

03;04;10;12

## Исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетического электронного пучка в ионизованном аргоне низкого давления

© В.П. Григорьев, Т.В. Коваль, В.Р. Кухта, П. Рахарджо, К. Уемура

Томский политехнический университет,  
634034 Томск, Россия  
e-mail: grig@am.tpu.ru

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2007 г.)

Проведено исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетических электронных пучков в ионизованном аргоне низкого давления с эффективным переносом запасенной энергии при высокой степени зарядовой нейтрализации во внешнем продольном магнитном поле.

Показано, что в неоднородном магнитном поле имеется область параметров, в которой удается более жестко стабилизировать положение максимума пучка на мишени и при необходимости осуществлять сжатие пучка. Показана возможность управления параметрами электронного пучка выбором конфигурации внешнего магнитного поля, согласованного с собственными полями.

PACS: 41.75.Fr, 41.85.Lc

### Введение

Низкоэнергетические сильнотоочные электронные пучки (СЭП) с высокой плотностью энергии находят широкое применение в различных технологических процессах, связанных с изменением состояния и свойств поверхности материалов. Привлекательность низкоэнергетических (СЭП) обусловлена их способностью переносить запасенную энергию без существенных потерь на достаточно большие расстояния и эффективно передовать ее объекту воздействия [1–3]. При низкой энергии электронов транспортировка СЭП к мишени представляет значительные трудности из-за необходимости обеспечения как полной зарядовой нейтрализации, так и подавления самопинчевания электронного пучка в собственном магнитном поле [4].

Действительно, при отсутствии зарядовой нейтрализации такой электронный пучок в результате образования виртуального катода практически полностью запирается на входе в пространство дрейфа, и проходит ток, равный [4]

$$I_B = (2/9)I_{A0}\beta^3/[1 + (4/3)\ln(R/r_b)]^{3/2},$$

где  $I_{A0} = (m_0c^3/e) = 17$  кА,  $m_0$  — масса покоя электрона,  $e$  — элементарный заряд,  $\beta$  — относительная скорость пучка,  $r_b$  и  $R$  — радиусы пучка и трубы дрейфа соответственно. Для типичных параметров установок  $I_B \leq 40$  А [4]. Чтобы подавить этот эффект, необходимо осуществить почти полную зарядовую нейтрализацию пучка. Степень зарядовой нейтрализации пучка  $f_e$  должна удовлетворять условию  $f_e \geq 1 - I_B/I_b$  ( $I_b$  — ток пучка в условиях зарядовой нейтрализации), что в рассматриваемом диапазоне энергий для килоамперных пучков является более жестким требованием, чем выполнение условия самофокусировки пучка собственным магнитным полем:  $f \geq \gamma^{-2}$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ .

В условиях зарядовой нейтрализации возникает другая опасность потеря тока пучка — самопинчевание СЭП в собственном магнитном поле  $\beta\phi$ , которое, как известно, имеет место при токах пучка  $I_b \geq I_A = I_{A0}\beta\gamma$  для приведенных параметров  $I_A \leq 6.3$  кА. Пинчевание пучка ослабляется при наличии внешнего продольного магнитного поля  $B_z$ , и в определенных условиях можно провести весь пучок к мишени.

Эти условия транспортировки СЭП выполняются в низкоэнергетических (до 30 кВ) источниках электронов с плазмо-наполненным диодом и взрыво-эмиссионным катодом [2], которые широко используются для модификации поверхностных слоев материалов и финишной обработки металлических матриц сложной формы. Однако существует проблема хорошей воспроизводимости пучка с заданными параметрами, а также возможности управления параметрами пучка. Сложность этих задач обусловлена тем, что процесс формирования и транспортировки пучка электронов осуществляется в сильном электрическом и магнитном полях пучка, которые существенно зависят от проводимости плазмы, создаваемой самим пучком. При этом распределение плотности тока и энергии пучка может существенно измениться при его взаимодействии с внешним ведущим магнитным полем.

Необходимость решения этих вопросов стимулировала теоретические и экспериментальные исследования влияния внешнего магнитного поля на формирование и транспортировку электронного пучка в плазменно-наполненных системах, результаты которых представлены в данной работе.

### Теоретические результаты

Для получения необходимых параметров пучка на мишени было проведено теоретическое исследование транспортировки пучка при различных конфигурациях

внешнего поля в трубе дрейфа с учетом нарабатываемой пучком плотности плазмы и уровня токовой нейтрализации с использованием методов огибающей пучка и крупных частиц.

В общем случае транспортировка электронного пучка происходит в условиях зарядовой и токовой нейтрализации во внешнем неоднородном  $\{B_z, B_r\}$  и собственном  $\{B_\varphi\}$  магнитных полях. Движение электронов и формирование огибающей электронного пучка с учетом изменения его радиуса, плотности тока и токовой нейтрализации описывается системой уравнений

$$\ddot{x} = -\frac{r_b e B_{\varphi,m} A}{r^2 \beta_z \gamma m_0} x - \frac{e B_z}{\gamma m_0 c} \dot{y} + \frac{e \beta_z}{\gamma m_0} \tilde{B}_r y, \quad (1)$$

$$\ddot{y} = -\frac{r_b e B_{\varphi,m} A}{r^2 \beta_z \gamma m_0} y + \frac{e B_z}{\gamma m_0 c} \dot{x} - \frac{e \beta_z}{\gamma m_0} \tilde{B}_r x, \quad (2)$$

$$\ddot{z} = \frac{r_b e B_{\varphi,m}}{r^2 \gamma m_0} (1 - f_M) (\beta_x x + \beta_y y) - \frac{e}{\gamma m_0} \tilde{B}_r (\beta_x y - \beta_y x) - \frac{e E_z}{\gamma m_0}, \quad (3)$$

где  $\beta_z = \dot{z}/c$ ,  $\beta_x = \dot{x}/c$ ,  $\beta_y = \dot{y}/c$ ,  $\gamma^2 = 1 - \beta_x^2 - \beta_y^2 - \beta_z^2$ ,  $\tilde{B}_r = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}$ ,  $B_{\varphi,m} = \frac{2I_b}{r_{b0} c}$ ,  $A = \beta_z^2 (1 - f_M) - 1 + f_e$ ,  $E_z$  — электрическое поле, появление которого может быть связано как с индуктивными явлениями на переднем и заднем фронтах пучка, так и с торможением пучка за счет возбуждения неустойчивостей при транспортировке пучка в плазме,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  — радиус траектории электрона в цилиндрических координатах  $(r, \varphi, z)$ ,  $f_M$  и  $f_e$  — степени токовой и зарядовой нейтрализации. Уровень токовой нейтрализации определялся численно, согласно модели [5], с учетом ионизации аргона электронным пучком при давлении  $p = 0.01 - 0.05$  Па.

Неоднородное магнитное поле описывалось функцией

$$B_z = B_{z0} \exp[-(z_m - z)^2 / 1.44 a^2],$$

где  $a$  — параметр, определяющий градиент поля  $B_z(z)$ ; при  $z = z_m - a$  поле равно половине максимального уровня  $B_{z0}$ . Такая зависимость соответствует полю на входе  $z < z_m$  ( $B_r > 0$ ) и выходе  $z > z_m$  ( $B_r < 0$ ) соленоида.

Уравнения (1)–(3) допускают аналитическое решение только при упрощающих предположениях:  $\beta_z \gg \beta_x, \beta_y$  и  $E_z = 0$  [6,7]. Аналитические решения удобно использовать для оценок возможности транспортировки и фокусировки пучка при различной напряженности внешнего магнитного поля. В общем случае система уравнений (1)–(3) с учетом изменения параметров пучка и различных соотношений между внешним и собственными полями решалась численно.

Результаты исследования транспортировки нейтрализованного по заряду пучка показывают, что движение электронов складывается из двух вращений на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , которые представляют собой гибриды частот: циклотронной частоты

$$\Omega_0 = e B_z / \gamma m_0 c,$$

частоты

$$\Omega_r = \sqrt{e |\tilde{B}_r| \beta_z / \gamma m_0}$$

и частоты колебаний электронов в собственном магнитном поле

$$\Omega = \{(2c^2 / r_b^2 \beta_z \gamma) (I_b / I_{A0}) A\}^{1/2}.$$

В зависимости от соотношения составляющих поля  $B_r, B_\varphi, B_z$  эти частоты могут изменяться в широких пределах. При доминировании поля  $B_z$  ( $\Omega_0 \gg \Omega, \Omega_r$ ) четко прослеживается (рис. 1, 2) быстрое вращение электронов с высокой циклотронной частотой  $\omega_2 \approx \Omega_0$  и малым радиусом вращения вокруг ведущего центра, а также — медленное вращение с частотой  $\omega_2 \ll \Omega_0$  вокруг оси пучка радиусом  $r_b$ . Огибающая пучка зависит от уровня  $B_{z0}$ , градиента поля  $B_z(z)$  на входе в пространство дрейфа, плотности тока, энергии электронов и степени токовой и зарядовой нейтрализации. При этом, как следует из анализа численных экспериментов, наиболее удобно осуществлять управление плотностью тока и энергией пучка на мишени изменением градиента внешнего магнитного поля.

Численные эксперименты проводились при постоянной плотности тока пучка на катоде, определяемой ускоряющим напряжением, для различных значений тока пучка. Так, для пучка радиусом на катоде  $r_{b0} = 3$  см

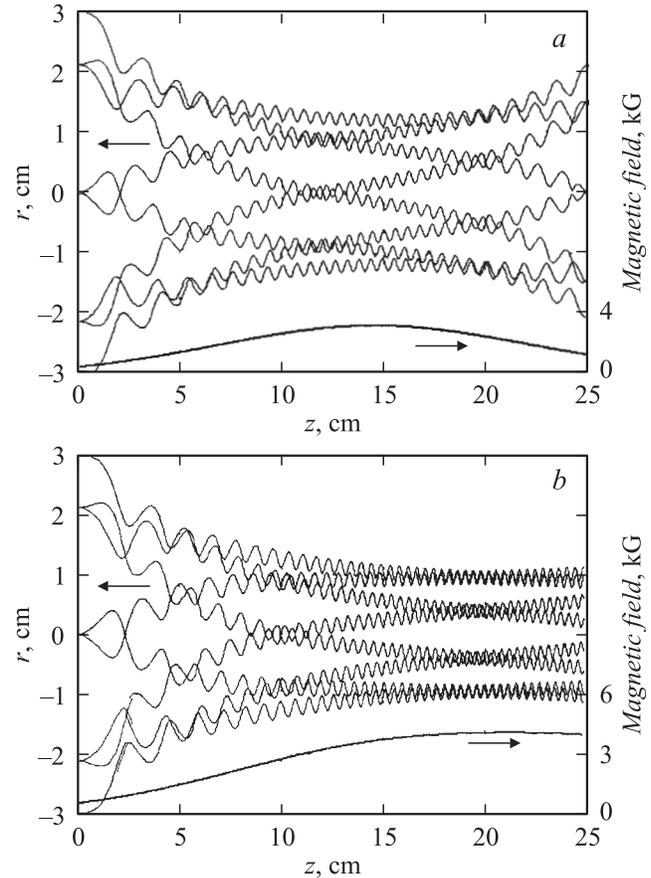


Рис. 1. Конфигурации электронного потока и распределения магнитного поля.

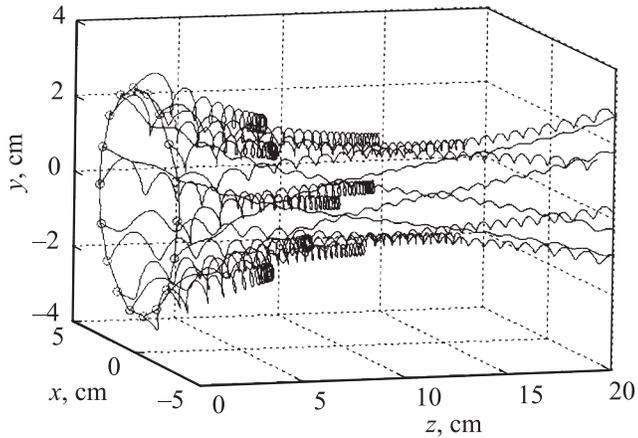


Рис. 2. Конфигурации электронного потока с разбросом по скоростям на катоде;  $v_{\perp}/v_z = 0.26$ .

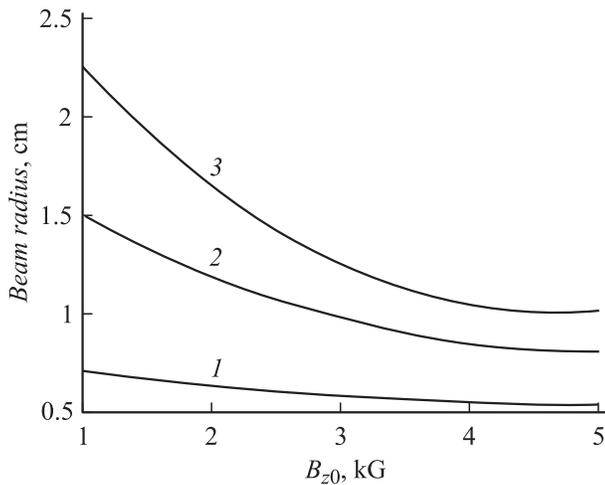


Рис. 3. Зависимость радиуса пучка на мишени от уровня магнитного поля  $B_{z0}$ .

и током  $I_b = 15 \text{ kA}$  можно получить сжатие на мишени до  $1 \text{ cm}$  при токовой нейтрализации  $f_M = 0.5$  и  $B_{z0} = 3.8\text{--}4.5 \text{ kG}$  (см. рис. 1, 2). Сжатие пучка происходит при определенных конфигурациях внешнего магнитного поля. При дальнейшем увеличении градиента в трубе дрейфа имеет место пинч-эффект, при котором пучок отражается на расстоянии  $12 \text{ cm}$  от катода и не попадает на мишень. Пинч-эффект связан с поперечными скоростями электронов, которые возникают в собственном магнитном поле. С увеличением токовой нейтрализации пучка поперечные скорости электронов уменьшаются, и пучок проходит на мишень без потерь.

На рис. 2 показан конфигурационный портрет пучка электронов с начальным разбросом по поперечным скоростям  $\text{tg}\theta = v_{\perp}/v_z = 0.26$  ( $\theta \sim 16^\circ$ ) в неоднородном магнитном поле. Как видно из рис. 2, разброс электронов по скоростям не нарушает фокусировки пучка, однако при этом часть электронов с большими поперечными скоростями  $v_{\perp}/v_z$  не проходит на мишень. При уменьшении начального разброса электронов по скоростям до значения  $\sim 10\%$  и уменьшении тока на входе в трубу дрейфа до  $1\text{--}3 \text{ kA}$  эти потери практически исчезают.

На рис. 3 показано изменение радиуса пучка на мишени в зависимости от уровня магнитного поля на краю трубы дрейфа при разных радиусах пучка на катоде: кривая 1 —  $r_{b0} = 1$ , 2 — 2, 3 — 3 cm,  $j_b = 0.53 \text{ kA/cm}^2$ .

Для реализации необходимых параметров пучка на мишени были рассчитаны профили магнитного поля, а с использованием программы ANSYS — определены конфигурации и местоположение катушек. Дополнительные исследования транспортировки электронного пучка в плазме проводились методом крупных частиц. Получено хорошее согласие результатов расчета сжатия пучка по модели [6] и результатов моделирования с использованием численного кода.

## Установка и результаты эксперимента

Экспериментальные исследования проводились на серийной установке, разработанной в компании Нагатасейки (Япония) совместно с институтом сильноточной электроники СО РАН (Россия). Низкоэнергетический пучок электронов с максимальным диаметром  $60 \text{ mm}$  используется для плавления и испарения поверхности металла, а также для модификации поверхности пластиковых линз и стоматологических материалов. Схема экспериментальной установки показана на рис. 4.

В эксперименте использовалась электронная пушка со взрывно-эмиссионным катодом и плазменным анодом, который формировался в сильноточном пеннинговском разряде. Катоды пеннинговского разряда (коллектор с образцами и катод пушки диаметром  $6 \text{ cm}$ ) заземлены через диод и резистор. Анод (6) — это тонкий цилиндр диаметром  $100$  и длиной  $20\text{--}100 \text{ mm}$ . В качестве рабочего газа применялся аргон под давлением  $0.05 \text{ Pa}$ .

На первом этапе ускоряющий промежуток и пространство дрейфа заполнялись плазмой с концентрацией  $10^{11}\text{--}10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Плазменный столб формировался при объемной ионизации газа в сильноточной стадии пеннинговского разряда. Затем на катод пушки (5) подавался импульс ускоряющего напряжения  $25\text{--}30 \text{ kV}$ . Поток электронов, ускоренный в двойном слое между катодной и анодной плазмой, транспортировался в плазменном канале к коллектору с образцами (7). Ведущее магнитное поле формировалось магнитными катушками

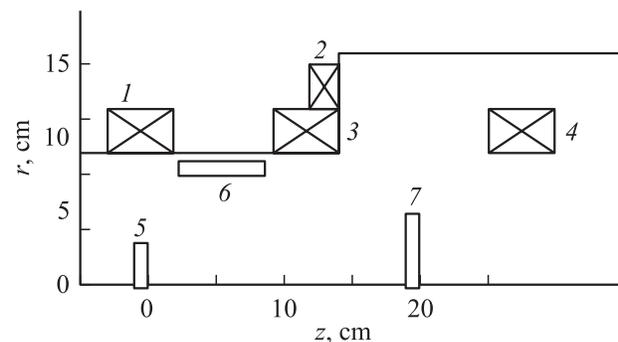


Рис. 4. Схема электронной пушки. 1 — верхняя катушка, 2 — контрольная катушка, 3 — нижняя катушка, 4 — дополнительная катушка, 5 — катод, 6 — анод, 7 — коллектор.

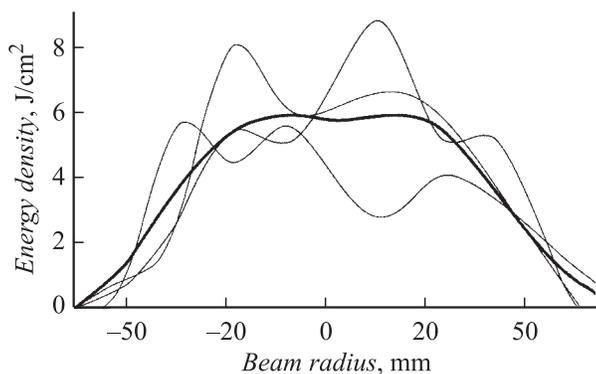
(1–4). Основные магнитные катушки имели по 270 витков каждая. Контрольная магнитная катушка (2) использовалась для фокусировки пучка, она располагалась поверх основной и имела 135 витков. Поле, создаваемое магнитной системой, могло изменяться от 0.5 до 5 кГ. Энергия пучка электронов измерялась калориметром с диаметром рабочей части 80 мм. Диаметр пучка на мишени контролировался по отпечатку на образцах из нержавеющей стали. Распределение энергии по сечению пучка контролировалось с помощью калориметра с девятью сенсорами диаметром 5 мм. Калориметры устанавливали на место образца, а результаты усредняли по 20 выстрелам.

В эксперименте с квазиоднородным магнитным полем 2.5 кГ, созданным двумя катушками (1 и 3), был получен достаточно однородный отпечаток диаметром 50 мм. Однако при обработке некоторых материалов (пластиковых линз) и изделий с большой площадью, когда приходилось сканировать изделие под пучком, была обнаружена значительная неоднородность отпечатка на поверхности изделия. Анализ показал, что неоднородность связана с большим разбросом энергии в импульсе от выстрела к выстрелу и с неоднородным распределением энергии по поперечному сечению пучка.

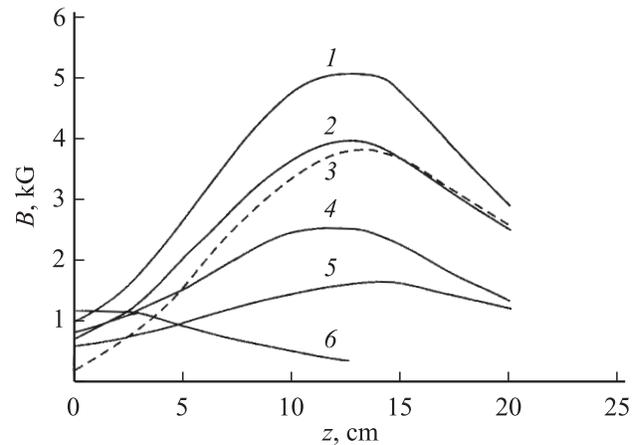
На рис. 5 показаны некоторые распределения плотности энергии по сечению пучка в серии из 20 выстрелов. Жирная линия — среднее значение энергии по 20 выстрелам в пучке. Анализ отпечатков и полученных распределений показал, что размер отпечатков примерно соответствует плоской части средней плотности энергии  $6 \text{ J/cm}^2$ .

По мере удаления от среза пушки распределение трансформировалось и на расстояниях 100–140 мм имело кольцевой характер. Распределение приближалось к однородному при увеличении высоты анода.

Отметим, что при расстоянии от среза пушки до коллектора 140 мм стабильность работы пушки зависела от размера анода. Для анода высотой 20 мм время формирования сильноточной стадии возрастало до  $500 \mu\text{s}$ . Вероятность срабатывания генератора менее 60%. Время формирования сокращалось до 20–40  $\mu\text{s}$  при увеличении высоты анода до 100 мм; вероятность срабатывания 100%.



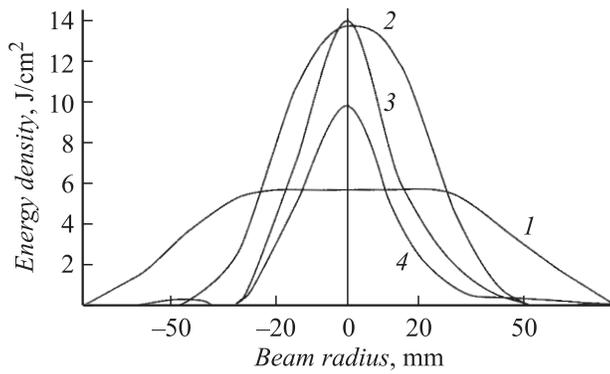
**Рис. 5.** Распределение плотности энергии электронов по радиусу пучка.



**Рис. 6.** Распределение магнитного поля вдоль оси трубы дрейфа: 1, 2 — теоретические, 3–6 — экспериментальные кривые.

Эксперименты в неоднородном внешнем магнитном поле были проведены с целью стабилизации положения максимума пучка на мишени и сжатия пучка на мишени. На рис. 6 представлены теоретические (1, 2) и экспериментальные (3–6) распределения напряженности внешнего магнитного поля вдоль оси пушки: 3–4 — полное магнитное поле, 4 — только нижняя катушка ( $I = 165 \text{ A}$ ), 5 — только контрольная катушка ( $I = 270 \text{ A}$ ), 6 — только верхняя катушка ( $I = 75 \text{ A}$ ). Для усиления фокусирующего действия магнитного поля на пучок использовалась дополнительная фокусирующая катушка (контрольная катушка 2) (рис. 5). Нижняя магнитная катушка (3) и контрольная (2) включались согласно, верхняя катушка (1) — встречно. С помощью трех катушек можно создавать внешнее магнитное поле различной конфигурации. В ходе экспериментов было установлено, что диапазон возможного изменения магнитного поля ограничен условиями формирования сильноточной стадии пеннинговского разряда. Уменьшение магнитного поля у катода до значений менее 300 Г приводило к увеличению времени формирования сильноточной стадии разряда до 0.5–1.0  $\mu\text{s}$ .

Эксперименты показали, что на фокусировку пучка основное влияние оказывает градиент магнитного поля вдоль оси пушки. Результаты эксперимента хорошо согласуются с результатами расчетов фокусировки электронного пучка на стадии транспортировки электронов к мишени. Меняя градиент поля (за счет изменения конфигурации магнитного поля), можно управлять размером пучка в трубе дрейфа и за ее пределами. С увеличением градиента поля по оси (за счет увеличения напряженности поля в нижней части пушки и увеличения встречного поля на катоде) диаметр пучка уменьшается более чем в 2 раза по сравнению с диаметром катода. При этом более жестко стабилизируется положение максимума энергии пучка относительно оси пушки (рис. 7). Разброс по энергии не более 25%. Плотность энергии в пучке при этом снижается на 20–30% и составляет

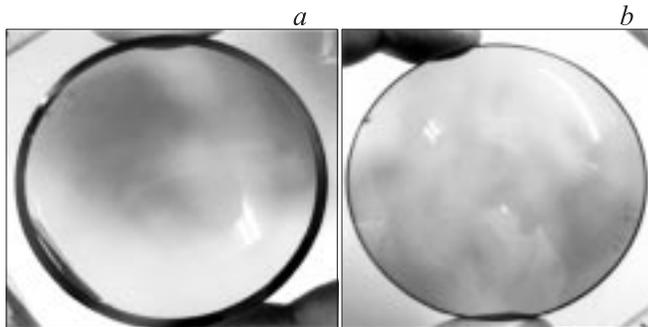


**Рис. 7.** Распределение плотности энергии по сечению пучка при разных градиентах магнитного поля; 1 — квазиоднородное поле; 2 — 180; 3 — 300; 4 — 350 G/cm.

4.5–6 J/cm<sup>2</sup>. Эти результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

Приведенные выше результаты получены на расстоянии 100 mm от среза пушки до коллектора. При увеличении этого расстояния до 140 mm эффективность переноса энергии пучком в магнитном поле катушек (1–3) падала и не превышала 1–3 J/cm. Такое значительное снижение энергии электронного пучка на мишени связано с тем, что транспортировка пучка осуществлялась в расходящемся магнитном поле и в плазме с низкой концентрацией частиц. Теоретические расчеты показали, что для транспортировки электронного пучка с энергетической эффективностью порядка 40% необходимо создать плазменный канал с плотностью плазмы более  $9 \cdot 10^{11}$  см<sup>3</sup>. В этом случае имеется полная зарядовая нейтрализация и достаточно высокая токовая нейтрализация пучка. При уменьшении плотности тока пучка скорость ионизации электронами пучка падает и необходимая плотность плазмы не достигается. Повышение энергетической эффективности пучка на мишени при больших расстояниях можно обеспечить, создавая необходимый профиль внешнего магнитного поля (рис. 1, b).

В экспериментах на расстояниях 140 mm транспортировка электронного пучка к мишени с более высокой энергетической эффективностью осуществлялась в неод-



**Рис. 8.** Пластиковые линзы, обработанные электронным пучком.

нородном магнитном поле, которое создавалось включением дополнительной манитной катушкой (4) (рис. 4). Ток в катушке и ее местоположение определялись из численных расчетов. Создание рассчитанного профиля магнитного поля в рабочей зоне установки (катушки 1, 2, 4) позволило в 2–3 раза увеличить энергию пучка на мишени. На рис. 8 показаны пластиковые линзы, поверхность которых модифицирована электронным пучком в магнитных полях разной конфигурации. Линза (рис. 8, a) облучалась пучком с распределением плотности энергии, близкой к распределению 1, показанному на рис. 7, линза (рис. 8, b) — пучком с распределением 2 (рис. 7). Видно, что стабилизация положения пучка в пространстве позволяет осуществить более однородную модификацию поверхности материала.

## Заключение

Проведенное исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетических электронных пучков показывает, что транспортировка сильноточных пучков с эффективным переносом запасенной энергии возможна при высокой степени зарядовой нейтрализации во внешнем продольном магнитном поле.

В неоднородном магнитном пол  $B_z(z)$  имеется область параметров, в которой удается более жестко стабилизировать положение максимума пучка на мишени и, при необходимости, осуществлять сжатие пучка. Это дает возможность управлять параметрами электронного пучка выбором конфигурации внешнего магнитного поля, согласованного с собственными полями.

При наличии углового разброса электронов по скоростям фокусировка сохраняется. Однако чтобы избежать больших дополнительных потерь пучка при высоких токах из-за высокой начальной поперечной скорости электронов, следует использовать пучки с  $v_{\perp}/v_z \leq 10\%$ .

Работа поддержана проектом РФФИ № 06-02-96905-р-офи.

## Список литературы

- [1] Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.V. // Laser Part. Beams. 2003. Vol. 21. P. 157–174.
- [2] Rahtarjo P., Wada H., Nomura Y., Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Uemura K. // Proc. 6<sup>th</sup> Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, Russia, 2002. P. 679–692.
- [3] Devyatkov V.N., Koval N.N., Schanin P.M., Grigoriev V.P., Koval T.V. // Laser Part. Beams. 2003. Vol. 21. P. 243–248.
- [4] Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 210 с.
- [5] Grigoriev V.P., Koval T.V., Potashev A.G. // Proc. 13<sup>th</sup> Int. Symp. on High Current Electronics. Tomsk, Russia, 2004. P. 33–38.
- [6] Григорьев В.П., Коваль Т.В. // Изв. Томского политехн. ун-та, 2006. Т. 309. № 1. С. 70–73.
- [7] Hammer D.A., Rostoker N. // Phys. of Fluids. 1970. Vol. 13. N 7. P. 1831–1850.