} \frac{P_0 \tau_b l_p}{nr_b \ln 2a/d},$$

где n — концентрация электронов;
 a — расстояние между пучком и обратным токопроводом;
 d — диаметр токопровода;
 l_p — длина плазменного столба.

Плазменный ток равен $I_p = I_b/1+k$. При $P_0 \approx 750$ Торр, $\tau_b \approx 50$ нс, $n \approx 2 \cdot 10^{14}$, $r_b = 3$ см, $a = 10$ см, $d = 0,5$ см имеем $k \approx 5,5$ и $I_p \approx 0,15 I_b$, что близко к наблюдаемому значению плазменного тока в присутствии обратных токопроводов (см. ниже).

Зная синхронные моменты времени на осцилограммах токов с приемного узла, можно построить кривые распределения плотности тока пучка в разные моменты времени. На рис. 4, *a* дана зависимость $j_b(r)$, полученная в условиях: напряжение в диоде $U_0 \approx 1,2$ МВ, ток в диоде $I_0 \approx 20$ кА, ток пучка $I_b \approx 8,5$ кА, длительность импульса на полувысоте $\tau \approx 50$ нс, расстояние до анодной фольги $l = 30$ см. За $t = 0$ принят момент, соответствующий максимуму общего тока I_0 . Приемник заземлен обратными токопроводами.

Следует обратить внимание на одну особенность в поведении пучка. За время, соответствующее длительности импульса тока, максимум тока смещается из одного крайнего положения в другое. Этот эффект перемещения пучка в той или иной степени имеет место во всех случаях (на разных расстояниях от анода, при разных значениях тока пучка, при разных энергиях электронов).

При определенных режимах работы ускорителя большие токи в диоде (20—30 кА) приводили к быстрому прожиганию анодной фольги (за один—два импульса). По-видимому, это связано

со сжатием пучка в диоде. При токах I , превышающих I^* , имеем

$$I^* \approx \frac{mc^2}{2e} \frac{R}{d} (\gamma^2 - 1)^{1/2},$$

где R — радиус катода;
 d — длина зазора катод—анод;
 m и e — масса и заряд электрона;
 γ — релятивистский фактор;
 c — скорость света.

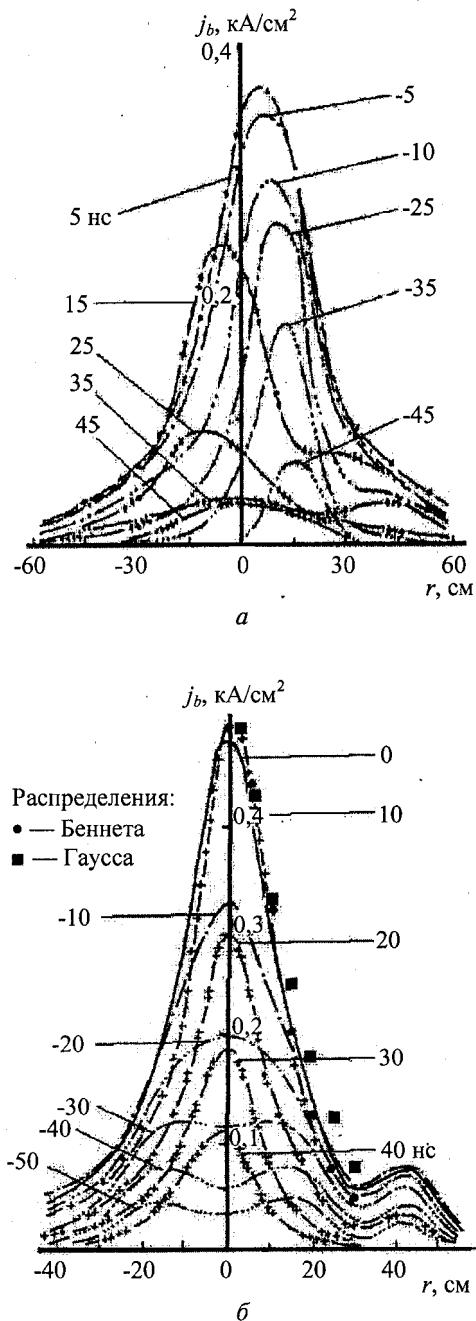


Рис. 4. Радиальное распределение плотности тока пучка в различные моменты времени:

a — $U_0 \approx 1,2$ МВ, $I_0 \approx 20$ кА, $I_b \approx 8,5$ кА, $l = 30$ см при перемещении пучка в диоде;

b — $U_0 \approx 1,25$ МВ, $I_0 \approx 24$ кА, $I_b \approx 9,4$ кА; $l = 15$ см в присутствии продольного магнитного поля в диоде

В плоском диоде пучок фокусируется [15]. При $\gamma \approx 3$, $R/d \approx 1$, $I^* \approx 24$ кА сжатие пучка вполне реально.

Для предотвращения фокусировки пучка в диоде и прожигания фольги в области диода было создано слабое (≈ 150 Гс) магнитное поле, которое в диоде существенно изменило поведение инжектированного в воздух пучка. На рис. 4, б приведены распределения $j_b(r)$ в присутствии продольного магнитного поля в диоде. Кривые получены на расстоянии $l = 15$ см от выходной фольги при токе пучка $I_b \approx 9,4$ кА. В этом случае приемник заземляется через сигнальные кабели длиной 25–30 м. Представленные на рис. 4, б распределения $j_b(r)$ отличаются от распределений на рис. 4, а рядом особенностей.

В момент времени $t = -50, -40$ и -30 нс (соответствующие напряжения на диоде $U_0 = 0,32$; 0,58 и 0,8 МВ) распределение двугорбое, характерное для диода, помещенного в продольное магнитное поле [8], причем провал в распределении $j_b(r)$ уменьшается с увеличением напряжения. При $t = -20$ нс ($U_0 = 0,94$ МВ) кривая одногорбая, но отличная от беннетовского или гауссовского распределения. Для остальных t кривые можно аппроксимировать указанными распределениями, т. е. магнитное поле перестает действовать на пучок, хотя при $t = 30$ и 40 нс напряжение на диоде составляет, соответственно, $U_0 = 0,6$ и 0,34 МВ.

Вторая особенность — несимметричное искажение распределения. На радиусе $r \approx 43$ мм появляется максимум, причем это имеет место при всех значениях l (судя по рис. 5, на котором представлены распределения $j_b(r)$ для различных l в присутствии магнитного поля в диоде 150 Гс).

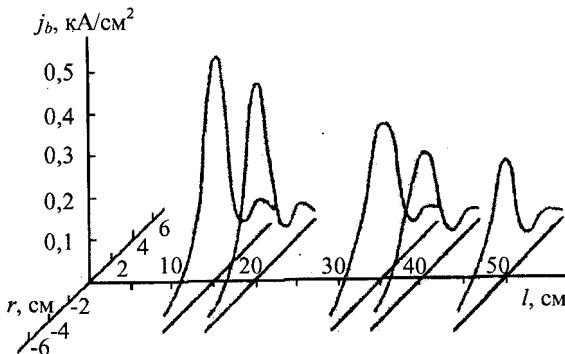


Рис. 5. Радиальное распределение плотности тока пучка в максимуме импульса тока на различных расстояниях l : $U = (1,2 - 1,3)$ МВ, $d = 60$ мм

Третья особенность — не наблюдалась медленные поперечные колебания центра пучка.

На рис. 6 представлены зависимости максимальных значений тока пучка I_b , плотности тока пучка j_m и плазменного тока I_p от расстояния l между приемником и анодом для двух случаев:

1) приемник заземлен обратными токопроводами, и в диоде нет магнитного поля (сплошные линии);

2) заземление приемника осуществляется через сигнальные кабели, и в диоде имеем продольное магнитное поле 150 Гс (пунктирные линии).

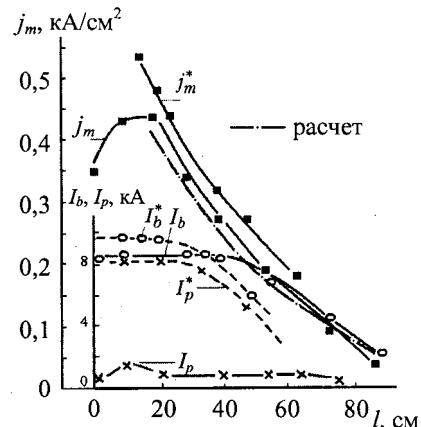


Рис. 6. Зависимости максимальных значений тока пучка I_b , плотности тока пучка j_m и плазменного тока I_p от расстояния l между приемником и анодом

Судя по кривым, в первом случае имеет место фокусировка пучка на длине $l = 0 - 20$ см. Согласно кривой $I_b(l)$ для плазменного тока имеем $I_p = (0,2 - 0,3) I_b$, т. е. степень магнитной (токовой) компенсации пучка $k_m = (0,2 - 0,3)$. Следовательно, возможно сжатие пучка собственным магнитным полем. Проведем некоторые оценки. Для однородного пучка радиуса r_b силы газокинетического и магнитного давлений на границе пучка равны [15]

$$P_\perp = \frac{1}{2} n m \gamma \langle v_\perp^2 \rangle = \frac{I_b \gamma m c \beta \langle \theta_{eff}^2 \rangle}{2 \pi r_b^2 e}, \quad P_m = \frac{B^2}{2 \pi c^2 r_b^2},$$

где n , m и e — концентрация, масса и заряд электрона, соответственно;

θ_{eff} — эффективный угол рассеяния, суммирующий рассеяние на анодной фольге θ_F и в газе θ_G ;

I_b — ток пучка.

В равновесном состоянии $P_\perp = P_m$, и равновесный ток равен

$$I_{eq} = \left(\frac{mc^3}{e} \right) \beta \langle \theta_{eff}^2 \rangle = I_A \langle \theta_{eff}^2 \rangle,$$

где $I_A = 17\beta$ [кА] — ток Алфвена.

Для фольги толщиной $\delta = 50$ мкм при энергии электронов $E = 1 - 1,5$ МэВ имеем $\theta_{eff}^2 = 0,065 - 0,123$ и величину равновесного тока $I^* = 4,2 - 5,8$ кА. При $I_b \approx 8$ кА $> I_{eq}$ должна наблюдаться фокусировка пучка (предполагается, что объемный заряд пучка нейтрализован).

Для плотности равновесного тока имеем

$$j \approx j_0 \exp \left[-\frac{I_A}{I_b} \langle \theta_G^2 \rangle I \right],$$

$$\text{где } \langle \theta_G^2 \rangle \approx 2 \cdot 10^{-5} \frac{\gamma^2}{(\gamma^2 - 1)^2} Z(Z+1) d \ln \frac{6,6 \cdot 10^{-4} Z^{4/3} l d}{\beta^2}.$$

По данной формуле построена расчетная кривая плотности тока j_m (см. штрихпунктирную линию на рис. 6).

Во втором случае (см. рис. 6) величина обратного тока увеличилась до $I_p = (0,7 - 0,9) I_b$, ток приемника начинает уменьшаться при $I \approx \approx 30$ см, и по всем признакам — пучок расходящийся. Это можно объяснить тем, что при плазменном токе, близком к току пучка, результирующее магнитное поле мало и, следовательно, отсутствует фокусировка пучка собственным магнитным полем.

Оценим величину плазменного тока $I_p \approx I_b/1+k$. Очевидно, что сопротивление Z_K земляющих приемник кабелей индуктивное. Отношение сопротивлений можно оценить по соотношению

$$k = \frac{Z_p}{Z_K} \approx 5,4 \cdot 10^{13} \frac{P_0 \tau_b l_p}{n r_b^2 (1 + \ln s/d) s},$$

где s — длина сигнальных кабелей;

d — их общий диаметр.

При $l_p \approx 1$ м, $s \approx 25$ м и $d \approx 5$ см получаем $k \approx 0,22$ и $I_p \approx 0,8 I_b$.

Л и т е р а т у р а

1. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. — М.: Наука, 2004.
2. Эксимерные лазеры/ Под ред. Ч. Роудза. — М.: Мир, 1981.
3. Норман Г. Э., Полак Л. С., Сорокин Г. А. и др. Синтез соединений в плазме, содержащей углеводороды. — М.: Наука, 1985. С. 1—74.
4. Яковенко С. И. Итоги науки и техники ВИНИТИ АН СССР. Физика плазмы. — М., 1982. Т. 3. С. 57—118.
5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы/ Под ред. В. Е. Фортова. — М., 2000. Т. 4. С. 108.
6. Арутюнян С. Г., Боданевич О. В., Бондарь Ю. Ф. и др./// Кvantовая электроника. 1982. Т. 9. № 2. С. 234—247; Arutyunyan S. G., Bogdanovich O. V., Bondar Yu. F. et al./// PLASMA PHYSICS. 1983. V. 25. № 1. P. 11—24.
7. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др./// Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1192—1198.
8. Ипатов А. Л., Кабанов С. Н., Королев А. А. и др./// Письма в ЖТФ, 1984. Т. 10. № 3. С. 162—164.
9. Murphy D. R., Raleigh M., Pechacek R. E., Greig J.: Proc. 5th Intern. Conf. on High Power Particle Beams, 1983, San-Franc., California. P. 383—393.
10. Карапетян И. Л., Кучинский А. А., Родичкин В. А., Шанский В. Ф./// ТВТ, 1983. Т. 21. № 2. С. 221—228.
11. Грудницкий В. Г., Рыгалин В. Н./// ЖВМ и МФ, 1983. Т. 23. № 2. С. 413—422.
12. Арутюнян С. Г., Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И. и др./// Краткие сообщения по физике ФИАН, 1978. № 6. С. 31—37.
13. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Мхедзе Г. П. и др./// Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 5. С. 941—946.
14. Экспериментальная ядерная физика/ Под ред. Э. Сергея. — М.: Мир, ИЛ. 1955. Ч. II.
15. Абрамян Е. А., Альтеркоп Б. А., Кулешов Г. Д. Интенсивные электронные пучки. Физика. Техника. Применение. — М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 232.

Статья поступила в редакцию 14 февраля 2005 г.

Study of the dynamics of current and gas channels during REB injection.

Part I. Beam transportation

A. A. Korolev, G. P. Mkheidze, A. A. Savin

A. M. Prokhorov General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

Results of experimental study of an intense relativistic electron beam (IREB) injection into air are reported. The IREB parameters are $E_0 = 1 - 1.5$ MeV, $I_b = 8 - 10$ kA, $\tau_b = 60 - 100$ ns. Experimental setup for the investigation of the dynamics of the current and gas channels was designed at the base of the accelerator "Terek-1R". At the first stage the IREB transportation in air was studied. Space-time pattern of the beam propagation was obtained.