

УДК 587.533.7

РАСЧЕТЫ ФОРМИРОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ И ИХ ТРАНСПОРТИРОВКИ

В. Т. Астрелин,¹ П. Врба²

Введение

В лаборатории ИФП АН ЧССР используются электронные пучки для нагрева плазмы, образованной в магнитной системе «REBEX» [1]. Сильноточный релятивистский электронный пучок генерируется в вакуумных диодах с различными типами катодов. Основные параметры выходного электронного пучка: диаметр $2r_k \sim 4.5$ см, ток $I \sim 50$ кА, энергия электронов $eU_k \sim 0.3-0.5$ МэВ, длительность $\tau \sim 100$ нс. Пучок после прохождения заземленной анодной фольги распространяется во внешнем магнитном поле $B_0 = 0.5$ Т и инжектируется в плотную плазму ($\sim 5 \cdot 10^{21}$ м⁻³). Нагрев плазмы осуществляется при прямом и обратном прохождении пучка через камеру дрейфа. Цель данной работы — провести расчет параметров пучка в диодном промежутке перед и за анодной фольгой и предварительные расчеты транспортировки пучка плазменным столбом.

§1. Программное обеспечение

Для расчета релятивистского электронного пучка (РЭП) используется пакет прикладных программ «POISSON-2», разработанный в СО АН СССР [2]. В рамках сотрудничества ИЯФ СО АН СССР и ИФП ЧСАН пакет был адаптирован для ЭВМ ЕС1040/45 в ЦВТ ЧСАН. Программные модули, составляющие пакет, организованы в библиотечном наборе данных. Пакет допускает широкие возможности нестандартных действий присоединением программ пользователей.

Пакет «POISSON-2» предназначен для решения самосогласованных стационарных двумерных плоскопараллельных и осесимметричных задач по расчету систем с сильноточным релятивистским пучком [3]. Полная система уравнений состоит из стационарных уравнений Максвелла, релятивистских уравнений движения частиц и уравнения неразрывности. Потенциал электростатического поля φ определяется решением уравнения Пуассона

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0},$$

где ρ — плотность объемного заряда частиц пучка, ϵ_0 — электрическая постоянная вакуума. Возможны следующие граничные условия на потенциалы: $\varphi|_{s_1} = a(s)$ (первого рода), $\frac{\partial\varphi}{\partial n}|_{s_2} = b(s)$ (второго рода) или условие на границе сред с разными диэлектрическими постоянными

$$\epsilon_+ \frac{\partial\varphi}{\partial n}|_{s_+} = \epsilon_- \frac{\partial\varphi}{\partial n}|_{s_-},$$

¹ Институт ядерной физики СО АН СССР, г. Новосибирск.

² Институт физики плазмы ЧС АН, г. Прага.

где $a(s)$, $b(s)$ — функции, заданные на границе; ε_+ , ε_- — относительные диэлектрические проницаемости сред.

Расчет формы траекторий проводится решением релятивистских уравнений движения частиц

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = Z(-\text{grad } \varphi + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]),$$

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{m_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\mathbf{p}}{m_0 c}\right)^2}},$$

где $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ — релятивистский импульс частицы с массой покоя m_0 и зарядом Z ; \mathbf{v} , \mathbf{r} — скорость и координата частицы; c — скорость света; \mathbf{B} — вектор магнитной индукции, складывающийся из внешнего поля \mathbf{B}_0 и собственного поля, возникающего при движении частиц. Учтен также вклад от тока, протекающего по проводящим электродам. Начальные условия для траекторий задаются на поверхности эмиттера s_0

$$\mathbf{r}|_{s_0} = \mathbf{r}_0, \quad \mathbf{v}|_{s_0} = \mathbf{v}_0.$$

Для расчета поведения частиц в электромагнитных полях используется гидродинамическая модель «трубок тока» [2]. В приведенных расчетах количество трубок тока составляло обычно от 17 до 48. Вклад каждой трубки тока в объемный заряд определяется из гидродинамического уравнения неразрывности $\text{div } \mathbf{j} = 0$ с начальной плотностью тока на поверхности эмиттера $\mathbf{j}|_{s_0} \equiv \mathbf{j}_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, \varphi)$. Величина \mathbf{j}_0 задается эмиссионной способностью эмиттера, либо определяется объемным зарядом пучка вблизи поверхности эмиттера [4].

2. Стационарные электронные пучки в диодах с различной конфигурацией электродов

Расчеты пространственного поведения РЭП проводились для трех типов диодов. Диод с плоским катодом ($U_k = -500$ кВ) находился во внешнем однородном магнитном поле $B_0 = 0.45$ Тл. Ток диода ограничен пространственным зарядом. Его значение, установившееся в процессе итераций, составляет $I \sim 44$ кА, что меньше критического значения тока $I < I_c =$

$= 17\gamma \frac{r_k}{2d_0} 64$ кА. Плотность тока на торцевой части катода равна $J_k \sim 23$ МА·м⁻², вблизи анодной фольги плотность тока практически однородна по радиусу и равна $J_a \sim 27$ МА·м⁻². Самофокусировка пучка под влиянием собственного азимутального магнитного поля B_φ незначительна из-за [наличия продольного магнитного поля

$B_0 > B_\varphi$ (рис. 1). Угол падения α ($\alpha = \text{arctg } \frac{v_\perp}{v_z}$,

где $v_\perp = \sqrt{v_r^2 + v_\varphi^2}$) отдельных трубок тока на

анод линейно возрастает с радиусом пучка, за исключением трубок тока на его периферии (рис. 2). Под действием азимутального магнитного поля пучка B_φ движение центральной части у анода приобретает

характер вращения «жесткого ротатора» с угловой скоростью $|\omega| = \frac{v_\varphi}{r} =$

$= 3 \cdot 10^9$ Гц (рис. 3).

Расчет диода с вогнутым катодом проводился для разных расстояний d_0 (0.6, 0.8 см). В обоих случаях для сходимости итерационного процесса оказалось достаточно 20 итераций с релаксацией тока. В случае $d_0 = 0.6$ см полный ток достигает $I \sim 37.5$ кА и плотность тока эмиссии не превышает $J_k \ll$

$\ll 20$ МА·м⁻². Собственное магнитное поле B_φ сжимает электронный пучок

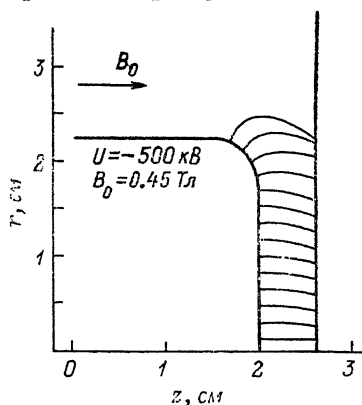


Рис. 1. Геометрия плоского диода с траекториями токовых трубок.

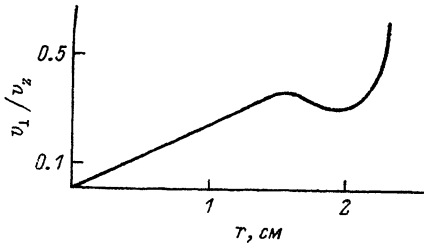


Рис. 2. Зависимость угла падения электронов на поверхность анода от радиуса.

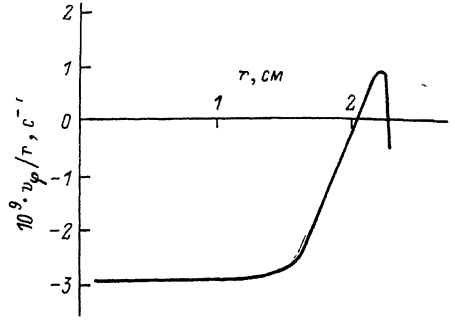


Рис. 3. Зависимость угловой скорости частиц в пучке от радиуса.

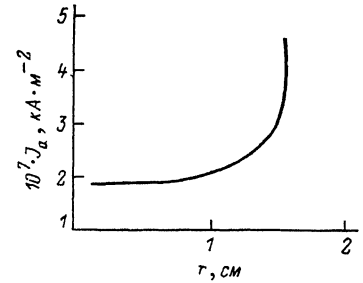
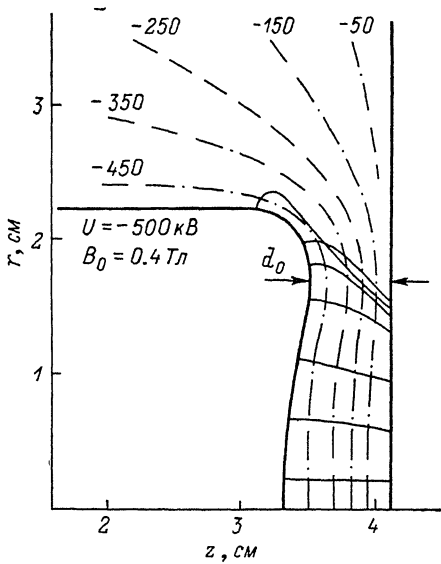


Рис. 4. Геометрия диода с вогнутым катодом, траектории токовых трубок и эквипотенциальные линии.

← Рис. 5. Распределение плотности тока по поверхности анода в диоде с вогнутым катодом.

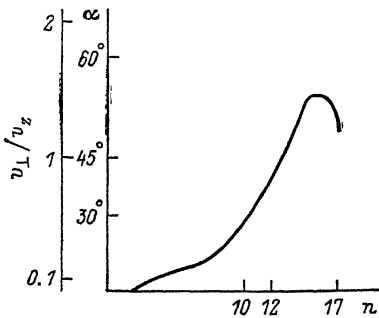


Рис. 6. Зависимость угла падения траекторий на анод от номера траектории.

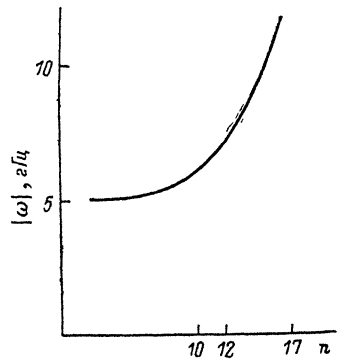


Рис. 7. Зависимость угловой скорости траекторий вблизи поверхности анода от номера траектории.

особенно на внешней его границе, где $B_0 \sim 0.23$ Тл (рис. 4). Плотность тока на аноде на периферии пучка достигает $J_a^u \sim 47$ МА·м⁻², что приблизительно в 2.5 раза больше, чем в его центральной части, и формируется трубчатый

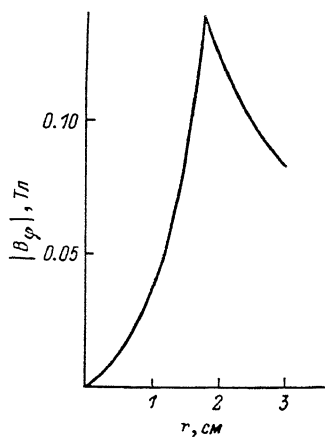
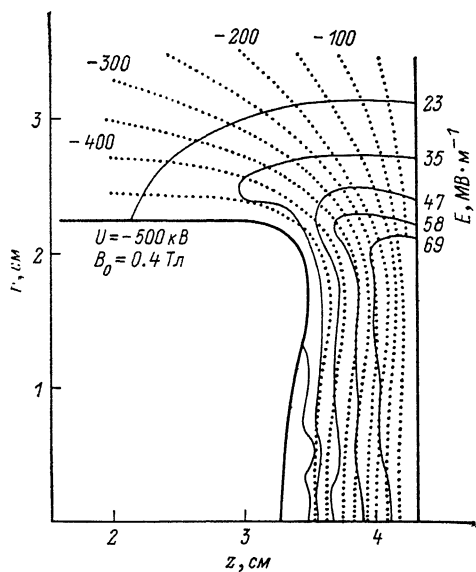


Рис. 8. Распределение эквипотенциальных линий и линий постоянной напряженности электрического поля в диоде.

Рис. 9. Распределение азимутальной компоненты магнитного поля по радиусу у поверхности анода.

пучок (рис. 5). Отдельные трубки тока падают на анод под разными углами, углы падения достигают $\alpha \leq 55^\circ$ (рис. 6). Трубчатый пучок (рис. 7) вращается с широм ($d\omega/dr \neq 0$), который может способствовать возбуждению диокотронной неустойчивости [5].

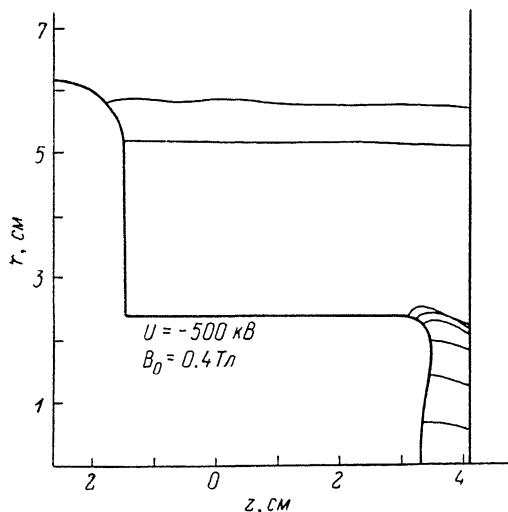


Рис. 10. Геометрия диода с вогнутым катодом и прикатодным электродом.

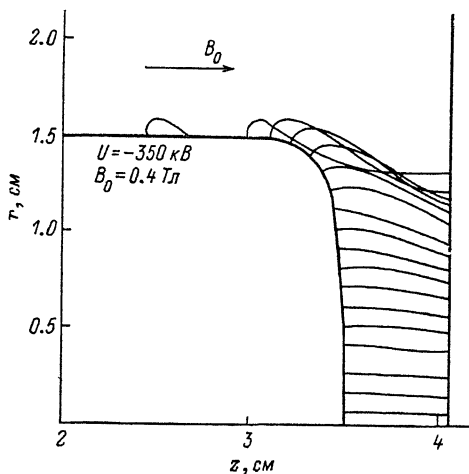


Рис. 11. Геометрия диода с коническим катодом.

При увеличении расстояния d_0 полный ток уменьшается, достигая в случае $d_0 = 0.8$ см значения $I = 25.4$ кА. Абсолютная величина напряженности электрического поля E вблизи поверхности эмиттера выше критической величины $E_{кр}$ ($E_{кр} \sim 140$ МВ·м⁻¹ — напряженность поля, при которой эмиссия электронов с поверхности графитового катода становится однородной [6]). В пространстве,

где сформировался электронный пучок, эквипотенциали в линии постоянной напряженности электрического поля приблизительно параллельны (рис. 8). В пространстве, где заряд отсутствует, кривые пересекаются под углом, близким к прямому. Собственное магнитное поле B_{φ} всегда меньше внешнего и достигает максимального значения $B_{\varphi} \sim 0.14$ Тл на периферии пучка (рис. 9).

Проверка возможности эмиссии с бокового выступа катода показала, что ток в диоде может протекать при больших расстояниях эмиссионной поверхности от анода (рис. 10). Однако этот ток I_B составлял лишь десятую часть полного тока $I_B/I \sim 0.1$.

В случае диода с коническим катодом (рис. 11) плотность тока вблизи анода имеет незначительный максимум $J_u^m \sim 26$ МА·м⁻², который возникает вследствие влияния собственного поля на движение периферийных электронов. В этом диоде центральная часть катода ближе к аноду, чем периферийная, что приводит к почти однородному распределению тока по поверхности анода.

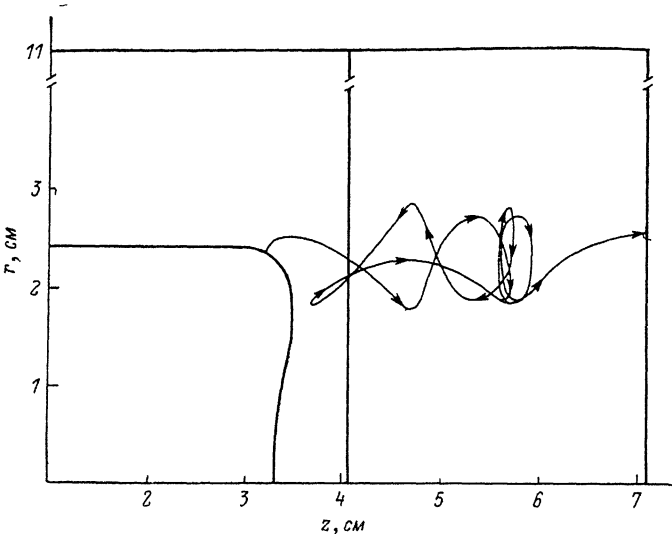


Рис. 12. Геометрия диода и траектория токовой трубки в дрейфовом пространстве, $I=28$ кА.

3. Диод с вакуумной камерой дрейфа

Инжекция сильноточного электронного пучка в вакуумную дрейфовую камеру показана на рис. 12. Трубчатый РЭП формируется в зазоре между вогнутым катодом ($U_k = -500$ кВ) и заземленным анодом. После прохождения анодной фольги пучок распространяется в вакууме в продольном магнитном поле $B_0 = 0.4$ Тл. Общеизвестно, что ток I пучка инжектируемого в металлическую камеру дрейфа ограничивается провисанием электрического потенциала, обусловленного пространственным зарядом пучка [5] $I < I_l$, где

$$I_l (kA) = 17 \frac{\lambda}{2} [\gamma^{2/3} - 1]^{3/2} \frac{r_{п}}{\Delta r_{п}} \quad \text{и} \quad \lambda l = \left\{ \left(\frac{\lambda_0 r_{п}}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi r_{п}}{L} \right)^2 \right\},$$

$r_{п}$, $\Delta r_{п}$ — радиус и ширина пучка; R , L — радиус и длина камеры дрейфа; γ — релятивистский фактор; $\lambda_0 = 2.4048$. В случае $I < I_l$ (для $\gamma = 2$, $r_{п}/\Delta r_{п} \sim 2.5$, $R = 11$ см, $L = 3$ см, допустимый ток $I_l \sim 30$ кА) пучок распространяется в продольном направлении. В случае $I > I_l$, когда инжектируемый ток превышает максимально допустимый, на некотором расстоянии от анода возникает виртуальный катод. Часть электронов пучка отражается от виртуального катода, возвращается в диод, где ограничивает эмиссионный ток. В этом случае итерационный процесс не сходится, стационарное состояние не достигается. Траектория трубки тока получена на 5-й итерации (вблизи критического значения тока) (рис. 12).

4. Диод с камерой дрейфа, заполненной плазмой

Ограничение тока, инжектируемого в пространство, заполненное плазмой, обусловлено фокусировкой пучка собственным магнитным полем. Максимальный ток, который может транспортироваться нейтрализованным по заряду трубчатым пучком, равен $I'_i = I_A \frac{r_{\text{п}}}{\Delta r_{\text{п}}}$, где I_A (кА) = 17.3γ (для $\gamma = 2$, $r_{\text{п}}/\Delta r_{\text{п}} \sim 2.4$, $R=11$ см, $L=3$ см, допустимый ток $I' \sim 71$ кА). Трубчатый пучок формируется в вакуумном диоде, после прохождения анодной фольги пучок распространяется в плазме в присутствии внешнего магнитного поля $B_0 = 0.45$ Тл (рис. 13). Стационарный ток $I' = 56$ кА пучка меньше, чем предельный альфве-

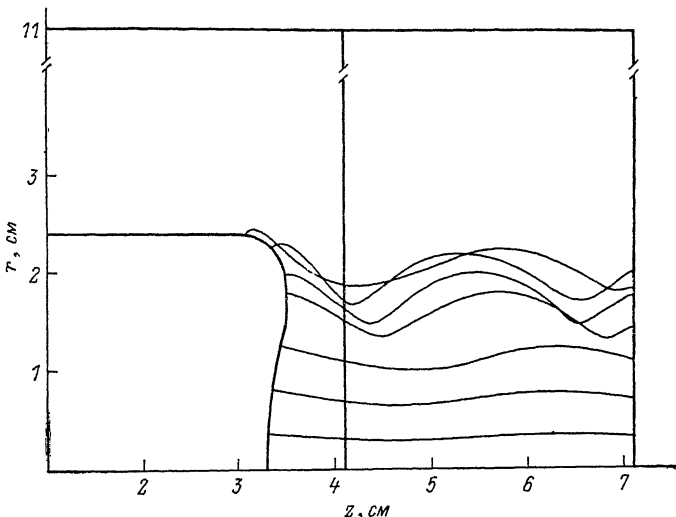


Рис. 13. Геометрия диода и траектории токовых трубок при прохождении через плазменный объем.

новский ток $I'_i = 71$ кА, но больше, чем максимально допустимый ток $I_l = 30$ кА (когда в дрейфовом пространстве плазма отсутствует). Отдельные частицы (трубки тока) движутся по спиральным траекториям с радиусом $r_{\text{тр}} = v_{\perp}/\omega_B$, где $\omega_B = \frac{e}{m} B_0$, $v_{\perp} = \sqrt{v_{\phi}^2 + v_r^2}$.

Заключение

Приведены расчеты формирования сильноточного электронного пучка в диодах с катодами различной формы во внешнем магнитном поле. Показано, что форма катода существенно влияет на распределение тока по поверхности анода: для вогнутого катода пучок близок к трубчатому, а в случае конического катода практически однороден. Рассмотрены задачи транспортировки пучка в вакуумном и заполненном плазмой дрейфовом пространстве. В отсутствие плазмы ток пучка ограничивается предельным вакуумным значением. Влияние внешнего магнитного поля позволяет увеличить ток пучка при транспортировке в плазме по сравнению с альфвеновским предельным значением. Применяемый для этих расчетов пакет прикладных программ «POISSON-2» позволяет решать стационарные задачи формирования пучков в отсутствие виртуального катода.

Литература

- [1] P. Sunka et al. In: 13th Czechoslovak Seminar on Plasma Physics and Technology. Liblice, 1985, IPPCZ-255, p. 63.
- [2] Астрелин В. Т., Иванов В. Я. Автометрия, 1980, № 3, с. 93—99.
- [3] Астрелин В. Т. Автореф. канд. дис. Новосибирск, 1986.
- [4] J. W. Poukey. J. Vac. Sci. Technol., 1975, N 10, 1214—1217.
- [5] Miller R. B. In: Intense Charged Particle Beams. New York, 1982.
- [6] Щеглов М. А. Автореф. канд. дис. Новосибирск, 1984.