

УДК 53.072; 537.533

ОПТИМИЗАЦИЯ ЛЕНТОЧНОГО ДИОДА С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА В СИЛЬНОТОЧНОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ

В. Т. Астрелин, А. В. Аржанников, А. В. Бурдаков,
С. Л. Синицкий, В. Д. Степанов

Институт ядерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск
Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск
E-mail: V.T.Astrelin@inp.nsk.su

Проведена оптимизация геометрии ленточного диода ускорителя У-2 с целью увеличения как плотности тока, так и полного тока релятивистского электронного пучка для последующей его инжекции в плазму многопробочной ловушки ГОЛ-3. Моделирование пучка в диоде проводилось с использованием пакета прикладных программ "POISSON-2", который был модифицирован на основе результатов, полученных с использованием теории плоского диода в наклонном магнитном поле. В результате оптимизации определены геометрия диода и конфигурация магнитного поля, которые должны обеспечить в эксперименте повышение плотности тока в 1,5–2 раза при сохранении малой угловой расходимости скоростей электронов.

Ключевые слова: численное моделирование, электронно-оптическая система, сильноточный пучок, оптимизация диода, яркость пучка.

Введение. На установке ГОЛ-3 Института ядерной физики СО РАН [1] ведутся исследования по нагреву плотной плазмы с помощью сильноточного релятивистского электронного пучка [2] и удержанию ее в многопробочной магнитной ловушке. При инжекции пучка с плотностью тока $j \approx 1,5$ кА/см² в плазму с плотностью $n_p \approx 10^{21}$ м⁻³ температура плазменных электронов в экспериментах достигла значений $T_e \approx 2 \div 3$ кэВ, а температура ионов — значений $T_i \approx 1 \div 2$ кэВ. Энергетическое время жизни плазмы в ловушке составило 0,5 ÷ 1,0 мс. Полученные параметры плазмы являются одними из лучших в классе открытых ловушек и даже сопоставимы с параметрами токамака средних размеров. Это означает, что развиваемое направление по многопробочному удержанию плазмы, нагреваемой электронным пучком, является перспективным для использования его в качестве основы концепции термоядерного реактора.

Для дальнейшего увеличения плазменных параметров необходимо улучшение характеристик пучка, а именно увеличение его плотности при сохранении малой угловой расходимости скоростей электронов, а также удлинение импульса пучка по времени. С этой целью путем численных расчетов с помощью пакета прикладных программ "POISSON-2" [3] проведена оптимизация геометрии диода и конфигурации магнитного поля. Для расчета характеристик пучка с необходимой точностью алгоритмы пакета были модифицированы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 07-08-00682) и в рамках Инновационного образовательного проекта № 456.

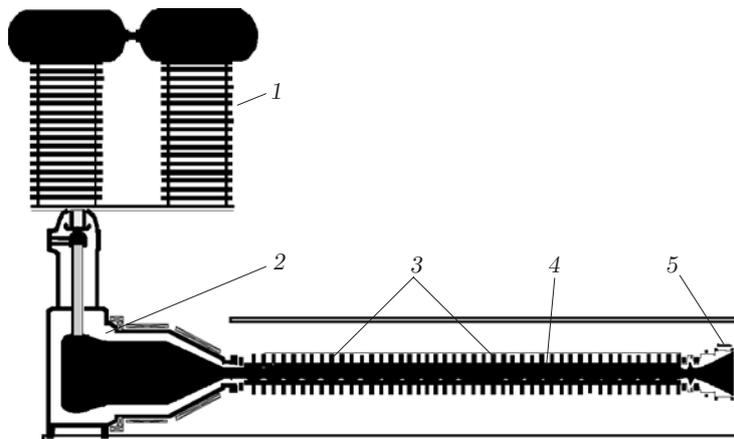


Рис. 1. Схема установки ГОЛ-3:

1 — генератор электронного пучка У-2; 2 — ленточный диод; 3 — соленоид; 4 — плазма; 5 — выходной узел

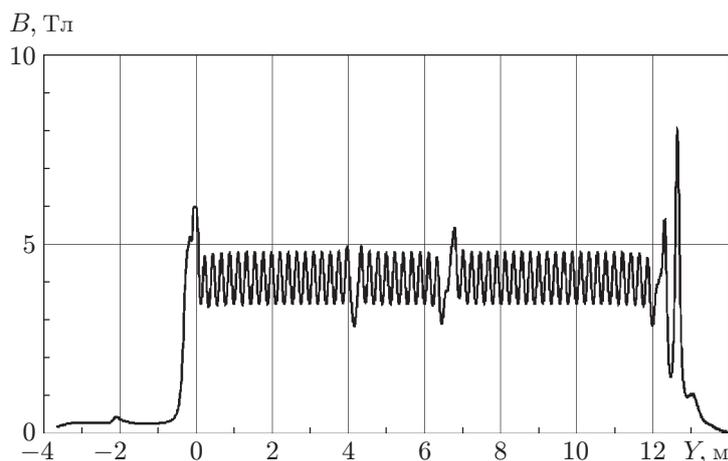


Рис. 2. Распределение магнитного поля на оси магнитной ловушки

с учетом результатов ранее выполненного теоретического анализа работы плоского диода в наклонном магнитном поле [4, 5].

1. Параметры эксперимента на установке ГОЛ-3. Схема установки ГОЛ-3 и распределение магнитного поля на оси ловушки показаны на рис. 1, 2. Магнитная система установки состоит из $N = 55$ магнитных пробкотронов (длина каждого пробкотрона $l = 22$ см, пробочное отношение $B_{\max}/B_{\min} = 4,8$ Тл/3,2 Тл), размещенных последовательно между сильными концевыми магнитными пробками с полем $B_{in} \approx 6$ Тл на входе пучка и $B_{out} \approx 9$ Тл на его выходе. Дейтериевая плазма с плотностью $n_p \approx 10^{20} \div 10^{22}$ м⁻³ создается в цилиндрической проводящей камере, расположенной внутри соленоида ГОЛ-3.

Вакуумный диод ускорителя У-2 содержит ленточный катод сечением 5×75 см, изготовленный из карботекстима (графитовый волокнистый материал), и щелевой бесфольговый анод, переходящий далее в щелевой транспортный канал с плоской геометрией. Для получения высокой плотности тока электронный пучок генерируется в диоде в условиях умеренного магнитного поля, в котором циклотронный радиус электронов по полной энергии сравним с размером зазора между анодом и катодом. Магнитное поле в диоде плавно увеличивается от значений $B_{cat} = 0,14 \div 0,17$ Тл на катоде до значения $B_{ch} = 0,28$ Тл

внутри транспортного канала. После прохождения по транспортному каналу длиной 1 м пучок попадает в преобразователь, в котором под действием квадрупольной составляющей магнитного поля форма его поперечного сечения плавно (на длине 1,5 м) перестраивается в квадратную. При дальнейшем сжатии пучка ведущим магнитным полем его площадь вблизи входной пробки соленоида уменьшается приблизительно в 20 раз. В той же области установлен отдельный импульсный клапан для создания газового облака криптона с плотностью порядка 10^{22} м^{-3} , обеспечивающего нейтрализацию по объемному заряду и транспортировку пучка с высокой плотностью тока. После прохождения через область компрессии пучок инжектируется в столб плазмы общей длиной 12 м, в котором он производит интенсивную накачку плазменных волн. На выходе из плазмы сечение пучка, движущегося в уменьшающемся магнитном поле, плавно увеличивается. За выходной пробкой, на расстоянии от нее, равном 1 м, пучок попадает на коллектор, расположенный в магнитном поле $B \approx 0,3 \text{ Тл}$.

Предельные параметры пучка, полученные ранее в тестовых экспериментах (энергия электронов $eU_b \approx 1 \text{ МэВ}$, полный ток $I_b \approx 50 \text{ кА}$, длительность пучка $\tau_b \approx 8 \text{ нс}$), были несколько уменьшены для обеспечения постоянства параметров пучка в сериях опытов по нагреву плазмы. Поэтому в рассматриваемой серии энергия электронов $eU_b \approx 0,8 \text{ МэВ}$, ток пучка $I_b \approx 20 \text{ кА}$, а энергосодержание пучка $W_b \leq 120 \text{ кДж}$. Измеренные в [2] средние величины питч-углов скоростей электронов, экстраполированные на поле $B_{in} \approx 6 \text{ Тл}$, а также их значения, полученные в результате численного моделирования, не превышали $0,3 \text{ рад}$. Что касается плотности тока электронного пучка, то вследствие замагниченности электронов она была пропорциональна локальной величине магнитного поля в ловушке и изменялась в диапазоне $1,0 \div 1,5 \text{ кА/см}^2$.

Как отмечено выше, основным механизмом передачи энергии электронного пучка плазменным электронам является накачка пучком интенсивных плазменных волн. Для обеспечения высокой эффективности накачки необходима высокая плотность электронов в фазовом объеме. Для пучков плотность характеризуется яркостью, пропорциональной отношению плотности тока пучка к среднему квадрату угловой расходимости скоростей электронов. Действительно, величина инкремента пучково-плазменной неустойчивости определяется выражением

$$\Gamma \approx \frac{\omega_p}{\langle \theta^2 \rangle} \frac{n_b}{\gamma n_p},$$

где γ — релятивистский фактор; $\langle \theta^2 \rangle$ — среднеквадратичный разброс питч-углов скоростей электронов; ω_p — плазменная частота. Очевидно, инкремент пропорционален яркости пучка. Увеличение именно этого параметра за счет плотности тока является основной целью при оптимизации геометрии диода и конфигурации магнитного поля, проводимой в данной работе.

2. Следствия теории плоского диода в магнитном поле. Предварительно рассмотрим некоторые результаты, полученные с использованием теории плоского диода в наклонном магнитном поле и примененные в пакете “POISSON-2”. Как известно, с использованием аналитической теории, рассматривающей генерацию электронного пучка в диодах различной конфигурации, точное решение удается находить в тех задачах, в которых геометрия электродов описывается простыми выражениями в какой-либо ортогональной криволинейной системе координат (например, плоская, цилиндрическая или сферическая геометрия). Только в этих случаях, как правило, в нерелятивистском приближении без учета собственного магнитного поля пучка можно в явном виде вычислить характеристики пучка.

В реальных диодах, формирующих сильноточные релятивистские пучки, применяются электроды сложной геометрической формы. Большинство задач расчета таких диодов

решаются только с помощью численных методов. При этом в практически важном случае ограничения тока пучка в диоде пространственным зарядом в присутствии наклонного относительно катода магнитного поля большинство моделирующих кодов не обеспечивают необходимую точность вычислений параметров электронного потока из-за несовершенства методов решения уравнения для траекторий электронов на начальном этапе их движения. Это вызвано появлением особенности у функции плотности объемного заряда вблизи поверхности катода, что обусловлено бесконечной эмиссионной способностью катода. Одним из возможных способов корректного учета данной особенности является использование аналитического решения уравнений движения электрона на начальном участке траектории (в тонком “стартовом” слое) в приближении плоской геометрии диода. Далее координаты и скорости частиц, полученные из этого решения на поверхности слоя, используются в качестве стартовых (начальных) условий для расчета остальной части траектории путем численного решения уравнений движения.

Обычно для расчета плотности тока на катоде j_0 и начальной скорости электронов V используется приближенная модель плоского слоя в отсутствие магнитного поля. Очевидно, что в расчетах по этой модели толщина “стартового” слоя d в реальном диоде должна быть малой по сравнению не только с радиусом кривизны поверхности, но и с расстоянием от поверхности катода ζ_0 , на котором силы, действующие на электрон со стороны электрического E и магнитного B полей, становятся близкими по величине ($eE \approx eVB/c$) и происходит замагничивание электронов [4, 5]:

$$\zeta_0 = j_0 / (\varepsilon_0 B \omega_B^2)$$

или (в системе СГС)

$$\zeta_0 = 4\pi c j_0 / (B \omega_B^2).$$

Здесь $\omega_B = eB/m$ — циклотронная частота электронов; ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума. Для диода ускорителя У-2 ($j_0 \approx 20 \div 30$ А/см², $B \approx 0,15$ Тл) расстояние $\zeta_0 \approx (2 \div 3) \cdot 10^{-2}$ см, что при характерных размерах элементов диода порядка 10 см делает задачу существенно разномасштабной. Разномасштабность усугубляется тем, что при использовании такой модели в случае диодов с сильным магнитным полем для выполнения условия $d \ll \zeta_0$ требуется мелкий шаг сетки вблизи катода ($h \ll d$). Поэтому при решении задачи с использованием модели “стартового слоя без магнитного поля” могут потребоваться значительные вычислительные ресурсы (оперативная, дисковая память и, главное, время счета) для расчета угловых характеристик электронов пучка с необходимой точностью. Для преодоления этих трудностей в ряде работ (см., например, [6, 7]) разработаны специальные алгоритмы, учитывающие в аналитических разложениях такие факторы, как внешнее магнитное поле, кривизна поверхности, неоднородность эмиссии на поверхности катода. Как правило, эти алгоритмы ориентированы на определенные классы задач и зачастую не являются универсальными.

Для достижения точности, достаточной для решения рассматриваемой задачи при сохранении универсальности численных алгоритмов, в настоящей работе для учета магнитного поля в “стартовом” слое предлагается использовать точное решение, полученное в рамках ранее созданной теории плоского диода [4, 5] в наклонном относительно катода магнитном поле (рис. 3). Очевидно, это позволит существенно расширить диапазон значений магнитных полей при моделировании сильноточных диодов. Ниже приводятся наиболее важные для вычислительных приложений следствия из теории [4, 5].

Рассмотрим диод, помещенный в магнитное поле $\mathbf{B} = hB$, направленное под углом $\varepsilon = \arcsin(nh)$ к поверхности эмиттера с нормалью \mathbf{n} , в котором ток эмиссии ограничен объемным зарядом. В непосредственной близости от эмиттера, где применимо приближе-

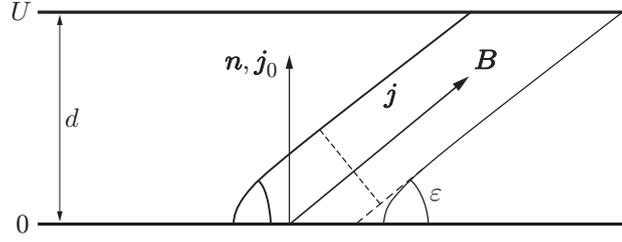


Рис. 3. Схема плоского диода в наклонном магнитном поле

ние плоской геометрии, теория предсказывает закон движения нерелятивистской частицы, который может быть записан в векторном безразмерном виде:

$$(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)/\zeta_0 = \mathbf{n}(\tau - \sin \tau) + \mathbf{h}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{h})(\tau^3/6 - \tau + \sin \tau) - [\mathbf{h} \times \mathbf{n}](\tau^2/2 - 1 + \cos \tau) \quad (1)$$

($\tau = t\omega_B = teB/m$ — безразмерное время; \mathbf{r}_0 — вектор начальных координат частицы на поверхности эмиттера). Нормальная к поверхности компонента плотности тока j_0 может быть найдена из системы уравнений

$$\begin{aligned} d &= (\mathbf{r}(\tau^*, j_0) - \mathbf{r}_0, \mathbf{n}), \\ U &= \varphi(\tau^*, j_0) = \varphi_0[\cos^2 \varepsilon((\tau^*)^2/2 - \tau^* \sin \tau^* + 1 - \cos \tau^*) + ((\tau^*)^4/8) \sin^2 \varepsilon], \end{aligned} \quad (2)$$

которую можно разрешить численно относительно переменных τ^* и j_0 . В (2) φ_0 — характерный потенциал на расстоянии ζ_0 от катода:

$$\varphi_0 = j_0^2/(\varepsilon_0^2 \omega_B^3 B)$$

или (в системе СГС)

$$\varphi_0 = (c/(\omega_B B))(4\pi j_0/\omega_B)^2,$$

τ^* — время движения частицы от точки \mathbf{r}_0 на эмиттере с нулевым потенциалом до плоскости с потенциалом U , находящейся на расстоянии d (по нормали) от эмиттера.

Определив величины j_0 и τ^* из (2) и подставив их в закон движения (1), найдем координату \mathbf{r} и скорость частицы, которые затем используем в качестве начальных данных для расчета дальнейшего движения частицы по траектории. Такой прием позволяет находить стартовые параметры траекторий в произвольных магнитных полях без значительных ограничений на толщину “стартового” слоя. В рассматриваемых условиях этот прием существенно повышает точность численного расчета параметров траекторий, в частности их питч-углов, характеризующих угловую расходимость пучков.

Питч-угол частицы, прошедшей через плоский диод, определяется по формуле [4]

$$\sin \theta = j_0 \cos \varepsilon / (\varepsilon_0 c (\gamma^2 - 1)^{1/2} \omega_B B)$$

или (в системе СГС)

$$\sin \theta = 4\pi j_0 \cos \varepsilon / ((\gamma^2 - 1)^{1/2} \omega_B B). \quad (3)$$

Отсюда можно получить оценку снизу для питч-углов электронов пучка в диоде ускорителя У-2, достигших анода (имеющего потенциал 800 кВ), при плотности тока $j_0 \approx 20 \div 30$ А/см² в магнитном поле $B = 0,15$ Тл:

$$\theta > \theta_{\min} \approx 10^{-2} \text{ рад.}$$

Здесь предполагается, что единственной причиной появления питч-углов является неколлинеарность электрического и магнитного полей на катоде.

При моделировании углы для любой точки траектории могут быть определены по разности полной скорости частицы \mathbf{V} и ее дрейфовой скорости:

$$\operatorname{tg} \theta = [(\mathbf{V} - [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/B^2) \times \mathbf{B}]/(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}).$$

Теория [4, 5] при $\tau^* \gg \operatorname{ctg} \varepsilon$ и $d \gg \zeta_0$ позволяет получить две оценки. Во-первых, из (2) следует выражение для j_0

$$j_0 \approx j_{\text{CL}} \sin \varepsilon, \quad (4)$$

где величина j_{CL} равна плотности тока плоского диода с магнитным полем, направленным по нормали к эмиттеру, и описывается законом Чайлда — Ленгмюра. Во-вторых, из (3), (4) следует, что

$$\sin \theta \sim j_{\text{CL}} \sin 2\varepsilon.$$

Это означает, что питч-углы электронов в диоде с внешним магнитным полем малы не только в области $\mathbf{n} \parallel \mathbf{h}$, где это естественно, поскольку в этой области магнитное поле параллельно электрическому ($\varepsilon = 90^\circ$), но и вблизи области $\mathbf{n} \perp \mathbf{h}$, где магнитное поле почти параллельно поверхности катода ($\varepsilon \approx 0^\circ$). Из формулы (4) следует, что в случае $\mathbf{n} \perp \mathbf{h}$ уменьшение питч-углов происходит за счет уменьшения нормальной к поверхности катода компоненты плотности тока (см. также [5]). Кроме того, из геометрии потока электронов на выходе из такого диода (см. рис. 3) следует, что плотность тока вдоль направления магнитного поля равна $j \approx j_0/\sin \varepsilon \approx j_{\text{CL}}$, т. е. совпадает со значением j_{CL} и не зависит от угла ε . Таким образом, при изменении угла наклона эмитирующей поверхности относительно направления магнитного поля плотность тока вдоль поля остается практически неизменной, а угловая расходимость электронов уменьшается до нуля при $\varepsilon \approx 0^\circ$ и $\varepsilon \approx 90^\circ$.

При транспортировке пучка в ведущем магнитном поле и последующей его магнитной компрессии сохраняются адиабатический инвариант электронов и магнитный поток внутри каждой токовой трубки. Выполняются следующие соотношения:

$$\frac{j}{j_0} = \frac{B}{B_0}, \quad \frac{\theta}{\theta_0} \approx \sqrt{\frac{B}{B_0}}, \quad 2\pi\Phi = \frac{j_0}{\theta_0^2} \approx \frac{j}{\theta^2} \approx \text{const}. \quad (5)$$

Здесь величины с индексом 0 — величины в диоде, без индекса — величины в транспортном канале и во входной пробке ловушки; Φ — яркость пучка. Выражения (4), (5) использовались при определении способов оптимизации диода.

3. Пакет программ “POISSON-2” для численного моделирования диодов.

Пакет “POISSON-2” предназначен для решения двумерных стационарных задач о формировании и транспортировке пучков заряженных частиц во внешних и собственных электрических и магнитных полях в вакуумных и газонаполненных системах [3]. В этом пакете используется метод интегральных уравнений с вычислением потенциала в точке через поверхностную и объемную плотность зарядов с граничными условиями на поверхностях, описываемыми диэлектрики, условия симметрии и периодичности для плоского и осесимметричного случаев.

Магнитное поле в системе вычисляется как сумма внешнего поля и полей, создаваемых током пучка. Поток заряженных частиц с катода моделируются токовыми трубками с центральной траекторией. Форма траекторий в электромагнитном поле определяется при решении релятивистских уравнений движения. Объемная плотность заряда внутри токовых трубок вычисляется из уравнения неразрывности. Для нахождения самосогласованного (по объемному заряду и магнитному полю пучка) решения используется итерационный метод.

В пакет “POISSON-2” включены алгоритмы для задания начальных скоростей и координат токовых трубок, а также плотности тока эмиссии, которые находятся из уравнений

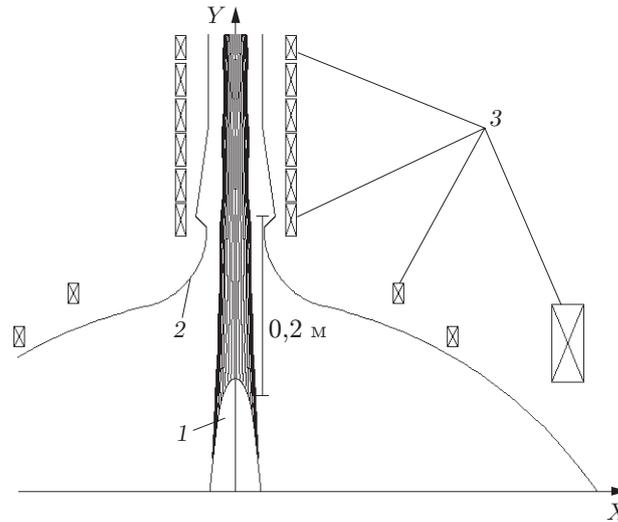


Рис. 4. Траектории пучка в диоде ускорителя У-2:

1 — катод с потенциалом -800 кВ; 2 — анод; 3 — катушки магнитного поля

(1), (2). Кроме того, проводится корректировка значения локальной плотности тока j_0 [8], что обеспечивает более точное выполнение условия $E_0 = 0$, налагаемого на электрическое поле на эмиттере в случае неоднородной эмиссии с поверхностями произвольной формы при ограничении эмиссии пространственным зарядом. Эта корректировка проводится по формуле $\Delta j_0 = \pm j_0 (Ed/U)^2$, где E — поле в некоторой точке на поверхности эмиттера в условиях неполного самосогласования тока эмиссии; U — потенциал на малом расстоянии d от этой точки по нормали.

Тестирование описанных алгоритмов кода проводилось путем сравнения результатов моделирования в плоском диоде с наклонным магнитным полем и теоретических значений, полученных по формулам работ [4, 5] для такого диода, причем толщина слоя, на поверхности которого вычислялись начальные данные для траекторий, составляла $0,1$ размера диодного зазора. В результате проведенных расчетов установлено, что величины питч-углов, рассчитанные при моделировании в тестовой задаче, отличались от теоретических не более чем на 5% .

4. Анализ геометрии ленточного диода У-2. Для определения характеристик пучка бесфольгового диода ускорителя У-2 проведено численное моделирование. Геометрия диода и рассчитанные траектории показаны на рис. 4.

Анализ распределения питч-углов по всему потоку позволил выделить участки катода, где эти углы максимальны еще на стадии эмиссии, и участки системы, где они изменяются при ускорении электронов и их транспортировке (рис. 5). Питч-углы максимальны на периферийных участках катода, где плотность тока эмиссии не мала, а магнитное поле направлено под малым углом к катоду (см. (3)). По длине системы на участке ускорения ($Y < 0,1$ м) сначала углы уменьшаются, а затем увеличиваются на участке входа в анодную щель ($Y \approx 0,15$ м) и на координате $Y \approx 0,2$ м, соответствующей локальному расширению анодной щели в месте ее перехода в канал транспортировки.

В стационарном случае основной причиной увеличения питч-углов является несохранение адиабатического инварианта p_{\perp}^2/B на участках траектории, где радиусы кривизны силовых линий электрического или магнитного полей \tilde{R} уменьшаются до значений, сопоставимых с циклотронным радиусом электронов по полной энергии ρ_e . В рассматриваемом

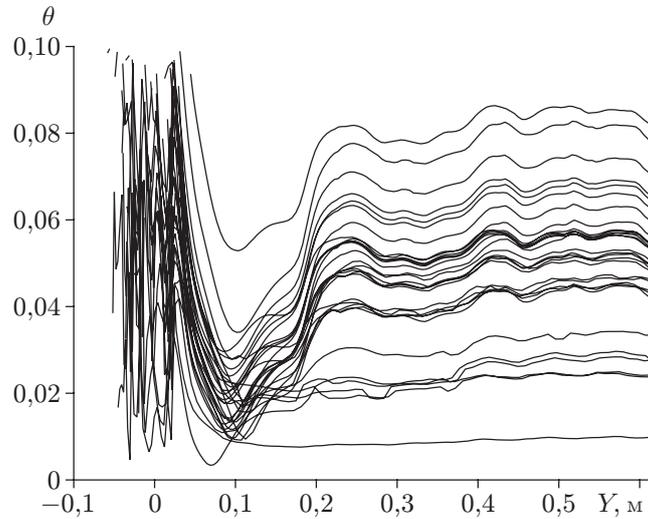


Рис. 5. Распределение питч-углов в диоде ускорителя У-2 (координата катода $Y = 0,02$ м)

Параметры пучка на различных участках установки

Диод	Катод			Транспортный канал			Входная магнитная пробка			
	\bar{j}_{cat} , А/см ²	J_{cat} , А/см	j_{max} , А/см ²	\bar{j}_{ch} , А/см ²	θ_{ch}^{max} , рад	$\bar{\theta}_{ch}$, рад	\bar{j}_{in} , кА/см ²	θ_{in}^{max} , рад	$\bar{\theta}_{in}$, рад	I_b , кА
У-2	25	170	50	70	0,08 (0,05)	0,03	1,4	0,37 (0,23)	0,15	13
Оптимизированный диод	40	280	60	100÷110	0,09 (0,06)	0,033	2,2	0,46 (0,28)	0,16	21

Примечание. В скобках указаны максимальные углы для основной части пучка с током, равным $0,9I_b$.

диоде это происходит на входе электронов в анодную щель и на выходе из нее. В этих областях радиусы кривизны линий электрического поля $\tilde{R} \approx 2 \div 3$ см оказались близки к циклотронному радиусу электронов $\rho_e \approx 1,4 \div 1,8$ см.

Результаты расчетов характеристик пучка на катоде (при значениях индукции магнитного поля $B_{cat} \approx 0,14 \div 0,17$ Тл), в транспортном канале ($B_{ch} \approx 0,28$ Тл, $Y \approx 0,5$ м) и во входной пробке ловушки ($B_{in} \approx 6$ Тл) для диода ускорителя У-2 приведены в таблице (\bar{j}_{cat} — средняя по поверхности катода плотность тока эмиссии; J_{cat} — погонная плотность тока (на единицу длины катода); j_{max} — максимальная плотность тока на оси катода; \bar{j}_{ch} — средняя плотность тока в канале; θ_{ch}^{max} — максимальные питч-углы в канале; $\bar{\theta}_{ch} = \sum \theta_i I_i / \sum I_i$ — средний по траекториям питч-угол в канале; $\bar{j}_{in} = \bar{j}_{ch}(B_{in}/B_{ch})$ — средняя плотность тока во входной пробке ловушки; $\theta_{in}^{max} = \theta_{ch}^{max} \sqrt{B_{in}/B_{ch}}$ — максимальные питч-углы в пробке; $\bar{\theta}_{in} = \bar{\theta}_{ch} \sqrt{B_{in}/B_{ch}}$ — средний питч-угол в пробке; I_b — полный ток пучка).

Полученные расчетные характеристики удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (ток пучка за фронтом нарастания напряжения на диоде равен $15 \div 20$ кА, углы в ловушке приближенно равны $0,2 \div 0,3$ рад).

5. Оптимизация диода. На основе результатов, полученных в пп. 1–4, проведем анализ влияния геометрических параметров и характеристик поля диода на параметры пучка с целью их увеличения. Поскольку магнитное поле в ловушке задано, для увеличения в ней плотности тока необходимо либо уменьшать магнитное поле в диоде (тогда пучок будет сжиматься сильнее), либо увеличивать плотность тока на катоде.

Так как $\theta_0 \sim j_0 \cos \varepsilon / B_0^2$, то для случая $\varepsilon = \text{const}$ получим

$$\Phi \sim j_0 / \theta_0^2 \sim B_0^4 / (j_0 \cos^2 \varepsilon).$$

Таким образом, при уменьшении магнитного поля в диоде B_0 яркость пучка Φ будет уменьшаться как B_0^4 , и увеличение плотности тока при компрессии будет сопровождаться значительным увеличением питч-углов. Такой же эффект будет возникать при увеличении плотности тока на катоде j_0 . Это означает, что поставленная в п. 1 задача увеличения яркости пучка за счет увеличения плотности тока является противоречивой. После уменьшения магнитного поля на катоде уменьшить возросшую расходимость скоростей в пучке можно только за счет оптимизации геометрии диода и структуры электрических и магнитных полей для улучшения сохранения адиабатического инварианта электронов.

Значительное увеличение плотности тока эмиссии на катоде нежелательно, поскольку в режиме взрывной эмиссии это приведет к уменьшению длительности пучка за счет закорачивания диодного зазора при расширении катодной взрывной плазмы. Влияние этого фактора можно уменьшить, обеспечив более равномерную эмиссию вдоль поверхности катода. В этом случае неоднородность взрывоэмиссионной плазмы на катоде и изменение во времени формы эмитирующей поверхности должны оказаться минимальными.

На периферии катода питч-углы максимальны; их можно уменьшить, уменьшая угол наклона магнитного поля к поверхности катода (см. формулу (3)) и используя фокусирующие электроды типа пирсовских, которые выравнивают эмиссию вдоль поверхности, препятствуя ее локальному возрастанию на границе пучка.

С учетом перечисленных возможностей и противоречий оптимизация генератора У-2 была проведена без значительных изменений параметров. Катод был отодвинут от анода на 2 см относительно начального положения, так что на его конце магнитное поле уменьшилось с 0,17 до 0,16 Тл, а на основании — с 0,138 до 0,125 Тл. Сечение на конце катода генератора У-2 представляло собой эллипс с полуосями $a_x = 2,16$ см и $a_y = 8$ см. Длина малой полуоси была увеличена до 2,48 см, так что радиус кривизны катода на оси увеличился с 0,58 до 0,77 см. Это позволило уменьшить локальный максимум плотности тока на оси, а затем увеличить плотность тока на всей поверхности катода.

Наиболее существенно была изменена форма анода для обеспечения (при наличии пучка) плавного нарастания электрического поля на входе в анодную щель в соответствии с условием $\tilde{R} \gg \rho_e$. Радиус кривизны поверхности анода был увеличен до максимально возможного (приблизительно 33 см) на входе пучка в анодную щель. Для повышения средней плотности тока эмиссии среднее расстояние между анодом и катодом было уменьшено в 1,2–1,3 раза. Были устранены неоднородности на стенках канала транспортировки в месте стыковки графитового анодного электрода и стальных стенок канала. Проведена также корректировка координат токоведущих шин, формирующих магнитное поле, что обеспечило его плавное увеличение при движении из диодного зазора в канал транспортировки и выполнение условия $\tilde{R} \gg \rho_e$ для магнитного поля на этом участке. Геометрия оптимизированного диода показана на рис. 6, распределение питч-углов — на рис. 7.

Полученные расчетные характеристики пучка оптимизированного диода на катоде, в транспортном канале и на входе ГОЛ-3 приведены в таблице. Из сопоставления характеристик пучков для обоих диодов следует, что в результате оптимизации плотность тока пучка во входной пробке ГОЛ-3 ($B = 6$ Тл) увеличилась в 1,6 раза (до 2,2 кА/см²) при практически не изменившейся угловой расходимости электронов, равной $0,15 \div 0,16$ рад.

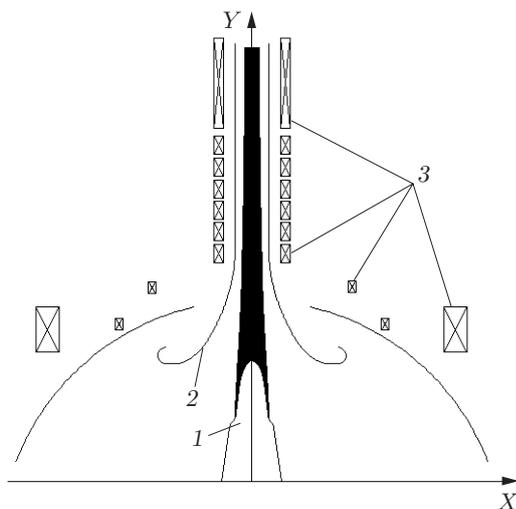


Рис. 6

Рис. 6. Траектории пучка в оптимизированном диоде (обозначения те же, что на рис. 4)

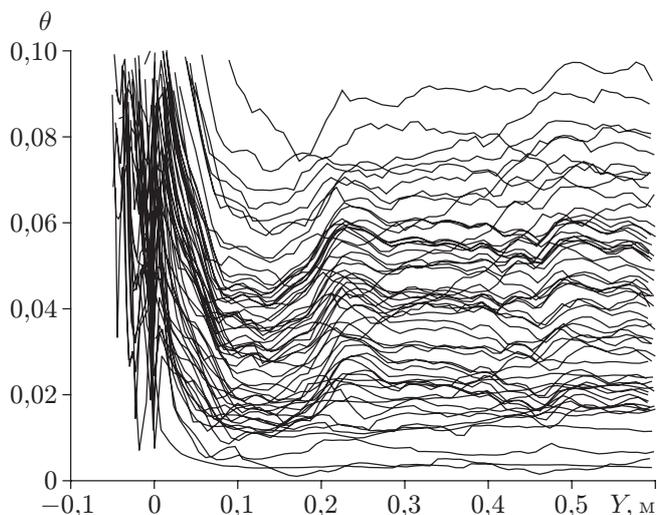


Рис. 7

Рис. 7. Распределение питч-углов в оптимизированном диоде (координата катода $Y = 0$)

Заключение. Для моделирования формирования сильноточных пучков при ограничении тока пространственным зарядом в произвольных магнитных полях предложена модель расчета параметров эмиссионных токов на катоде. Модель основана на использовании аналитического решения для плоского диода в примыкающем к катоду слое с наклонным относительно катода магнитным полем. Модель реализована в алгоритмах пакета прикладных программ “POISSON-2”. Проведено моделирование сильноточного диода, формирующего релятивистский электронный ленточный пучок. Для увеличения яркости пучка проведена оптимизация диода. Это позволило почти в два раза увеличить расчетную плотность тока пучка в ловушке при сохранении угловой расходимости скоростей электронов. Ожидается, что полученные параметры электронного пучка обеспечат более эффективный нагрев плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Koidan V. S., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., et al. Progress in multimirror trap GOL-3 // Fusion Sci. Technol. 2005. V. 47, N 1T. P. 35–38.
2. Arzhannikov A. V., Bobylev V. B., Nikolaev V. S., et al. New results of the full scale ribbon beam experiments on the U-2 device // Proc. of the 10th Intern. conf. on high power particle beams, San Diego (USA), June 20–24, 1994. Springfield: NTIS, 1994. V. 1. P. 136–140.
3. Астрелин В. Т., Иванов В. Я. Пакет программ для расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц // Автометрия. 1980. Т. 3. С. 92–99.
4. Рютов Д. Д. Об угловых характеристиках электронного пучка, получаемого в бесфольговом диоде. Новосибирск, 1983. (Препр. / СО АН СССР. Ин-т ядерной физики; № 83-146).
5. Астрелин В. Т., Котельников И. А., Сеницкий С. Л. Отрицательное дифференциальное сопротивление электронного диода в магнитном поле // Журн. техн. физики. 1989. Т. 59, № 4. С. 46–50.

6. **Sveshnikov V. M.** Calculation of cathode area in electron-optical systems forming the intensive beams of charged particles // J. Appl. Phys. 2004. N 1. P. 50–54.
7. **Syrovoy V. A.** New results of geometrized theory of dense electron beams // J. Appl. Phys. 2002. N 3. P. 25–42.
8. **Астрелин В. Т., Иванов В. Я.** Итерационный алгоритм определения плотности тока, ограниченного пространственным зарядом. Новосибирск, 1987. (Препр. / СО АН СССР. Ин-т ядерной физики; № 87-133).

*Поступила в редакцию 22/I 2008 г.,
в окончательном варианте — 3/IV 2008 г.*
