

10

© 1992 г.

СТРУКТУРА СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ФОРМИРУЕМОГО В КООКСИАЛЬНОМ МАГНИТНО-ИЗОЛИРОВАННОМ ДИОДЕ С КРОМОЧНЫМ КАТОДОМ

С. Д. Коровин, И. В. Пегель

Исследована микроструктура сильноточного наносекундного РЭП в КДМИ с кромочным взрывоэмиссионным катодом. Определена зависимость максимального циклотронного радиуса электронов и масштаба азимутальной неоднородности и нестабильности тока пучка от величины внешнего магнитного поля в диоде. Измерена скорость расширения катодной плазмы поперек магнитного поля. Изменение структуры пучка и его тока в течение импульса в малом магнитном поле объясняется эволюцией эмиссионной поверхности на катоде вследствие различной скорости развития взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) на различных его участках.

Введение

Коаксиальные диоды с магнитной изоляцией (КДМИ) [1] с продольным магнитным полем широко применяются для генерации электронных пучков в сильноточных импульсных ускорителях прямого действия [2]. Для получения пучков с выраженной трубчатой структурой используют кромочные взрывоэмиссионные катоды. Одной из областей применения трубчатых РЭП является релятивистская СВЧ электроника. В ее задачах структура пучка особенно существенна, когда масштабы поперечной неоднородности пучка и взаимодействующих с ним электромагнитных волн соизмеримы.

В настоящей работе сделана попытка выяснить, как происходит формирование эмиссионной поверхности на катоде и как эти процессы влияют на характеристики пучка в КДМИ. Пучок исследован в диапазоне магнитных полей от 2.5 до 20 кЭ. Особый интерес представляет поведение пучка в малом магнитном поле, когда циклотронный радиус частиц существенно превышает толщину кромки катода и сравним с зазором между электродами. В этом случае, например, наблюдается рост тока пучка во время импульса напряжения.

Наиболее распространённый вид КДМИ — диод с анодным сужением перед трубкой дрейфа. В таком диоде можно условно выделить область сужения пучка, где определяется его структура, и пространство дрейфа, где кинетическая энергия частиц изменяется незначительно. Во избежание влияния дрейфовых неустойчивостей на структуру пучка в эксперименте была ограничена длина трубы дрейфа. Внимание обращалось преимущественно на катод и прикатодную область.

Экспериментальная техника

Исследования проводились на импульсном электронном ускорителе прямого

действия «СИНУС-К» [3] в режиме однократных импульсов. Длительность импульсов напряжения составляла 20 нс при амплитуде 500 кВ. Ток пучка в КДМИ с анодным сужением превышал 5 кА. Радиус анода до сужения составлял 2.7 см, трубы дрейфа — 2.2 см. Использовались катоды из графита и нержавеющей стали радиусом 1.5 см с закругленной кромкой толщиной 0.8 мм. Магнитное поле создавалось импульсным соленоидом. В диоде поддерживался вакуум 10^{-4} Па. Напряжение в диоде измерялось с помощью емкостного делителя, ток пучка — активным шунтом в цепи коллектора. Сигналы наносекундной длительности регистрировались скоростным осциллографом С7-19 с телерегистратором [4]. Поперечная структура пучка контролировалась по автографам на полимерной пленке.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Для измерения радиуса циклотронного вращения электронов в пучке в торце трубы дрейфа был установлен коллиматор с двумя продольными створками длиной L больше циклотронного шага частиц (рис. 1). Измерялся ток I части пучка, прошедшей между створками, раскрытыми на угол φ . Предположим, что пучок азимутально однороден, его толщина ΔR_b мала по сравнению со средним радиусом R_b , а азимутальный дрейф частиц между створками коллиматора отсутствует. Определим функцию распределения тока пучка по циклотронным радиусам

$$f(r_c) \equiv \frac{dI(r_c)}{dr_c},$$

где $dI(r_c)$ — ток электронов, эмиттированных с дуги единичной длины кромки катода и имеющих при прохождении коллиматора циклотронный радиус в интервале от r_c до $r_c + dr_c$.

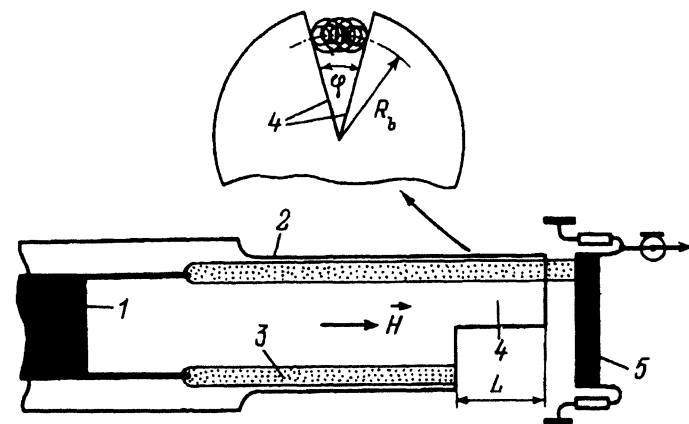


Рис. 1. Схема измерения радиуса циклотронного вращения электронов пучка. 1 — катод, 2 — анод, 3 — пучок, 4 — створки коллиматора, 5 — коллектор с шунтом.

Тогда ток, прошедший через коллиматор, раскрытый на угол φ , равен

$$I(X) = 2 \int_0^{X/2} \int_0^{X'} f(X'') dX'' dX',$$

где $X = \varphi \cdot R_b$ — длина дуги между створками коллиматора на радиусе пучка. Следовательно,

$$f(X) = \frac{d^2 I(X)}{dX^2}$$

При $X > 2r_{c \max}$, где $r_{c \max}$ — наибольший циклотронный радиус частиц в пучке, $f(X) = 0$, что соответствует началу линейной зависимости $I(X)$ (рис. 2). Асимптотический наклон кривых $I(X)$ для различных H должен быть одинаков. Уменьшение наклона при $H = 3.3$ кЭ объясняется потерей части тока при регистрации из-за малого диаметра приемного коллектора, а при 2.5 кЭ — также и неполным прохождением пучка в сужение анода. На рис. 3 представлена зависимость удвоенного максимального циклотронного радиуса электронов от напряженности магнитного поля. Поскольку при $H < 3.3$ кЭ ток электронов с наибольшими циклотронными радиусами не учитывался, то значение $r_{c \max}$ для этих полей несколько занижено.

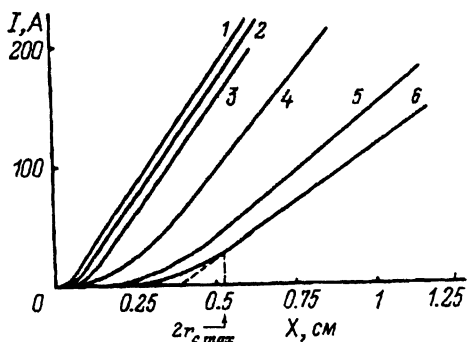


Рис. 2. Зависимость тока через коллиматор от длины дуги между створками коллиматора на радиусе пучка.

Напряженность магнитного поля, кЭ: 1 — 15, 2 — 10, 3 — 6, 4 — 4.3, 5 — 3.3, 6 — 2.5.

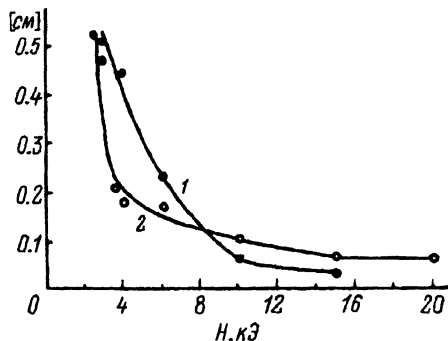


Рис. 3. Зависимость удвоенного максимального циклотронного радиуса $2r_{c \max}$ (1) и масштаба Δ 10%-ной нестабильности тока пучка (2) от напряженности магнитного поля.

Точки на кривых $I(X)$ получены усреднением по 6—10 импульсам. Импульсы полного тока пучка повторялись с точностью не хуже 2—3%. В то же время ток через коллиматор в любой фиксированный момент времени с начала импульса имел существенный разброс от импульса к импульсу. Для каждого H можно выбрать такой угол φ_0 (соответствующий длине $\Delta = \varphi_0 \cdot R_b$ дуги между створками коллиматора), что среднеквадратичная величина этого разброса будет равна наперед заданной. Вторая кривая на рис. 3 — зависимость $\Delta(H)$ для величины разброса 10%. Длина Δ характеризует масштаб азимутальной неоднородности пучка, которая, вероятно, есть следствие неоднородности ВЭЭ на катоде. Корреляция двух кривых на рис. 3 говорит о том, что расстояние между эмиссионными центрами на катоде определяется радиусом циклотронного вращения электронов. Ток через коллиматор был существенно нестабилен и в течение каждого импульса, что говорит о нестабильности процессов ВЭЭ на катоде.

Для исследования распределения тока пучка по радиусу в торце трубы дрейфа были установлены две подвижные относительно оси, прилегающие друг к другу диафрагмы: первая — с радиальной щелью, вторая — с расположенными по спирали калиброванными отверстиями. Диаметр отверстий составлял 0.5 мм при магнитных полях до 10 кЭ и 0.25 мм при больших. Для обеспечения равноправного прохождения через отверстия электронов с различными поперечными скоростями отношение диаметра отверстий к толщине диафрагмы заведомо превышало максимальный питч-фактор электронов $d/a > V_{\perp} / V_{\parallel}$, где V_{\perp} и V_{\parallel} —

поперечная и продольная компоненты скорости электронов . Измерялся ток через отверстия, расположенные на заданном радиусе, фиксировался его разброс. Измерения проводились на различных расстояниях от катода. Использовался катод из графита.

Величина тока через отверстия заметно изменялась как от импульса к импульсу, так и в течение каждого импульса. Временной масштаб нестабильности составлял 1–3 нс и более.

В магнитном поле 3.3 кЭ радиальное распределение тока существенно зависит от продольной координаты. При толщине пучка около 0.9 см в нем в течение первых 10 нс выделяется плотный электронный слой толщиной около 0.2 см, несущий приблизительно 40% тока. Автографы пучка показывают, что этот поток остается компактным на длине до 20 см, а его радиус колеблется по длине с периодом, совпадающим с предполагаемым циклотронным шагом. В магнитном поле 5 кЭ распределение тока имеет вид, близкий к колоколообразному, и слабо зависит от продольной координаты. При $H \geq 10$ кЭ распределение $J(r)$ приобретает характерный «двугорбый» вид, причем в минимуме между горбами стабильность тока существенно ниже (рис. 4). Поскольку минимум в этом случае образован током с середины кромки, а максимумы соответственно с ее периферии, то это говорит о снижении стабильности ВЭЭ на середине кромки, вероятно, из-за уменьшения напряженности электрического поля вследствие экранировки электронным потоком с ее боковых частей.

Во всех случаях автографы пучка показывают его азимутальную однородность.

На рис. 5 представлены радиальные распределения тока пучка в малом

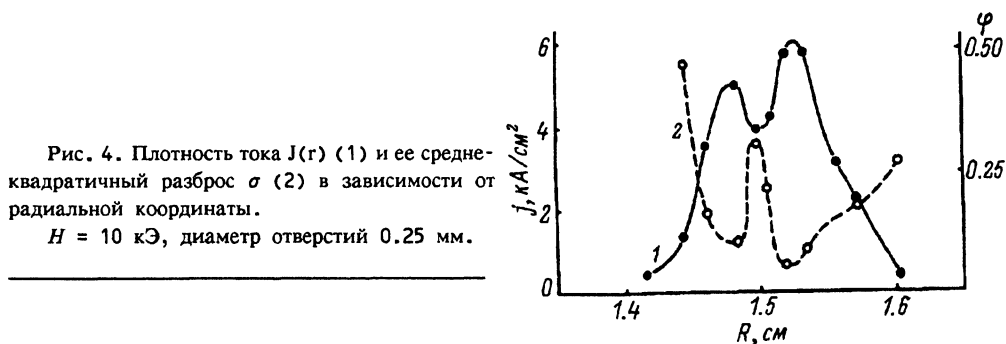


Рис. 4. Плотность тока $J(r)$ (1) и ее средне-квадратичный разброс σ (2) в зависимости от радиальной координаты.

$H = 10$ кЭ, диаметр отверстий 0.25 мм.

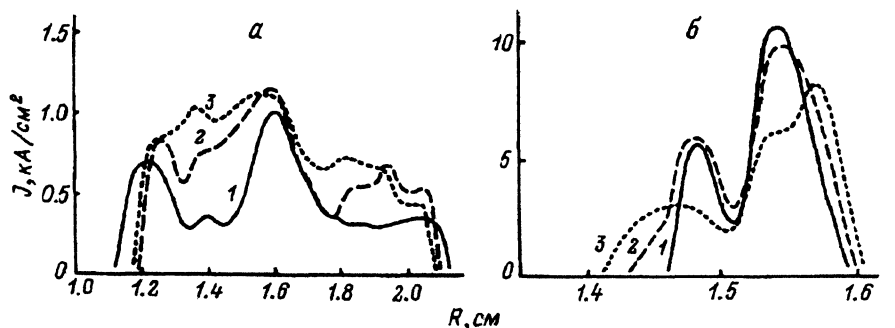


Рис. 5. Изменение радиального распределения тока пучка во времени при $H = 3.3$ (а) и 20 кЭ (б).

1 – 6; 2 – 12; 3 – 18 (а), 20 нс (б).

и большим магнитных полях в различные моменты времени. При $H = 3$ кЭ ток пучка возрастает за время импульса приблизительно на 50%, причем прирост тока не является равномерным по R , а происходит лишь в определенных местах по радиусу. Это, несомненно, связано с неравномерным развитием ВЭЭ на различных участках катода. Отметим, что с течением времени происходит эффективное утолщение пучка, в то время как его толщина, измеренная по границам, несколько уменьшается. В области больших магнитных полей площадь под кривой $J(r)$ практически неизменна во времени, несмотря на утолщение пучка. Учитывая малость циклотронного радиуса по сравнению с толщиной кромки, следует отнести этот эффект на счет расширения катодной плазмы поперек магнитного поля. Скорость плазмы при этом должна составлять $1.7 \cdot 10^6$ см/с, что согласуется с результатами других авторов [5].

Рост тока за время импульса в малом магнитном поле является, на наш взгляд, следствием увеличения эффективной толщины пучка. Действительно, если предположить, что эмиссионная способность катодной плазмы не ограничена, то при заданном напряжении ток в диоде определяется только распределением заряда ЭП в межэлектродном зазоре. Изменение геометрии пучка в сторону уменьшения зазора между пучком и анодом должно приводить к уменьшению импеданса диода. Утолщение пучка со временем мы связываем с постепенным распространением ВЭЭ на боковую поверхность катода, где напряженность электрического поля существенно ниже, чем на кромке, и время запаздывания ВЭЭ [5] возрастает. Таким образом, с течением времени должно произойти перераспределение тока на долю электронов, эмиттированных с боковой поверхности катода и имеющих наибольшую поперечную скорость. Это повлечет за собой эффективное утолщение пучка и рост тока. В большом магнитном поле этот механизм утолщения пучка неэффективен из-за малости циклотронного радиуса и уступает место расширению катодной плазмы поперек магнитного поля. Однако при наносекундных длительностях импульса скорость плазмы недостаточна для заметного уменьшения межэлектродного зазора и рост тока не происходит.

Из сказанного следует, что в зависимости от напряжения в диоде возможны два механизма прекращения роста тока. Если напряженность электрического поля на боковой поверхности катода недостаточна для развития эмиссии (т.е. время ВЭЭ превышает длительность импульса напряжения), то прекращение роста тока произойдет из-за окончания эволюции эмиссионной поверхности при ее выходе на боковую поверхность катода. Если же напряжение достаточно для взрыва всей поверхности катода, то рост тока прекратится, когда эмиссия продвинется на боковую поверхность на расстояние, равное циклотронному шагу электронов на катоде, и крайние эмиттированные частицы начнут возвращаться на катод. Оба механизма могут быть существенны лишь в течение времени, пока расширение катодной плазмы не стало главной причиной роста тока.

Изменение тока пучка может быть связано также и с изменением числа струй в пучке при его выраженной струйной структуре. Однако в данном эксперименте заметной струйности пучка не наблюдалось.

Численное моделирование

Чтобы выяснить, в какой мере структура электронного пучка, эмиттированного с кромочного катода, определяется видом эмиссионной поверхности, было предпринято численное моделирование стационарной конфигурации пучка. Оно осуществлялось с помощью пакета программ SUPERSAM, созданного в ИЯФ СО РАН Д. Г. Мякишевым, М. А. Тиуновым и В. П. Яковлевым. Пакет предназначен для расчета осесимметричных электронных пушек.

Для расчета была выбрана конфигурация диода, использованная в эксперименте. Напряжение в диоде составляло 500 кВ, напряженность магнитного поля 3.3 кЭ. Были рассчитаны два варианта, различающиеся формой эмиссионной

поверхности. В первом случае она представляла собой полутор, во втором была продолжена на боковую поверхность катода на расстояние порядка циклотронного шага электронов вблизи катода (рис. 6). Эмиссионная способность поверхности эмиссии полагалась неограниченной.

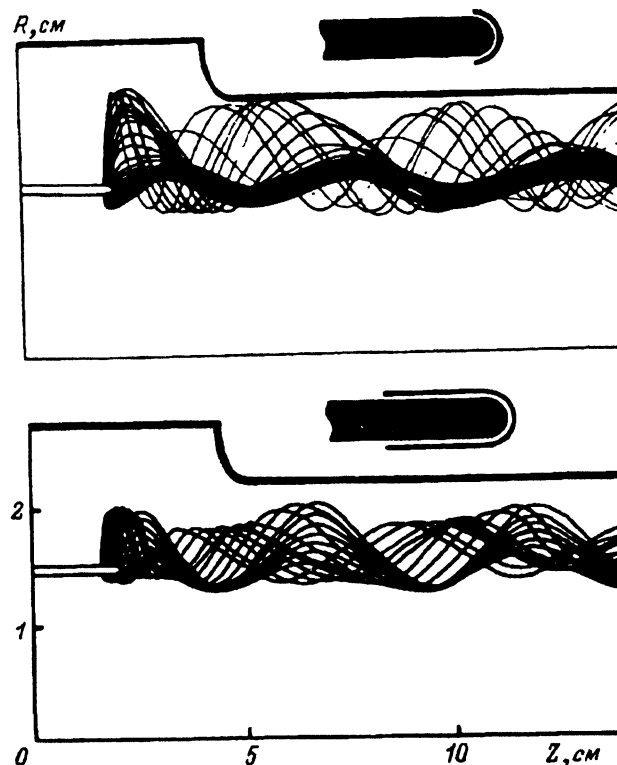


Рис. 6. Вид эмиссионной поверхности на катоде и траектории электронов в диоде (расчет).
 $U = 500$ кВ, $H = 3.3$ кЭ.

В первом случае электроны, вылетевшие с внутренней части кромки, образуют плотный поток с выделенной фазой циклотронного вращения. Они несут около 40% тока пучка, их поперечная скорость составляет 0.1 с. Электроны, стартовавшие с внешней части кромки, быстро перемешиваются по циклотронным фазам, их поперечная скорость достигает 0.6 с. Во втором варианте появление вокруг катода «шубы» из возвращающихся электронов привело к уменьшению толщины пучка (пространственный заряд «шубы» уменьшает угол вылета частиц, покидающих внешнюю часть кромки). При этом, однако, доля частиц с большой поперечной скоростью увеличилась.

Результаты расчета согласуются с данными эксперимента и подтверждают предположение о влиянии вида эмиссионной поверхности на структуру электронного пучка.

Заключение

Перечислим основные полученные результаты.

1. Исследована структура сильноточного РЭП длительностью 25 нс, формируемого в КДМИ с кромочным катодом, в диапазоне магнитных полей от 2.5 до 20 кЭ.

При малой напряженности магнитного поля поперечная структура пучка существенно зависит от продольной координаты. В нем выделяется слой синфазно вращающихся электронов с малой поперечной скоростью, несущий значительную долю тока. Толщина пучка вдали от катода определяется удвоенным максимальным циклотронным радиусом частиц.

В большом магнитном поле существенное влияние на распределение и стабильность тока в поперечном сечении оказывают процессы экранировки на катоде.

2. Пучок электронов, эмиттированных с кромочного взрывоэмиссионного катода, азимутально неоднороден. Масштаб неоднородности определяется циклотронным радиусом частиц. Ток пучка в этом масштабе нестабилен с характерными временами в единицы нс.

3. Структура РЭП претерпевает регулярные изменения за время импульса. В большом магнитном поле определяющее влияние на размеры пучка оказывает расширение катодной плазмы поперек магнитного поля со скоростью $1.7 \cdot 10^6$ см/с. Оно не приводит к изменению тока во времени.

В малом магнитном поле изменению структуры пучка во времени сопутствует изменение его тока. Основной причиной этого является эволюция эмиссионной поверхности на катоде, связанная с разной скоростью развития взрывной эмиссии на участках с различной напряженностью электрического поля.

Список литературы

- [1] Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А.А. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 2. Горький, 1981. С. 36-61.
- [2] Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 2. Горький, 1981. С. 5-21.
- [3] Быков Н.М., Иванов В.Н., Коровин С.Д. и др. // Тез. докл. VIII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Ч. 3. Свердловск, 1990. С. 65-67.
- [4] Губанов В.П., Лопатина В.В., Родионов Н.Е. и др. // III Всесоюз. школа по пикосекундной технике, М., 1988. С. 102-105.
- [5] Месяц Г.А., Проскуровский Д.М. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.

Институт сильноточной электроники

Томск

Поступило в Редакцию

26 июля 1990 г.

В окончательной редакции

14 января 1991 г.