

# Электронные и ионные пучки

УДК 537.533

## Роль магнитного поля при транспортировке электронов в генераторе пучковой плазмы

А. С. Коротеев, Р. Н. Ризаханов

ФГУП "Исследовательский центр имени М. В. Келдыша", Москва, Россия

*Исследовано прохождение концентрированного пучка в выводном устройстве генератора электронно-пучковой плазмы на основе анализа изменения таких параметров пучка, как диаметр и эмиттанс. Дан анализ их эволюции на заключительном участке выводного устройства, характеризующемся высоким градиентом концентрации частиц натекающего газа. Главное внимание уделено влиянию магнитного поля на закономерности распространения пучка. Показано, что фокусировка способствует не только уменьшению поперечных размеров пучка, но и снижению темпа роста эмиттанса.*

PACS: 41.75.-i

*Ключевые слова:* анализ, пучковая плазма, электроны, магнитное поле, генератор.

### Введение

Генератор электронно-пучковой плазмы (ГЭПП) предназначен для формирования в плотной газовой среде плазменного образования с помощью инжектированного потока быстрых электронов. Основными элементами ГЭПП являются электронная пушка, формирующая электронный пучок в условиях глубокого вакуума, и выводное устройство, обеспечивающее требуемый перепад давлений между полостью электронной пушки и плазмообразующей средой. Различные схемы выводных устройств и методы транспортировки в них пучков представлены в обзоре [1], вопросам прохождения пучка сквозь прожигаемые перегородки, а также влияния эффектов рассеяния и диссипации посвящены работы [2, 3].

При транспортировке в выводном устройстве электронный пучок оказывается в различных условиях. Если на участке сопряжения электронной пушки и выводного устройства на пучок в основном действуют электрические и магнитные поля, то на выходе выводного устройства доминируют эффекты рассеяния на частицах газа. В работе [3] исследована транспортировка пучка в однородном газе в постоянном магнитном поле с учетом сил рассеяния и диссипации. Вне анализа остался вопрос прохождения пучка в неоднородном газе. Подобная ситуация имеет место при переходе из одной шлюзовой камеры в другую сквозь прожигаемое пучком отверстие малого диаметра. Перепад давлений в шлюзах ГЭПП может превысить 1—2 порядка, и, таким образом, на этих переход-

ных участках реализуются высокие градиенты концентраций газа. Исследованию закономерностей изменения диаметра пучка, а также его эмиттанса в подобных условиях посвящена данная работа.

### Общее решение уравнения огибающей

Исследование основано на решении уравнения огибающей пучка [4], которое в рассматриваемом случае имеет вид

$$r'' + \frac{k^2}{4\beta^2\gamma^2}r - \frac{E_0^2}{\beta^2\gamma^2r^3} = \frac{\int_0^z \beta^2\gamma^2r^2 \frac{\partial \langle \theta^2 \rangle}{\partial z} dz}{\beta^2\gamma^2r^3}, \quad (1)$$

где  $r$  — радиус огибающей;  
 $\beta, \gamma$  — релятивистские факторы,  $\beta = v/c$ ,  
 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ;

$v, c$  — скорости электрона и света, соответственно;

$k = eB/m_0c$  — параметр фокусировки;

$e$  — заряд электрона;

$B$  — индукция магнитного поля;

$m_0$  — масса покоя электрона;

$E_0$  — начальный эмиттанс пучка;

$\frac{\partial \langle \theta^2 \rangle}{\partial z}$  — темп роста среднеквадратичного углового разброса.

При прохождении коротких участков газа можно полагать, что как показано в [2],  $\beta = \text{const}$ ,

$\gamma = \text{const}$  и  $k = \text{const}$ , но  $\frac{\partial \langle \theta^2 \rangle}{\partial z}$  при сильном градиенте давления является функцией  $z$ .

Введем обозначения:

$$y = r^2; \quad p = k / \beta\gamma; \quad F(z) = \frac{\partial \langle \theta^2 \rangle}{\partial z},$$

тогда (1) примет вид

$$2yy'' - y'^2 + p^2y^2 - \frac{4E_0^2}{\beta^2\gamma^2} = 4 \int_0^z yF(z) dz. \quad (2)$$

Продифференцируем обе части (2) по  $z$ , а затем проинтегрируем по  $dz$  от 0 до  $z$ :

$$y'' + p^2y = 2 \int_0^z F(z) dz + C. \quad (3)$$

Для определения  $C$  воспользуемся начальными условиями при  $z = 0$

$$y = y_0; \quad y' = y'_0 = 0$$

(условие  $y'_0 = 0$  принято для упрощения анализа), а также следствием из (2) при  $z = 0$ :

$$y_0'' = T - \frac{p^2}{2}y_0; \quad T = \frac{2E_0^2}{\beta^2\gamma^2y_0}.$$

Тогда

$$C = T + \frac{p^2}{2}y_0. \quad (4)$$

Если ввести безразмерный параметр

$$f(z) = 2 \int_0^z F(z) dz, \quad (5)$$

то (3) приобретает вид

$$y'' + p^2y = f(z) + C. \quad (6)$$

В соответствии с процедурой, описанной в [5], общее решение (6) имеет вид

$$y = C_1 \sin pz + C_2 \cos pz - \frac{1}{p} \cos pz \int f(z) \times \sin pzdz + \frac{1}{p} \sin pz \int f(z) \cos pzdz + \frac{C}{p^2}, \quad (7)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — постоянные интегрирования, определяемые начальными условиями.

Особый интерес представляет транспортировка пучка в аналогичных условиях, но в отсутствие магнитного поля ( $p = 0$ ). Для этого можно определить вид выражения (7) при  $p \rightarrow 0$ , однако целесообразно определить искомую зависимость непосредственно из (6) при  $p = 0$ , т. е.

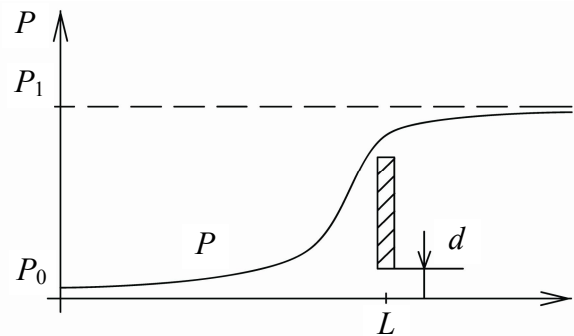
$$y = \int (\int f(z'') dz'') dz' + \frac{Cz^2}{2} + C_1z + C_2, \quad (8)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  определяются из начальных условий, а согласно (4)  $C = T$ .

Сопоставление решений выражений (7) и (8) позволяет сравнить транспортировку пучка в газовой среде с большим градиентом давления (или концентраций рассеивающих частиц) при наличии и отсутствии магнитного поля.

### Транспортировка на участке с неоднородным модельным распределением концентрации рассеивающих частиц

В наибольшей степени рассеяние пучка плотным газом с большим градиентом давления проявляется в районе последней прожигаемой диафрагмы выводного устройства. Так, в установке, описанной в [6], при выпуске пучка диаметром 1 мм в воздушную среду давлением  $10^5$  Па в последней камере создается давление уровня  $10^3$  Па, причем подобный переход реализуется на длине порядка 1—2 см. Точный закон изменения давления на этом участке неизвестен, однако предлагаемые в работе [7] модели указывают на то, что основной перепад давлений имеет место на длине в 10—15 диаметров отверстия (рисунок).



Модельное распределение давления в окрестностях прожигаемой диафрагмы

В этой связи для дальнейшего исследования особенностей транспортировки выбрано следующее модельное распределение плотности газа  $F(z)$ :

$$F(z) = A \exp(az), \quad (9)$$

где  $A$ ,  $a$  определяются из конкретных распределений,  $0 \leq z \leq L$ .

Так, полагая  $P_1 = 100P_0$  (конкретные значения зависят от геометрии канала транспортировки и производительности откачных средств), имеем

$$A = P_0, \quad a = \frac{2 \ln 10}{L}.$$

Точное решение уравнения (7) при  $F(z)$  вида (9) и вышеприведенных начальных условиях имеет вид

$$y = -\frac{2A}{p(a^2 + p^2)} \sin pz + \left( \frac{y_0}{2} - \frac{T}{p^2} + \frac{2Aa}{p^2(a^2 + p^2)} \right) \times \times \cos pz + \frac{2A}{a} \left( \frac{\exp(az)}{a^2 + p^2} - \frac{1}{p^2} \right) + \frac{y_0}{2} + \frac{T}{p^2}. \quad (10)$$

Выражение (10) принимает удобный для анализа вид для двух крайних случаев:

- в отсутствии магнитного поля

$$y = y_0 + Tz^2 + \frac{2A}{a} [\exp(az) - 1 - az]; \quad (11)$$

- при наличии достаточно сильного магнитного поля ( $p^2 \gg a^2$ )

$$y = \frac{y_0}{2} (1 + \cos pz) + \frac{2A}{ap^2} [\exp(az) - 1]. \quad (12)$$

Условие сильного магнитного поля означает, что  $p \gg a$  или  $LL \cdot p \gg 2 \ln 10$ , т. е. на длине  $L$  (см. рисунок) укладывается большое число осцилляций огибающей пучка. Это условие, как правило, выполняется при адиабатической или комбинированной транспортировке [1].

Из сопоставления выражений (11) и (12) можно заключить, что в обоих случаях происходит увеличение диаметра пучка, причем вклад в уширение вносят как исходная структура пучка ( $y_0, E_0$ ), так и рассеяние на частицах газа (члены, пропорциональные  $A$ ). Если рассеяние играет доминирующую роль, то увеличение квадрата диаметра пучка в обоих случаях происходит по экспоненциальному закону с одинаковыми показателями. Однако предэкспоненциальный множитель при наличии поля меньше в  $(p/a)^2$  раз.

Данный факт указывает на важность наличия магнитного поля не только на участках с высокой плотностью натекающего газа, но и в местах расположения прожигаемых перегородок. Дело в том, что на время прожига в районе перегородки устанавливается сильноградиентное распределение плотности испаряемого материала типа (9) с высоким значением  $A$ , определяемым давлением насыщенных паров прожигаемого материала при температуре его испарения. В отсутствие поля может включиться механизм лавинообразного роста диаметра пучка — испаряющийся материал увеличивает поперечные размеры пучка, что сопровождается ростом размеров пятна испарения на перегородке, что в свою очередь усиливает испарение вещества перегородки и рассеяние, увеличивает размер пучка и т. д.

### Изменение эмиттанса пучка

Самостоятельный интерес представляет рост эмиттанса пучка в рассеивающей среде. Изменение среднеквадратичного эмиттанса можно получить из выражения (1) в виде

$$E^2 = E_0^2 + \beta^2 \gamma^2 \int_0^z F(z) y dz, \quad (13)$$

где  $F(z)$  в рассматриваемом случае берется из (9), а  $y$  — из (10).

Для упрощения анализа исследуем эволюцию среднеквадратичного эмиттанса в крайних случаях (11) и (12) с сохранением только членов, ответственных за эффекты рассеяния.

- **Случай 1:** магнитное поле отсутствует, из (11) имеем

$$y = \frac{2A}{a^3} [\exp(az) - 1 - az].$$

Подставив это выражение в (13), находим

$$\Delta E_1^2 = \frac{\beta^2 \gamma^2 A^2}{a^4} [\exp(2az) - 2az \exp(az) - 1]. \quad (14)$$

- **Случай 2:** присутствует достаточно сильное магнитное поле ( $p \gg a$ ).

Тогда из (12) имеем

$$y = \frac{2A}{ap^2} [\exp(az) - 1],$$

и после подстановки в (13)

$$\Delta E_2^2 = \frac{\beta^2 \gamma^2 A^2}{a^2 p^2} [\exp(az) - 1]^2. \quad (15)$$

Из сравнения (14) и (15) следует, что наличие магнитного поля способствует снижению среднеквадратичного эмиттанса в  $(p/a)^2$  раз. Здесь  $p$  — параметр фокусировки, определяемый величиной магнитного поля:  $p = eB / \beta \gamma m_0 c$ , т. е. величина, обратная радиусу Лармора,  $R_L = p^{-1}$ ;  $a$  — геометрическая характеристика распределения газа,  $a \approx 0,46/d$ , где  $d$  — диаметр отверстия в перегородке.

В предположении, что диаметр отверстия соответствует диаметру пучка  $D$ , можно записать  $\frac{p}{a} \approx \frac{D}{2R_L}$ , тогда условие  $p \gg a$  означает, что радиус огибающей пучка существенно больше ларморовского.

Возможности полученных результатов не исчерпываются исследованием влияния экспоненциальных распределений вида (9) на распростра-

нение пучка. Применяя различные виды зависимостей  $F(z)$ , можно анализировать закономерности транспортировки пучков в произвольных условиях. В частности, при степенном распределении  $F(z)$  из сопоставления (7) и (8) следует, что при наличии поля поперечное сечение пучка при больших  $z$  растет по степенному закону как  $f(z)$ , т. е. с показателем, превышающим на единицу степень  $F(z)$ , в то время как в отсутствие поля показатель степени роста превышает показатель степени  $F(z)$  на 3.

Таким образом, в рамках настоящей работы получено аналитическое решение (7) уравнения (1), описывающее эволюцию огибающей пучка, распространяющегося в неоднородной рассеивающей среде во внешнем магнитном поле. В отсутствие поля решение трансформируется к виду (8).

### Заключение

Проведен анализ транспортировки в среде с экспоненциальным распределением концентрации рассеивающих частиц. Показано, что наложение магнитного поля снижает темп роста площади поперечного сечения пучка и его эмиттанса в

$(p/a)^2$  раз, где  $p$  — параметр фокусировки,  $a$  — геометрическая характеристика распределения рассеивающих частиц. Данное обстоятельство указывает на важную роль магнитного поля в генераторах пучковой плазмы.

### Литература

1. Коротеев А. С., Ризаханов Р. Н. Современные генераторы электронно-пучковой плазмы//Прикладная физика. 2008. № 4. С. 64—72.
2. Ризаханов Р. Н. Решение парааксиального уравнения огибающей электронного пучка в рассеивающей среде и внешнем магнитном поле//Там же. 2007. № 1. С. 47—50.
3. Ризаханов Р. Н. Формирование концентрированным электронным пучком тракта транспортировки в генераторе пучковой плазмы//Там же. № 4. С. 71—74.
4. Lee E. P., Cooper R. K. General Envelope Equation for Cylindrically Symmetric Charged-Particles Beam//Particle Accelerators. 1973. V. 7.
5. Зайцев В. Ф., Полянин А. Ф. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Физматлит, 2001.
6. Горшков О. А., Ильин А. А., Ловцов А. С., Ризаханов Р. Н. Устройства для вывода концентрированного электронного пучка в газ при атмосферном давлении//Приборы и техника эксперимента. 2002. № 2. С. 162.
7. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. — Новосибирск: Наука, СО, 1984.

Статья поступила в редакцию 23 апреля 2009 г.

## The role of magnetic field for electron transportation in e-beam plasma generator

A. S. Koroteev, R. N. Rizakhanov

Keldysh Research Center, 8 Onezhskaya str., 125438, Moscow, Russia

E-mail: rn\_rizakhanov@kerc.msk.ru

*The transportation of concentrated e-beam in the extraction device of e-beam plasma generator is investigated on basis of analysis of changing of such beam parameters like diameter and emittance. Evolution of these parameters in the end part of extraction device, where high gradient of concentration of inleaking gas takes place, is analyzed. Main attention is focused on the influence of the magnetic field on propagation of e-beam. Focusing is shown to cause the decreasing not only of transverse beam size, but of emittance growth rate too.*

PACS: 41.75.-i

*Keywords:* analysis, beam plasma, electrons, magnetic field, generator.

Коротеев Анатолий Сазонович, директор Центра  
Ризаханов Ражудин Насрединович, начальник отдела  
125438, Москва, ул. Онежская, 8, ФГУП "Центр Келдыша"  
Тел.: 8 (495) 456-80-83, факс: (495) 456-82-28, E-mail: rn\_rizakhanov@kerc.msk.ru

\* \* \*