

HIGH-CURRENT RELATIVISTIC ELECTRON BEAMS.

Part 1. Physics
of electron beams

E. A. LITVINOV

The basic physical phenomena of high-current relativistic electron beams are considered. The phenomena of the field emission and of the explosive electron emission are described. The self-consistent nature of the high current electron emission is shown as well as the current transfer by the charged particles across a vacuum interelectrode space. The basic systems for forming of the beams are analysed.

Рассмотрены основные физические явления, позволяющие получать сильноточные релятивистские электронные пучки. Описаны явления автоэлектронной и взрывной электронной эмиссии. Показан самосогласованный характер сильноточной электронной эмиссии и переноса тока заряженными частицами через вакуумный межэлектродный промежуток. Проанализированы основные системы, используемые для формирования пучков.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ Часть 1. Физика пучков

Е. А. ЛИТВИНОВ

Уральский государственный технический университет,
Екатеринбург

ВВЕДЕНИЕ

Физика сильноточных релятивистских электронных пучков (СРЭП) получила развитие в последние два десятилетия. Это было обусловлено тем, что СРЭП явились интересным объектом для научных исследований и нашли широкое применение. СРЭП расшифровывается следующим образом. Сильноточные — это большие токи, до нескольких миллионов ампер; релятивистские — это электроны в пучке разогнаны до скоростей, близких к скорости света. Энергия электронов может составлять несколько миллионов электронвольт (энергия покоя электрона $mc^2 = 5 \cdot 10^5$ эВ).

При создании СРЭП необходимо решить несколько проблем: реализовать электронную эмиссию с высокой плотностью тока $j = 10^8$ А/см²; транспортировать пучки в условиях влияния собственного заряда электронов пучка; обеспечить соответствующие условия для эффективного использования СРЭП.

Устройством для получения СРЭП является сильноточный ускоритель заряженных частиц, основной элемент которого — диод. Диод представляет собой систему металлических электродов, разделенных либо вакуумным промежутком, либо газовым промежутком с соответствующим давлением газа. К электродам прикладывается высокое напряжение, под действием которого происходят эмиссия (выход) электронов из отрицательного электрода (каатода) и их ускорение.

Пучки используются следующим образом: разогрев плазмы до высоких температур в целях управляемого термоядерного синтеза; получение вспышек мощного электромагнитного излучения — от рентгеновского до СВЧ-диапазона; возбуждение квантовых генераторов; модификация поверхности твердых тел и т.д. В настоящее время ведутся исследования в направлении расширения использования СРЭП.

Мы последовательно обсудим научные аспекты, связанные с сильноточными релятивистскими электронными пучками. В дальнейшем предполагается описать основные пути использования СРЭП.

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Для формирования электронных пучков с большой плотностью тока (плотность тока — это ток на единицу площади) и большим током необходима интенсивная электронная эмиссия. Реализовать интенсивную электронную эмиссию можно следующим образом. Нужен резервуар с большим количеством свободных электронов в единице объема. Под свободными электронами понимаются электроны, которые можно легко заставить двигаться в нужном направлении. Такие электроны обеспечивают высокую электропроводимость при наличии внешнего электрического поля. Этим условием хорошо удовлетворяют металлы, имеющие свободные электроны проводимости с концентрацией до 10^{23} см⁻³. Эти же электроны обеспечивают интенсивную эмиссию в межэлектродное, для определенности вакуумное, пространство. Интенсивная эмиссия — это выход достаточно большого количества электронов в единицу времени через единицу площади поверхности, отделяющей металл от вакуума. Количественно этот процесс характеризуется плотностью тока эмиссии. Интенсивную эмиссию реализуют с помощью одного из видов электронной эмиссии — автоэлектронной. Этот вид эмиссии возникает при наличии перпендикулярного к поверхности металла электрического поля со стороны вакуума.

Электроны в металле находятся в потенциальной яме, обусловленной кулоновским притяжением к ионам кристаллической решетки, из которой состоит металл. Самопроизвольно электроны не могут покинуть металл, им нужно совершить работу выхода для преодоления потенциального барьера на границе металл–вакуум. Электроны проводимости в металле подчиняются закономерностям квантовой механики и квантовой статистики. Они являются фермионами, частицами, у которых не может быть одинаковых физических характеристик, таких, как энергия, импульс или такая специфическая квантовая величина — собственный механический момент или спин. Поэтому коллектив электронов проводимости в металле имеет набор значений энергий, различные электроны — разную энергию. Энергетическая диаграмма, представленная на рис. 1, напоминает картину жидкости, налитой в стакан. Максимальная энергия электронов носит название энергии Ферми по имени итальянского ученого, одного из создателей квантовой физики. Рисунок 1 соответствует температуре электронов, равной абсолютному нулю. При конечных значениях температуры энергетическая граница как бы размывается, часть электронов занимает уровни энергии выше энергии Ферми, освобождая нижележащие.

При наличии электрического поля, тянущего электроны из металла, потенциальный барьер изменяется так, как показано на рис. 1. Видно, что потенциальный барьер понижается и становится конечной ширины. В квантовой механике известен эффект туннелирования, заключающийся в том,

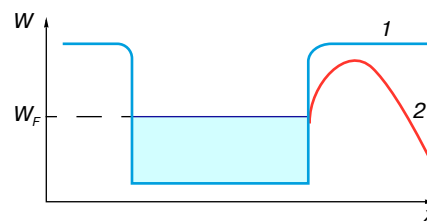


Рис. 1. Энергетическая диаграмма электронов проводимости в металле: 1 — потенциальный барьер без поля, 2 — барьер с полем

что частица имеет конечную вероятность пересечь потенциальный барьер конечной высоты и ширины, хотя классическая механика запрещает такой переход, если кинетическая энергия частицы меньше потенциальной. Чем уже и ниже потенциальный барьер, тем больше вероятность туннелирования. Электроны, имеющие разную энергию W , имеют и разную вероятность выхода из металла. На рис. 1 видно, что в основном будут эмитировать электроны, имеющие энергию, близкую энергии Ферми. Чем больше напряженность электрического поля, тем ниже и уже барьер, тем больше эмиссионный выход электронов. В этом и заключается эффект автоэлектронной эмиссии, то есть эмиссии без затрат энергии на выход электронов.

Впервые автоэлектронную эмиссию наблюдал в 1897 году знаменитый американский экспериментатор Роберт Вуд. В 1928 году Р.Х. Фаулер и Л.В. Нордгейм рассмотрели квантово-механическую задачу о туннелировании электронов из металла и получили формулу, связывающую плотность тока эмиссии с напряженностью электрического поля E :

$$j = AE^2 \exp\left(-\frac{B}{E}\right). \quad (1)$$

Величины A и B определяются свойствами металла и мировыми константами, такими, как заряд электрона, его масса и т.д. Формула (1) показывает очень резкую, экспоненциальную зависимость плотности тока автоэмиссии от напряженности электрического поля. Поэтому в эксперименте катод делают в виде острия (рис. 2), на вершине которого достигается максимальная напряженность электрического поля.

Для получения больших токов необходимо помимо большой плотности тока иметь еще и достаточно большую эмиссионную поверхность. Поэтому катод делают либо многоострийным, либо плоским. На плоской, даже хорошо полированной металлической поверхности присутствуют острия микроскопических размеров. Характерные размеры кончи-

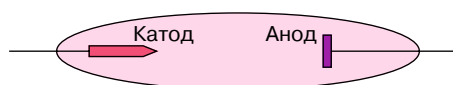


Рис. 2. Схематический вид электродов

ков острий (их радиусы закругления) порядка 10^{-4} – 10^{-5} см. Изготовить множество совершенно одинаковых острий с такими размерами практически невозможно. Разброс в размерах острий приводит к разбросу в напряженности поля, что, в свою очередь, приводит к многократно большему разбросу в величине плотности тока с отдельных участков катода (см. формулу (1)).

Чтобы иметь большой ток эмиссии, необходимо обеспечить достаточно большую среднюю по площади катода плотность тока. При этом с отдельных участков катода локальная плотность тока может быть настолько большой, что они могут разрушаться. Механизм разрушения тепловой и состоит из двух составляющих. Первая – эффект Ноттингема, предсказанный английским физиком У.Б. Ноттингемом в 1941 году. Суть его заключается в следующем. Электроны проводимости, перенося электрический ток, приносят из глубины катода к границе эмиссии среднюю энергию на один электрон, близкую к энергии Ферми. Электроны эмиссии уносят с катода среднюю энергию на один электрон, меньшую энергии Ферми. В результате в катоде вблизи границы эмиссии накапливаются горячие электроны, что приводит к локальному разогреву катода. Это приводит, в свою очередь, к локальному увеличению электросопротивления и бурному выделению джоулевого тепла, что является второй составляющей теплового разрушения. При высоких плотностях тока (10^8 А/см² и выше) процесс может быть настолько интенсивным, что приводит к взрывообразному разрушению отдельных участков катода. Из продуктов эрозии катода образуется прикатодная плазма, то есть газ, состоящий из электронов и ионов различной кратности заряда. Температура электронов $T_e = (4-5) \cdot 10^4$ К, температура ионов $T_i = 1 \cdot 10^4$ К. Прикатодная плазма распространяется в межэлектродный промежуток со скоростью $v = (1-2) \cdot 10^6$ см/с. Эта скорость слабо зависит от приложенной межэлектродной разности потенциалов и материала катода.

Распространение прикатодной плазмы сопровождается усилением электронной эмиссии с фронта плазмы в сторону анода. Это явление составляет физическое содержание проблемы электрической изоляции в вакууме и электрического разряда в вакууме. В рамках указанной проблемы явление рассматривается как безусловно вредное, и все усилия направлены на то, чтобы избежать его. Однако некоторые исследователи рассмотрели эту проблему с другой стороны. Поскольку прикатодной плазме необходимо время t , чтобы достичь анод, отстоящий от катода на расстоянии d , и “закоротить” диод,

$$t = \frac{d}{v}, \quad (2)$$

то в течение этого времени можно получать импульсные СРЭП. Группа специалистов, возглавляе-

мая Г.А. Месяцем (академик РАН Г.А. Месяц является председателем Уральского отделения РАН и директором Института электрофизики УрО РАН), в 60–70-е годы детально исследовала явление электронной эмиссии, сопровождающей электрический разряд в вакууме. Это явление получило специальное название взрывной электронной эмиссии.

Остановимся подробнее на механизме взрывной электронной эмиссии. Работа выхода определяется кулоновским взаимодействием между электронами и ионами. Энергия взаимодействия

$$W = \frac{e^2}{a}, \quad (3)$$

где e – элементарный заряд, a – среднее расстояние между частицами. К тому же

$$a = n^{-1/3}, \quad (4)$$

где n – концентрация, то есть количество частиц в единице объема. Из (3) и (4) получаем

$$W = e^2 n^{-1/3}. \quad (5)$$

По мере расширения прикатодной плазмы концентрация ее периферийных областей, граничащих с вакуумом, будет падать. Будет падать соответственно и работа выхода. Электрон, двигаясь из глубины катода, из области плотной среды попадает в область все более разреженной среды со все меньшей работой выхода, согласно (5). По мере своего продвижения электрон греется благодаря джоулевой диссипации. Двигаясь под действием электрического поля, электрон сталкивается с ионами (с колеблющимися ионами кристаллической решетки в конденсированной фазе вещества катода или со свободными ионами в плазменной фазе). Двигаясь свободно между двумя столкновениями, электрон приобретает некоторую энергию и скорость, направленную по полю. В процессе столкновения меняется направление скорости электрона и почти не меняется абсолютная величина скорости и энергия, то есть столкновения упругие. Это обусловлено большой разницей в массах электрона и иона. Таким образом, скорость, приобретенная электроном в электрическом поле, “перекачивается” в поперечную составляющую скорости по отношению к направлению поля. Увеличивается кинетическая энергия хаотического движения, электрон греется. К границе эмиссии плазма–вакуум электроны подходят достаточно горячими, чтобы покинуть среду с малой работой выхода. Имеет место термоэмиссия или испарение электронов из плазмы.

В дополнение к этому вакуумный промежуток фронт плазмы – анод имеет конечную токопроводящую способность, что и ограничивает электрический ток. Группа вышедших из плазмы (эмиттера) электронов своим зарядом (а точнее, полем, создаваемым зарядом) затрудняет выход последующих электронов, как бы отталкивая их. На рис. 3 изображено распределение потенциала U в межэлектрод-

ном промежутке для различных плотностей тока эмиссии. Кривая 1 (практически прямая) соответствует низкому уровню эмиссии, заряд эмитированных электронов почти не искажает распределение потенциала, ток ограничен эмиссионной способностью эмиттера. Кривая 2 соответствует высокой эмиссионной способности, сравнимой с токопропускной способностью промежутка. Заряд эмитированных электронов существенно искажает распределение потенциала. Вблизи эмиттера кривая 2 имеет горизонтальный участок, напряженность электрического поля равна нулю, эмитированные электроны полностью экранируют эмиттер от коллектора (анода). Ток определяется пропускной способностью промежутка и равен току эмиссии. Кривая 3 относится к случаю, когда эмиссионная способность эмиттера больше токопропускной способности промежутка. Имеется минимум распределения потенциала $U_{в.к}$ в точке $x_{в.к}$. В этом случае говорят о появлении виртуального катода в точке $x_{в.к}$. Виртуальный катод увеличивает работу выхода для электронов на величину $e(U_k - U_{в.к})$ так, чтобы результирующая эмиссия сравнялась с токопропускной способностью промежутка.

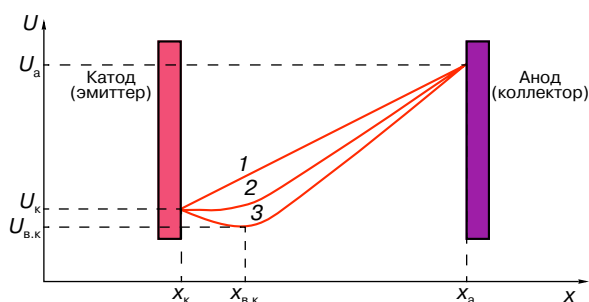


Рис. 3. Распределение потенциала в межэлектродном промежутке для различных значений плотности тока эмиссии

В электродинамике электрические и магнитные поля определяются плотностью электрических зарядов в пространстве и плотностью токов. Эта связь линейна, и соответствующие уравнения носят название уравнений Максвелла. В частности, изменение с координатой электрического поля связано с плотностью заряда электронов в межэлектродном промежутке как

$$\frac{E}{L} = \frac{en}{a}, \quad (6)$$

где L — характерный масштаб изменения поля, a — некоторое число. Для нашего случая

$$L = x_a - x_k. \quad (7)$$

По определению,

$$j = env_e, \quad (8)$$

v_e — скорость электрона. Из закона сохранения энергии следует

$$\frac{mv_e^2}{2} = e(U - U_k), \quad (9)$$

где m — масса электрона. Потенциал U связан с напряженностью электрического поля соотношением

$$E = \frac{U_a - U_k}{L}. \quad (10)$$

Используя (6)–(10), из (6) находим

$$j = a \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{(U_a - U_k)^{3/2}}{(x_a - x_k)^2}. \quad (11)$$

Мы получили знаменитый закон “степени трех вторых”, впервые установленный американским физиком И. Ленгмюром. Ленгмюр ввел в физику понятие плазмы. Формула (11) является примером очень важного в физике самосогласованного движения. Частицы своим зарядом создают такие поля, которые определяют характер движения частиц.

Формула (11) соответствует ситуации, изображаемой кривой 2 на рис. 3. Для кривой 3, как легко видеть, можно записать

$$j = a \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{(U_a - U_{в.к})^{3/2}}{(x_a - x_{в.к})^2}. \quad (12)$$

Если имеет место релятивистский случай, когда практически

$$v_e = c, \quad (13)$$

где c — скорость света, то

$$j = ac \frac{U_a - U_k}{(x_a - x_k)^2}. \quad (14)$$

ФОРМИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Под формированием в данном случае понимается процесс движения частиц пучка под действием электрического поля ускоряющей разности потенциалов. При этом стремятся к тому, чтобы получился пучок с нужными характеристиками, такими, как энергия частиц в пучке, поперечные размеры пучка, распределение плотности тока по поперечному сечению пучка и т.д. Для этих же целей часто используют внешние формирующие магнитные поля. В случае плотных СРЭП необходимо учитывать собственные электрические и магнитные поля, обусловленные электрическими зарядами и токами частиц пучка. В предыдущем разделе мы уже познакомились с примером самосогласованного движения частиц, когда собственное электрическое поле ограничивает ток. Была рассмотрена наиболее простая геометрия задачи с плоскопараллельными электродами, когда все переменные — поле, потенциал, концентрация и скорость частиц — зависят от одной координаты, поперечной но отношению к электродам.

Поскольку прикатодная плазма распространяется по направлению к аноду, то положение эмитирующего фронта плазмы зависит от времени:

$$x_k(t) = vt. \quad (15)$$

Подставляя (15) в (11), мы получаем зависимость плотности тока взрывной эмиссии от времени

$$j = a \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{(U_a - U_k)^{3/2}}{(x_a - vt)^2}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что СРЭП получают в импульсном режиме в течение промежутка времени, за который прикатодная плазма пересекает расстояние между катодом и анодом.

На рис. 4 изображены примеры взрывоэмиссионных катодов. В случае многоострийного катода, когда отдельные прикатодные плазменные образования (в специальной научной литературе они получили название катодных факелов) перекрываются или близки к этому, ситуацию можно уподобить плоскопараллельному диоду и воспользоваться приведенными выше формулами. Для одноострийного катода дело обстоит значительно сложнее. Задача о формировании пучка заряженных частиц с учетом собственного объемного заряда для произвольной геометрии диода наталкивается на значительные математические трудности, плохо помогают даже современные компьютеры. На практике прибегают к различным приближенным методам. Пр продемонстрируем один из них, наиболее эффективный на наш взгляд.

Учитывая (10), перепишем формулу (11) в виде

$$j = a \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{E^2}{(U_a - U_k)^{1/2}}. \quad (17)$$

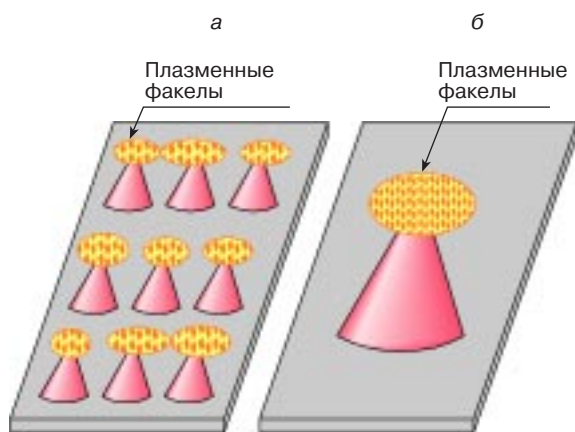


Рис. 4. Примеры взрывоэмиссионных катодов. Острия с плазменными факелами (заштрихованные круги), образовавшиеся в результате взрыва вершин: а – многоострийный катод, б – одноострийный

В формуле (17) геометрия задачи как бы спрятана в величине напряженности электрического поля E на эмитирующей поверхности, при этом поле E вычисляется без учета влияния заряда частиц пучка (задача Лапласа). Решать задачу Лапласа для сложной геометрии значительно проще, чем задачу Пуассона (то есть задачу с учетом заряда частиц пучка). Полный ток в диоде можно найти просуммировав плотность тока по эмитирующей поверхности катода.

Наиболее эффективным устройством для формирования пучков является коаксиальный диод с магнитной изоляцией (КДМИ). Принципиальная схема такого диода приведена на рис. 5. Катод представляет собой металлическую трубу, анод – металлическую трубу большего радиуса и большей протяженности. Вся система помещена в продольное магнитное поле. Между катодом и анодом прикладывается импульс высокого напряжения. С внешней кромки торца катода, обращенной в сторону анода, эмитируют электроны, поскольку там максимальная напряженность электрического поля. Частицы пучка двигаются в скрещенных электрическом и магнитном полях, в электрическом, направленном по радиусу, и магнитном, направленном по оси. Характер такого движения достаточно сложен. Электроны вращаются вокруг оси по окружности с радиусом r_n , практически совпадающим с внешним радиусом катода. Это так называемое дрейфовое движение. Имеет место также вращение вокруг магнитной силовой линии со значительно меньшим радиусом. Это циклотронное вращение. Помимо этого электроны двигаются вдоль оси, набрав энергию в ускоряющем электрическом поле. Главное – это то, что электроны не могут оторваться от магнитной силовой линии и достичь анода. В этом и заключается эффект магнитной изоляции.

Определить связь между током i и потенциалом пучка U_n (или энергией частиц в пучке) можно с помощью уравнения (6), которое для данного случая запишется следующим образом:

$$\frac{U_a - U_n}{(r_a - r_n)^2} = \frac{1}{a} \frac{i}{2\pi r_n h (2(e/m)U_n)^{1/2}}, \quad (18)$$

где h – толщина пучка. Соотношение (18) записано для практически важного случая, когда $r_a - r_n \ll r_a$ и $h \ll r_n$. Из (18) следует

$$i \sim (U_a - U_n)(U_n)^{1/2}. \quad (19)$$

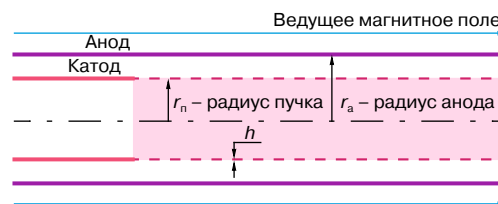


Рис. 5. Схема коаксиального диода с магнитной изоляцией

Анализ функции $i(U_n)$ показывает

$$i(0) = 0, \quad i(U_a) = 0, \quad \frac{di}{dU_n} = 0 \quad \text{при} \quad U_n = \frac{1}{3}U_a.$$

На рис. 6 показана зависимость $i(U_n)$. Таким образом, токопропускная способность КДМИ ограничена сверху так называемым предельным током $i_{пр}$, причем

$$i_{пр} \sim U_a^{3/2}. \quad (20)$$

Может возникнуть необходимость пропустить через КДМИ большие потоки энергии

$$W = iU_n \sim (U_a - U_n)U_n^{3/2}. \quad (21)$$

Из условия $dW/dU_n = 0$ получается $U_n = (3/5)U_a$, то есть мы оказываемся на правой ветке зависимости $i(U_n)$.

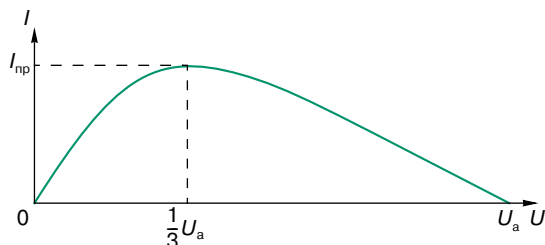


Рис. 6. Зависимость тока от потенциала пучка

В этом случае изменяют конструкцию КДМИ так, как показано на рис. 7. Анодную трубу несколько сужают, приближая пучок к аноду и тем самым увеличивая U_n .

Релятивистский случай значений U_a , который мы не можем подробно проиллюстрировать из-за математических сложностей, сохраняет все особенности, описанные выше.

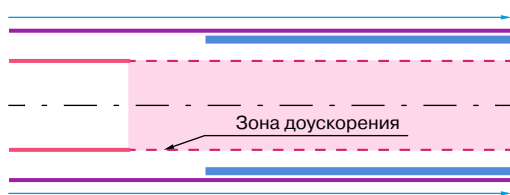


Рис. 7. Схема коаксиального диода с зоной доускорения

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели основные закономерности эмиссии и формирования сильнооточных релятивистских электронных пучков. Результаты следующие.

1. Извлечение электронов из металла осуществляется с помощью интенсивной автоэлектронной эмиссии.

2. Высокая плотность тока интенсивной автоэлектронной эмиссии разрушает металлический

катод, появляется прикатодная плазма, которая расширяется в межэлектродный промежуток.

3. Электроны, перенося ток эмиссии, проходят через вещество в различном агрегатном состоянии: конденсированное металлическое состояние; плотная плазма (среда с концентрацией от 10^{22} до 10^{19} частиц на кубический сантиметр; разреженная газообразная плазма. В процессе переноса тока электроны сильно нагреваются электрическим полем, этого оказывается достаточно для интенсивной термоэлектронной эмиссии из прикатодной плазмы. В совокупности это явление взрывной электронной эмиссии.

4. Ток взрывной эмиссии определяется пропускной способностью вакуумного промежутка фронт плазмы (эмиттер) — анод (коллектор). Эмиссия согласуется с пропускной способностью промежутка за счет образования виртуального катода.

5. Пучки получают в импульсном режиме, длительность импульса определяется временем пересечения расширяющейся прикатодной плазмы межэлектродного промежутка катод—анод.

В тексте мы не давали ссылок на специальную литературу, полагая, что она будет трудна для первого чтения. Ниже приводится список некоторых монографий и обзоров, которые могут оказаться полезными для общего знакомства с затронутыми вопросами. Там же можно найти дальнейшие ссылки.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Бабыкин М.В. Генерация и фокусировка сильнооточных релятивистских электронных пучков / Под ред. Л.И. Рудакова. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Физика и техника мощных импульсных систем / Под ред. Е.П. Велихова. М.: Энергоатомиздат, 1987.
3. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильнооточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
4. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
5. Месяц Г.А. Эктоны. Екатеринбург: Наука, 1994.
6. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Взрывная эмиссия электронов // Успехи физ. наук. 1975. Т. 115, вып. 1. С. 101–120.
7. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Автоэмиссионные и взрывные процессы при вакуумных разрядах // Там же. 1983. Т. 139, вып. 2. С. 265–302.
8. Месяц Г.А. Эктон—лавина электронов из металла // Там же. 1995. Т. 165, вып. 6. С. 602–626.

* * *

Евгений Александрович Литвинов, доктор физико-математических наук, профессор физико-технического факультета Уральского государственного технического университета, зав. лабораторией в Институте электрофизики Уральского отделения РАН. Область научных интересов — процессы переноса в гетерофазных системах применительно к электрическим разрядам. Автор свыше 155 научных публикаций.