**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**
**Московский государственный институт электроники и математики
(Технический университет)**

А.А. ЕЛИЗАРОВ

ФИЗИКА ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ И ИОННЫХ ПУЧКОВ

**Утверждено Редакционно-издательским советом института
в качестве учебного пособия**

Москва 2007

УДК 537.533
ББК 32.844.1
Е 61

Рецензенты: докт. техн. наук, профессор Г.М.Аристархов (Московский технический университет связи и информатики)

докт. техн. наук, главн. научн. сотр. А.С.Совлуков (Институт проблем управления им. В.А.Трапезникова РАН)

Елизаров А.А.

Е 61. Физика интенсивных электронных и ионных пучков. Учебное пособие. – Моск. гос. ин-т электроники и математики. М., - 2007. - 40 с.: 18 ил.

ISBN

Учебное пособие содержит анализ физических процессов и явлений в эмиссионных системах с интенсивными электронными и ионными пучками. Рассмотрены особенности влияния электростатических и магнитных сил пространственного заряда, способы создания и последующего формирования интенсивных потоков электронов и ионов.

Для студентов специальности “Электронные приборы и устройства” по курсам «Вакуумная и плазменная электроника», «Вакуумные и плазменные приборы и устройства», а также аспирантов, инженерно-технических и научных работников.

ISBN

УДК 537.533
ББК 32.844.1

© Елизаров А.А., 2007

ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие физики интенсивных электронных и ионных пучков начиная с 50-х годов прошлого столетия во многом объясняется потребностями новых направлений науки и техники, таких, как микроволновая электроника, ядерная физика, физика высоких энергий, элементный и структурный анализ материалов. В результате были созданы принципиально новые приборы, позволившие получить уникальные сведения об окружающем нас мире как фундаментального, так и прикладного характера.

В настоящее время интенсивная электронная и ионная оптика не утратила своей актуальности и продолжает развиваться. Большое стимулирующее влияние при этом оказывают её новые приложения в микроэлектронике, диагностике материалов, обработке поверхностей. Достаточно сказать, что решение одной из важнейших задач современной микроэлектронной технологии — освоение субмикронного диапазона — трудно представить без диагностического и технологического оборудования на основе электронных и ионных зондов.

Другим хорошим примером возрастающей важности этой области знаний является технология интегральных микросхем. Основной тенденцией современной микроэлектроники является повышение уровня интеграции и усложнение топологии микросхем. Наличие дифракционных ограничений в оптическом диапазоне и технологические проблемы использования рентгеновских лучей склоняют выбор в пользу технологий на основе пучков интенсивных заряженных частиц. С их помощью возможно прямое формирование рисунка на подложке с управлением от компьютера без использования фотошаблонов. Поэтому технологии на основе интенсивных электронных и ионных пучков будут играть очень важную роль в ближайшие десятилетия.

По различным вопросам теории и применения интенсивных электронных и ионных пучков выполнено огромное количество работ, опубликовано множество монографий, научных статей и учебно-методических материалов, очень небольшая часть которых приведена в библиографическом списке [1 – 15].

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов специальности «Электронные приборы и устройства», изучающих основные физические принципы работы электронных и ионных приборов в рамках курсов «Вакуумная и плазменная электроника» и «Вакуумные и плазменные приборы и устройства» и может представлять интерес для аспирантов, инженерно-технических и научных работников.

Глава 1. ОПТИКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Положительный или отрицательный пространственный заряд, распределенный в потоке частиц вследствие взаимодействия их собственных зарядов, приводит к возникновению сил пространственного заряда в самом пучке частиц. Эти силы в свою очередь приводят к возникновению трех основных явлений:

1) расширению пучка;
2) понижению электростатического потенциала в пространстве, занимаемом пучком («провисанию потенциала»);
3) ограничению тока пучка и существованию его предельного значения.

Вследствие неизбежности возникновения сил пространственного заряда, изображение предмета без искажений не удается получить даже с помощью параксиальных пучков, если только первеанс $G = I / U^{3/2}$ не настолько мал, что влиянием пространственного заряда можно пренебречь по сравнению со сферической аберрацией. Это справедливо для большинства практических применений, таких, как электронные микроскопы, установки литографии, аналитические измерительные приборы и т. д. В самом деле, если ток пучка равен 1 мкА, то даже при напряжениях вплоть до 1 кВ, уравнение дает первеанс, равный всего лишь $G = 3 \cdot 10^{-11} A / B^{3/2}$, что является очень малой величиной. Из этого следует, что влиянием пространственного заряда в электронных пучках можно пренебречь, если первеанс меньше $10^{-8} A / B^{3/2}$.

В ионных пучках пространственный заряд играет более важную роль. Для заданного ускоряющего напряжения увеличение массы ионов приводит к уменьшению скоростей, т. е. увеличению времени взаимодействия. Следовательно, при заданном первеансе эффекты пространственного заряда будут в $(M_0 / m_0)^{1/2}$ раз выше для ионов, чем для электронов, где M_0 и m_0 — массы покоя ионов и электронов соответственно. Для протонов это означает увеличение в 42,8 раза, для тяжелых ионов увеличение еще сильнее. Обычное применение ионов не вызывает такого множества проблем. В предыдущем примере масса иона должна быть равна 55 массам протона, чтобы вызвать такое же влияние пространственного заряда, как электронный пучок с первеансом $10^{-8} A / B^{3/2}$.

Однако ситуация коренным образом меняется для пучков с высоким значением тока частиц, имеющих такие применения, как технология жестких электронных пучков (сварка, резка, сверление и т. п.), вакуумная металлургия, микроволновые генераторы высокой мощности для преобразования постоянной энергии и т. д. В этих случаях первеанс может быть на несколько порядков выше, чем в обсуждавшихся до этого

примерах. При этом не уделяется должного внимания аберрациям, но появляется угроза самому существованию пучка, если первеанс выше $10^{-6} A/B^{3/2}$ (1 микропервеанс). Появилась особая область электронной и ионной оптики, посвященная этой проблеме. Это так называемая оптика пространственного заряда и ее основной задачей является получение и поддержание длинного пучка заряженных частиц с высокой плотностью тока, где эффектами пространственного заряда пренебречь нельзя [1-3, 5, 6, 8-10, 13-15].

Обобщенная схема формирования интенсивного электронного потока в микроволновом приборе представлена на рис.1 и разделена на четыре области: *I* – область электронной пушки, *II* – переходная область, *III* – область регулярной части системы формирования, *IV* – область коллектора. Следует отметить, что границы раздела между этими областями довольно условны, так как электрические и магнитные поля вдоль траектории электронов изменяются непрерывно.

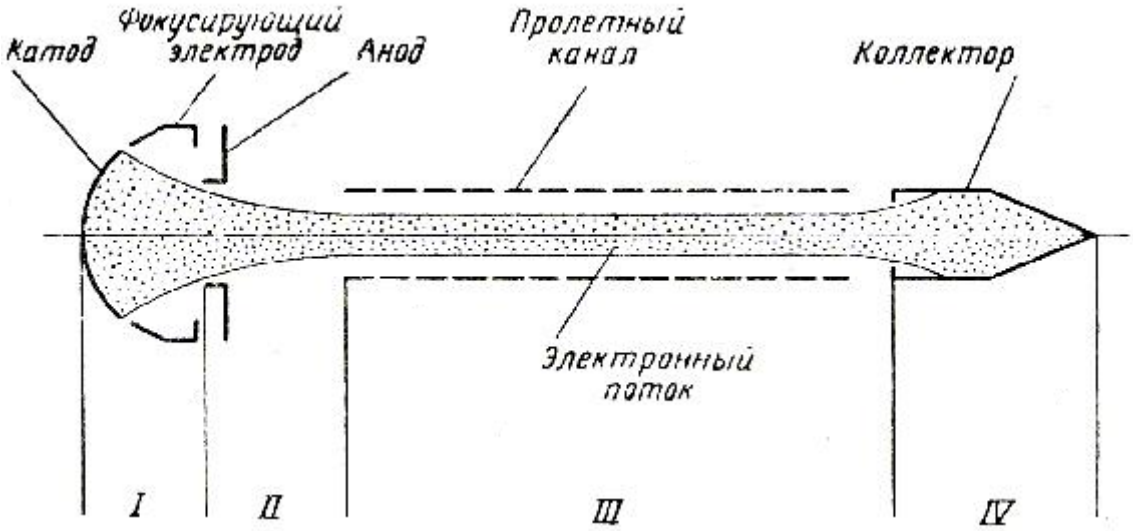

Рис.1. Схема формирования интенсивного электронного пучка.

Оптика пространственного заряда представляет собой достаточно сложную проблему. Для строгого описания пучка заряженных частиц необходимо знать функцию плотности пространственного заряда и функцию распределения скорости, зависящие от радиуса пучка. Это требует одновременного решения уравнений Максвелла и уравнений движения всех частиц, которые, естественно, невозможно решить даже в простейших случаях.

Если попытаться свести проблему к описанию пучка как целого, то даже в этом случае возникают очень серьезные трудности. Все эффекты пространственного заряда определяются распределением потенциала внутри пучка. Для того чтобы определить это распределение, необходимо решить уравнение Пуассона, которое требует знания распределения

пространственного заряда. Кроме того, в этом случае необходимо также знать распределение плотности тока и распределение электронов по скоростям. Они зависят от траекторий частиц, а скорости электронов, кроме этого, зависят еще и от неизвестного распределения потенциала. Даже если предположить, что пучок ламинарный, и интерес представляют только те траектории, которые определяют поверхность пучка, то очевидно, что они зависят от электростатических и магнитных сил, действующих на частицы. Если перейти к следующему этапу в этом направлении и пренебречь всеми внешними полями, действие сил пространственного заряда все еще не будет определено, поскольку точно неизвестно куда они направлены. Очевидно, чтобы получить решение этой трудной самосогласованной задачи, требуется одновременное определение всех корней уравнений.

Кроме того, возникают некоторые другие сложности. Для того, чтобы определить точное распределение скоростей электронов, необходимо учитывать распределение тепловых скоростей вблизи источника частиц. К счастью, влияние тепловых скоростей существенно только при очень низких напряжениях [5, 7, 11-13, 15], поэтому ими в большинстве случаев можно пренебречь.

Следующая проблема связана с собственным магнитным полем пучка. Так как это поле является суперпозицией элементарных сил, которые всегда перпендикулярны данным траекториям заряженных частиц, то существование этих сил делает задачу определения пространственного заряда трехмерной даже в простейших случаях. Например, для осесимметричного пучка собственное магнитное поле направлено тангенциально, что нарушает осевую симметрию. Однако для нерелятивистских скоростей частиц собственное магнитное поле пренебрежимо мало.

Анализ интенсивных пучков с высокой плотностью частиц возможен только в том случае, если сделан ряд приближений. Обычно делают следующие физические предположения [13]:

1. Пучок частиц ламинарный и траектории частиц не пересекаются друг с другом. Это предположение автоматически исключает аберрации и эффекты, связанные с тепловыми скоростями.
2. Распределение плотности тока и плотности пространственного заряда часто считают неизменным во всем поперечном сечении пучка и равным соответствующим величинам на оси пучка. Это означает, что значения плотностей пространственного заряда и тока резко падают до нуля на границах пучка. Очевидно, это очень грубое приближение. Даже предположение о гауссовом распределении в поперечном сечении пучка является всего лишь приближением, поскольку на распределение плотности тока оказывает влияние распределение потенциала внутри пучка.

3. Как следствие первых двух приближений пучок рассматривается как некое фазовое образование с очень резкими границами. Поверхность пучка определяется семейством траекторий, и в большинстве случаев вычисляются только эти траектории. Этот подход нельзя использовать вблизи источника, где напряжение очень мало, и вблизи кроссовера, где очень высока плотность тока. В этих областях пучок неламинарен и расчет распределения плотности тока достаточно сложен. Так как обычно эти области имеют важное значение, их необходимо рассматривать отдельно и более тщательно.
4. При анализе пучков высокой интенсивности обычно пренебрегают как волновыми свойствами, так и взаимодействием между отдельными частицами (эффект Боэрша).
5. Наличие в пучке частиц противоположных знаков приводит как к частичной компенсации собственного пространственного заряда пучка, так и к появлению осцилляций в пучке. Первое явление можно использовать как альтернативу для поддержания пучков высокой интенсивности, второе имеет большое значение в микроволновых приборах. Однако при анализе пучка волнами пространственного заряда, влиянием высокочастотных полей и другими явлениями, зависящими от времени, обычно пренебрегают.
6. В большинстве приложений оптики пространственного заряда считается, что частицы движутся со скоростями, во много раз меньшими, чем скорость света. При высоких скоростях первеанс настолько мал, что не учитывается. Следовательно, релятивистскими эффектами, включая собственное магнитное поле, часто пренебрегают.
7. Обычно предполагается, что силы пространственного заряда действуют в известных направлениях, таким образом можно уменьшить размерность задачи.

Может показаться, что данные предположения делают задачу тривиальной, решение которой не имеет ничего общего с реальными пучками интенсивных заряженных частиц в приборах. Но это совершенно не верно. Приближенные решения, основанные на этих предположениях, обычно достаточно эффективны, чтобы обеспечить приемлемые конструкторские решения в инженерной практике.

Глава 2. СИЛЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

2.1 Электростатические силы

Для исследования природы сил пространственного заряда рассмотрим простейший случай бесконечно длинного цилиндрического пучка заряженных частиц, движущегося в области, свободной от внешних электростатических полей, но под влиянием очень сильного магнитного поля, которое заставляет частицы двигаться вдоль траектории, близкой к силовым линиям, параллельно оси пучка [5, 13]. Следовательно, предполагаем, что радиус поверхности, ограничивающей пучок, $r_b = const$. Далее предположим, что плотность тока также постоянна во всем поперечном сечении пучка и равна *Jo*. Таким образом, будем иметь дело с пучком однородного поперечного сечения.

Очевидно, в этом случае распределение плотности пространственного заряда $\rho(R)$ будет зависеть только от распределения потенциала $u(R)$, где R - радиус-вектор. При этом получим

$$\rho(R) = \frac{I}{\pi r_b^2 (-2q(u(R) - u_0)/m_0)^{1/2}} \qquad (1)$$

Здесь q – заряд частицы, I - общий ток пучка, который должен выбираться соответственно знаку заряженной частицы.

Сделаем далее следующее упрощение. Предположим, что плотность пространственного заряда постоянна во всем поперечном сечении пучка, т.е. $u(R) = u = const$. Это эквивалентно первому шагу в методе последовательных приближений, когда вначале предполагается, что искомая величина равна некоторому априорно заданному значению. В этом случае предположение состоит в том, что потенциал может меняться в левой части уравнения Пуассона, но постоянен в правой части, т. е. частицы движутся с постоянной скоростью, не ощущая ослабления потенциала, обусловленного пространственным зарядом. Если первеанс пучка не слишком велик, это предположение приводит к решению, весьма близкому к реальному, и дальнейших итераций не требуется.

Тогда подставим уравнение (1) в правую часть уравнения Пуассона, учитывая осевую симметрию и бесконечную длину пучка. В этом случае задача сводится к одномерной: потенциал является функцией только одной цилиндрической координаты r. Отсюда с помощью интегрирования получим радиальное электростатическое поле пространственного заряда внутри пучка в следующем виде:

$$E_r(r) = \frac{Ir}{2\pi r_b^2 \varepsilon_0 (-2q(u-u_0)/m_0)^{1/2}}, \qquad (2)$$

потому что вдоль оси пучка поле должно быть равно нулю вследствие его осевой симметрии. Из формулы (2) следует, что поле пространственного заряда пропорционально смещению *r*. Отсюда можно сделать важное заключение: предположение постоянной плотности пространственного заряда эквивалентно параксиальному приближению.

Очевидно, что поле пространственного заряда пучка за его пределами пропорционально 1/*r*, где имеет силу уравнение Лапласа. С учетом (2) получим формулу для электрической силы $F_{электр}$, действующей на границах пучка

$$F_{электр}(r_b) = \frac{qI}{2\pi r_b \varepsilon_0 (-2q(u-u_0)/m_0)^{1/2}}. \qquad (3)$$

Сила $F_{электр}(r_b)$ всегда положительна, поскольку она действует как сила отталкивания.

Еще раз интегрируя уравнение (2), получим распределение потенциала *u(r)* внутри пучка в следующем виде:

$$u(r) = u(0) - \frac{Ir^2}{4\pi r_b^2 \varepsilon_0 (-2q(u-u_0)/m_0)^{1/2}} \qquad (4)$$

где величина потенциала *u*(0) вдоль оси определяется геометрическими размерами площади постоянного внешнего потенциала. Так как для положительно заряженных частиц ток — величина положительная, а потенциал — отрицательная, для отрицательно заряженных частиц справедливо как раз противоположное — абсолютная величина потенциала всегда наименьшая вдоль оси пучка и наибольшая на его границах: следствием пространственного заряда является ослабление потенциала. Общее ослабление потенциала $|u(r_b) - u(0)|$ зависит от тока пучка и скорости частиц. Ослабление обычно составляет только несколько процентов от потенциала *u*, однако, как будет показано ниже, это небольшое ослабление связано с весьма существенным расширением пучка.

Для очень больших значений тока такой упрощенный анализ неадекватен. Решение уравнения Пуассона с распределением пространственного заряда дает очень существенное ослабление потенциала [5]. С увеличением тока его абсолютное значение на оси пучка

уменьшается до тех пор, пока не достигнет величины, составляющей 0,174 от потенциала во внешней области. Максимально возможный ток, который может проходить в этом пучке, определяется этим потенциалом. Максимально достижимое значение первеанса равно 32,4 микропервеанса для электронов и 0,76 микропервеанса для протонов. Если попытаться увеличить значение проходящего тока, то некоторые частицы под действием пространственного заряда повернут обратно, и пучок разрушится.

2.2 Магнитные силы

Исследуем теперь магнитные силы пространственного заряда, действующие на частицу бесконечно длинного цилиндрического пучка, обсуждавшегося в предыдущем разделе. Магнитная индукция, генерируемая прямолинейным током, действует в азимутальном направлении и вызывает магнитное отталкивание между токами, движущимися параллельно друг другу в одном направлении. Это поле разрушает осевую симметрию задачи. Предположим, что каждая частица движется в поле всего пучка, ток которого сконцентрирован вдоль его оси. Тогда радиальную силу Лоренца, вызванную тангенциальной составляющей поля пространственного заряда и осевой скоростью, легко вычислить

$$F_{магн}(r) = -\mu_0 qI(-2q(u-u_0)/m_0)^{1/2}/(2\pi r) \qquad (5)$$

Эта сила всегда отрицательна, поскольку направлена к оси (сила отталкивания).

Сложим электростатические и магнитные силы пространственного заряда, действующие на частицу, находящуюся на границе $r = r_b$. Используя соотношение $\varepsilon_0\mu_0 = 1/c^2$ и выражая силы через скорости частиц, получим

$$F_{электр}(r_b) + F_{магн}(r_b) = F_{электр}(r_b)(1 - v^2/c^2), \qquad (6)$$

где v - скорость электронов в пучке, с – скорость света в вакууме.

Необходимо отметить, что соотношение (6) справедливо и для электронов, движущихся с релятивистскими скоростями. Отсюда следует, что если частицы движутся со скоростью света, электростатическая сила пространственного заряда компенсируется своим магнитным аналогом. С другой стороны, для относительно малых скоростей магнитными силами пространственного заряда можно пренебречь. Следовательно, осевая симметрия системы сохраняется.

Глава 3. РАСШИРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Одним из наиболее важных следствий действия электростатических сил пространственного заряда является расширение пучков высоких интенсивностей, если не приложены специальные усилия для поддержания поперечного сечения пучка в заданных пределах. Исследуем эту проблему в параксиальном приближении.

Как показано выше, предположение постоянной плотности пространственного заряда эквивалентно параксиальному приближению в том смысле, что радиальная сила пространственного заряда внутри пучка пропорциональна смещению r подобно радиальной электростатической силе в осесимметричной системе электродов. Согласно уравнению (2) поле пространственного заряда можно выразить как $\rho r/(2\varepsilon_0)$, что позволяет учесть его влияние в основном уравнении параксиальной электронной оптики [1, 5], если заменить $U''(z)$ на $U''(z)+\ \rho r/\varepsilon_0$.

Предположение о постоянстве плотности пространственного заряда приемлемо для относительно низких первеансов. Для G = 1,92 микропервеанса ослабление потенциала внутри пучка меньше 3%. Но диаметр первоначально коллимированного электронного пучка с таким первеансом удваивается после прохождения пучком расстояния всего лишь в 4,5 раза больше, чем его первоначальный диаметр. Следовательно, расширение пучка — эффект, который нельзя игнорировать даже при сравнительно малых интенсивностях, когда ослабление потенциала пренебрежимо мало. Так первоначально коллимированный пучок с первеансом $10^{-8}A/B^{3/2}$ удвоит диаметр после прохождения расстояния в 63 раза больше его начального диаметра. Это важный момент, так как он предполагает, что в более сложных случаях, когда пучок движется во внешнем электростатическом поле (например, при периодической электростатической фокусировке), обычно можно считать, что внешний фокусирующий потенциал не зависит от пространственного заряда, т. е. он удовлетворяет уравнению Лапласа. Пространственный заряд учитывается только как сила, действующая на частицы, но его прямым влиянием на потенциал обычно пренебрегают.

Рассмотрим осесимметричный пучок заряженных частиц, движущихся в области пространства, свободной от внешних полей ($B=0, U=const$). Предположим, что частицы не имеют азимутальных компонент их начальных скоростей и $\rho = const$. Заменяя $U''(z)$ на $\rho r/\varepsilon_0$ в и используя уравнение (1) для траектории пограничной частицы в меридиональной плоскости, получим

$$\frac{d^2 r_b}{dz^2} = -\frac{I}{4\pi\varepsilon_0 (u-u_0)(-2q(u-u_0)/m_0)^{1/2} r_b(z)}, \qquad (7)$$

где r_b теперь является переменной величиной. Правая часть этого дифференциального уравнения положительна как для положительно, так и для отрицательно заряженных частиц.

Из этого уравнения сразу же следует, что пучок должен расширяться под влиянием сил пространственного заряда. Расширение пропорционально первеансу пучка и корню квадратному из массы частицы. Эффект расширения в 42,8 раза больше для протонов, чем для электронов. Также очевидно, что при стремлении r_b к нулю, вторая производная r_b'' стремится к бесконечности, т. е. какой бы ни была начальная величина угла фокусировки, пограничные электроны никогда не пересекут ось. Так как нелинейный член пространственного заряда всегда присутствует в уравнении параксиальных лучей, то это и является причиной аберраций, создаваемых пространственным зарядом.

Трудность проблемы пространственного заряда хорошо демонстрируется тем фактом, что даже уравнение параксиальных лучей (7), записанное для нерелятивистского пучка с постоянной плотностью заряда, движущегося в области пространства, свободной от внешних сил, является нелинейным дифференциальным уравнением. Решим его с начальными условиями, заданными при $z = 0$ в виде $r_b(0) = r_0$ и $r_b'(0) = r_0'$. Вводя безразмерные переменные [1, 5, 8, 13]

$$R(z) = r_b(z)/r_0, \quad Z = \left\{ -\frac{I}{2\pi\varepsilon_0 (-2q(u-u_0)^3/m_0)^{1/2}} \right\}^{1/2} z/r_0 \qquad (8а)$$

уравнение (7) можно переписать так

$$d^2R/dZ^2 = 1/2R, \qquad (8б)$$

а начальные условия записать в виде $R(0) = 1$, $dR(0)/dZ = R_0'$.

Заметим, что теперь штрих означает дифференцирование по Z. В зависимости от знака R_o' пучок может быть первоначально сходящимся или расходящимся, R_o' =0 соответствует первоначально коллимированному пучку.

Умножая обе части уравнения (8б) на dR и проводя интегрирование, получим

$$R'^2 = R_0'^2 + \ln R \qquad (9)$$

Отсюда следует, что для первоначально сходящегося пучка ($R_o' < 0$)

$$R_{\min} = \exp(-R_0'^2) \qquad (10)$$

Интегрируя уравнение (9), используя при этом $u = R'$ как переменную интегрирования, получим решение в виде

$$Z = 2\exp(-R_0'^2)\int_{R_0'}^{R'} \exp(u^2)du \qquad (11)$$

где R' определяется уравнением (9). Если пучок первоначально расходится или коллимирован, интегрирование производится от одной положительной величины до другой положительной величины с большим значением. Минимальное поперечное сечение пучка (кроссовер) достигается при

$$Z_{кр} = 2\exp(-R_0'^2)\int_{0}^{-R_0'} \exp(u^2)du \qquad (12)$$

После кроссовера ($Z_{кр}<Z$) пучок начинает расходиться ($R'>0$) и в уравнении (11) интеграл берется от отрицательной величины до положительной. Всю поверхность пучка можно описать выражением

$$Z = Z_{кр} \mp 2\exp(-R_0'^2)\, f((\ln R + R_0'^2)^{1/2}) \qquad (13)$$

где отрицательный и положительный знаки соответствуют сходящейся и расходящейся области пучка соответственно, а функция дается как

$$f(x) = \int_0^x \exp(u^2)du \qquad (14)$$

Уравнение (13) показывает, что пучок симметричен в продольном направлении по отношению к его минимальному поперечному сечению. Профиль поверхности пучка можно вычислить для любых значений параметров, используя уравнения (8) — (14). Если абсолютная величина безразмерного начального наклона R_o' увеличивается, т. е. реальная фокусировка пучка увеличивается и(или) первеанс уменьшается, R_{min} монотонно уменьшается, а $Z_{кр}$ вначале увеличивается, достигает

максимума ($Z_{кр\ max}$ = 1,08 при R_o' = —0,92), после которого уменьшается.

Естественно, параксиальное приближение можно использовать только для не очень больших значений первеанса. Даже если G имеет умеренное значение, приближение действительно, только когда R относительно мало. Поскольку длинный пучок расширяется сильнее, необходимо приложить несколько большие усилия для сохранения его поперечного сечения в нужных пределах.

Максимальный ток, который можно пропустить через трубку радиуса r_0 и длины L, можно вычислить, требуя, чтобы трубка была полностью заполнена пучком на выходе при условии, что никаких потерь тока нет. Подставляя $z = L$ и постоянные во вторую формулу (8а), принимая $Z_{кр\ max}$ = 1,08 и используя продольную симметрию ($Z = 2Z_{кр\ max}$), найдем, что для электронов максимальный первеанс равен $G_{\max} = 1{,}54 \cdot 10^{-4} (r_0 / L)^2 A / B^{3/2}$ Для ионов $G_{\max}$ гораздо меньше.

Глава 4. СОЗДАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В пучках высокой интенсивности ток ограничивается пространственным зарядом. Для того, чтобы получить максимальный ток, необходимо попытаться создать поток частиц с ограниченным пространственным зарядом или поток пространственного заряда между катодом и катодным электродом (модулятором). Следовательно, вначале необходимо изучить теорию потока пространственного заряда.

4.1 Поток пространственного заряда

Ограниченный поток пространственного заряда формируется в предположении, что катод имеет неограниченную эмиссионную способность, но ток ограничивается облаком заряженных частиц, формируемым у поверхности катода, так что нормальная компонента электростатического поля у этой поверхности уменьшается до нуля. Траектории частиц в таком потоке определяются геометрическим расположением электродов. Обычно в нашем распоряжении есть два электрода (диод), катод и катодный электрод, и они образуют пару координатных поверхностей в ортогональной системе координат. Тогда траектории будут параллельны одной из координатных линий. В простейшем случае прямолинейного потока пространственного заряда траекториями являются прямые линии и плотность тока постоянна (вопреки наличию сил пространственного заряда) вследствие высокой степени симметрии. Такой поток существует между двумя бесконечными параллельными плоскостями, между двумя бесконечно длинными коаксиальными цилиндрами или между двумя концентрическими сферами (рис.2). Если поверхности открыты и (или) их размеры конечны, то поток криволинеен.

Проанализируем простейший случай прямолинейного потока пространственного заряда между двумя бесконечными параллельными плоскостями более подробно (рис.2а).

Распределение потенциала в потоке определяется уравнением Пуассона в декартовых координатах. Если предположить, что каждая из двух бесконечных плоскостей перпендикулярна оси z, то проблема становится одномерной: потенциал u зависит только от координаты r. Тогда

$$\frac{d^2u}{dz^2} = -\frac{J}{\varepsilon_0 v(z)}, \qquad (15)$$

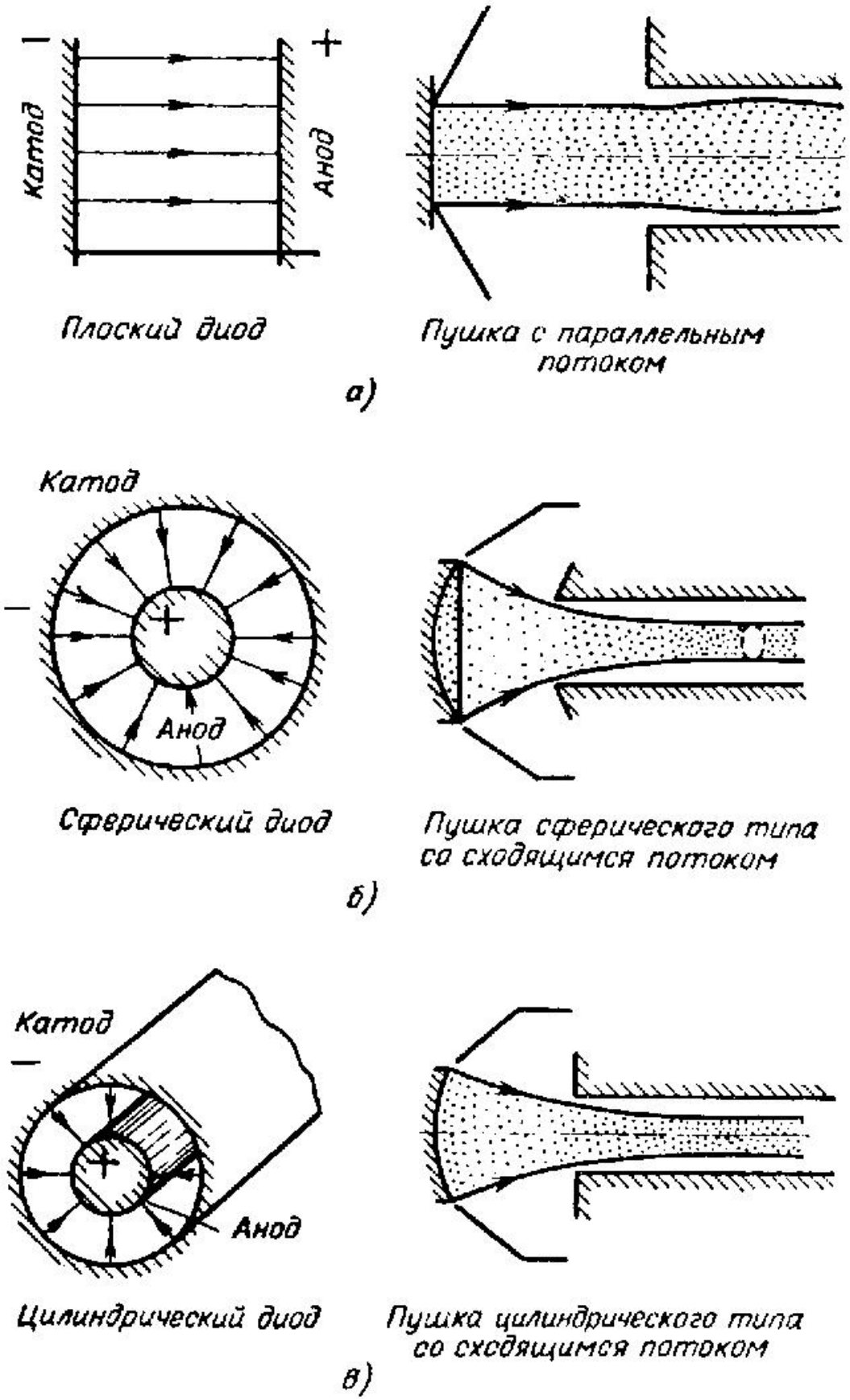

Рис.2. Формирование интенсивных электронных пучков, образованных из части диодов простой геометрической формы.

где $J = const$ и имеет знак заряда частицы, $v(z)$ — абсолютная величина скорости частицы. Плотность тока будет определяться ограничивающим влиянием пространственного заряда.

Уравнение (15) можно решить точно, используя $v^2(z)$ как новую переменную. Учитывая ее связь с потенциалом $u(z)$,можно записать

$$vd^2(v^2)/dz^2 = 2Jq/\varepsilon_0 m_0 = const > 0$$

Отсюда следует, что

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{dv^2}{dz}\right)^2 = 4Jq\frac{dv^2}{dz}/\varepsilon_0 m_0 v,$$

и это выражение можно проинтегрировать непосредственно. Так как v^2 пропорционально потенциалу u (в соответствии с определением потока пространственного заряда) первая производная потенциала по z равна нулю вблизи поверхности катода ($z = 0$), в результате получим

$$dv^2/dz^2 = (8Jq(v(z) - v(0))/\varepsilon_0 m_0)^{1/2}$$

Это выражение легко проинтегрировать еще раз. Для простоты предположим, что $u(0) = u_0$, т. е. частицы имеют нулевые начальные скорости у поверхности катода ($v(0)=0$). Тогда

$$v^2(z) = (9Jq/2\varepsilon_0 m_0)^{2/3} z^{4/3} \qquad (16)$$

Поместим вторую плоскость на расстоянии d от катода и будем считать ее потенциал равным U. Тогда с учетом (16) получим распределение потенциала в виде

$$u(z) - u_0 = (U - u_0)(z/d)^{4/3} \qquad (17)$$

Очевидно, что в отсутствие пространственного заряда распределение потенциала должно быть линейным. Влияние пространственного заряда выражается степенной, с показателем 4/3, зависимостью потенциала от координаты z.

Из уравнений (16) и (17) получим абсолютную величину плотности тока в виде

$$|J| = \frac{4\varepsilon_0 (2|q|/m_0)^{1/2}}{9d^2}(U - u_0)^{3/2} \qquad (18)$$

Это уравнение является хорошо известным законом «степени трех вторых» или законом Чайлда — Ленгмюра [2]. Он определяет максимальную плотность тока, задаваемую пространственным зарядом. Зависимость в степени 3/2 справедлива для всех типов потока, если градиент потенциала равен нулю вблизи катода. Естественно, коэффициент, возникающий в уравнении (18), который пропорционален максимальному первеансу, будет разным для разных геометрических расположений. Таким образом, первеанс является геометрическим фактором.

4.2 Электронные пушки Пирса

Получение пучка заряженных частиц высокой интенсивности эквивалентно созданию потока пространственного заряда катодом (или ионным источником) ограниченных размеров в заданном пространстве. Рассмотрим, к примеру, ситуацию, при которой имеется плоский катод конечных размеров и необходимо получить поток пространственного заряда между этим катодом и анодом, помещенным на расстоянии d от катода и имеющим потенциал U. Проблема аналогична проблеме потока пространственного заряда между двумя бесконечными поверхностями с тем основным отличием, что необходимо ограничить поперечные размеры потока до размеров, определяемых ограничениями, наложенными на пучок. Другими словами, необходимо убрать большую часть потока и оставить только малую его часть, которую мы и назовем пучком.

Очевидны трудности, возникающие при таком подходе. Действительно, форма оставшегося потока пространственного заряда существенно изменится из-за отсутствия пространственного заряда вне пучка. Пучок будет неизбежно расширяться и для того, чтобы поддерживать прямолинейный поток, необходимо скомпенсировать влияние отброшенного пространственного заряда.

Эта проблема была остроумно решена Пирсом [1], который предложил компенсировать отброшенный пространственный заряд электрическим полем соответствующим образом выбранных электродов. Для формирования аксиально-симметричного цилиндрического пучка катод такой пушки должен иметь форму круга, фокусирующий катодный электрод должен выполняться в виде воронкообразного тела вращения, имеющего вблизи катода угол наклона к границе потока, равный 67,5° (рис.3, 4). Анод должен иметь слегка выпуклую форму и подходить к границе потока под прямым углом. Таким способом можно получить пучок любой произвольной формы.

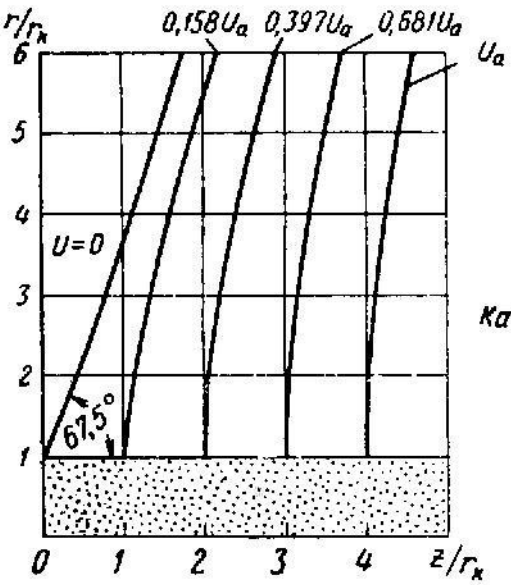

Рис.3. Семейство эквипотенциальных поверхностей в пушке, формирующей параллельный аксиально-симметричный поток.

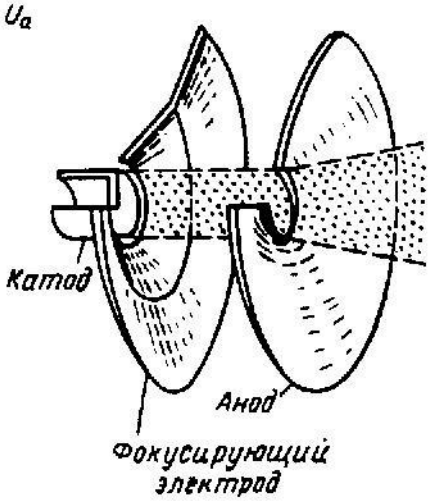

Рис.4. Конфигурация электродов пушки Пирса, формирующей аксиально-симметричный поток.

Условия течения пространственного заряда в пучке не изменятся, если будут удовлетворены два следующих требования:

1) распределение потенциала внутри пучка должно определяться распределением первоначального потока пространственного заряда;

2) в направлении, нормальном к прямолинейным траекториям потока, не должно существовать никаких сил.

Эти два условия устанавливают граничные условия для решения уравнения Лапласа в области пространства за пределами пучка. Электроды пушки Пирса определяются этим решением. Таким образом, пушка Пирса состоит из катода и двух электродов, формирующих пучок. Формы катода и этих электродов зависят от типа потока пространственного заряда, из которого пучок формируется.

В качестве простого примера рассмотрим пушку Пирса для получения цилиндрического ленточного пучка (рис.5). Начнем с прямолинейного потока пространственного заряда между двумя бесконечными параллельными поверхностями. Вырежем цилиндр радиусом r_b из бесконечного потока и оставим его в качестве пучка. Для того чтобы определить фокусирующий электрод, формирующий пучок, мы должны решить уравнение Лапласа в цилиндрических координатах при $\rho = 0$ для области пространства вне пучка ($r > r_b$). Вследствие осевой симметрии потенциал не зависит от азимутальной координаты. Граничные условия определяются требованиями, перечисленными выше. Распределение

потенциала вдоль границы пучка дается уравнением (17). Второе условие выражается требованием, чтобы радиальная компонента электростатического поля равнялась нулю вдоль той же границы.

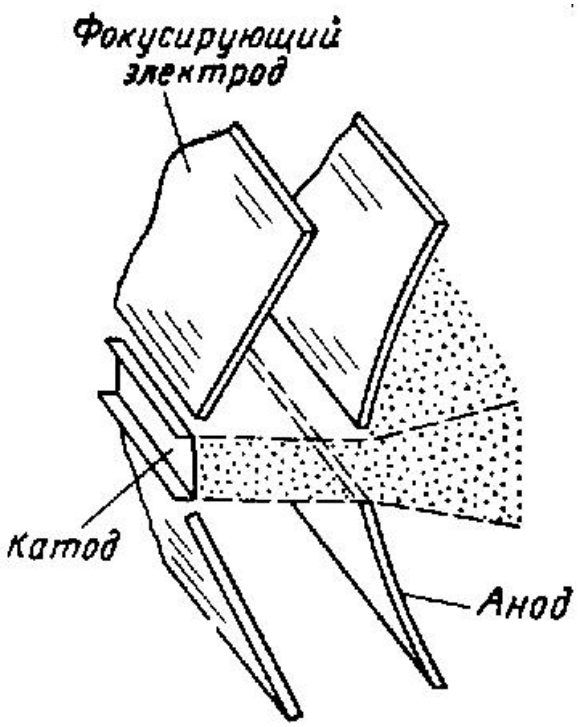

Рис.5. Конфигурация электродов пушки Пирса, формирующей ленточный поток.

Решение уравнения (17) можно получить в виде бесконечного ряда [5, 13 - 15]. Оказывается, что катодный фокусирующий электрод совмещается с катодом также, как и в предыдущей конструкции пушки, при угле 67,5° по отношению к границе пучка. Это характеристический угол, который сохраняется для различных конфигураций пучка.

Естественно, метод, представленный выше, строго применим только тогда, когда пучок движется между двумя заряженными поверхностями. Выходом такой пушки является анодная диафрагма, которая действует как рассеивающая электростатическая линза [1, 5, 8]. Следовательно, после того как пучок покинет пушку, он расходится.

Если желательно получить на выходе пушки сходящийся или коллимированный пучок, то необходимо использовать прямолинейный поток пространственного заряда между концентрическими сферическими поверхностями. Практичекая конструкция такой пушки, используемая в лампах с бегущей волной, показана на рис.6. Естественно, что после прохождения пушки пучок будет расширяться, следовательно, необходима его дополнительная фокусировка.

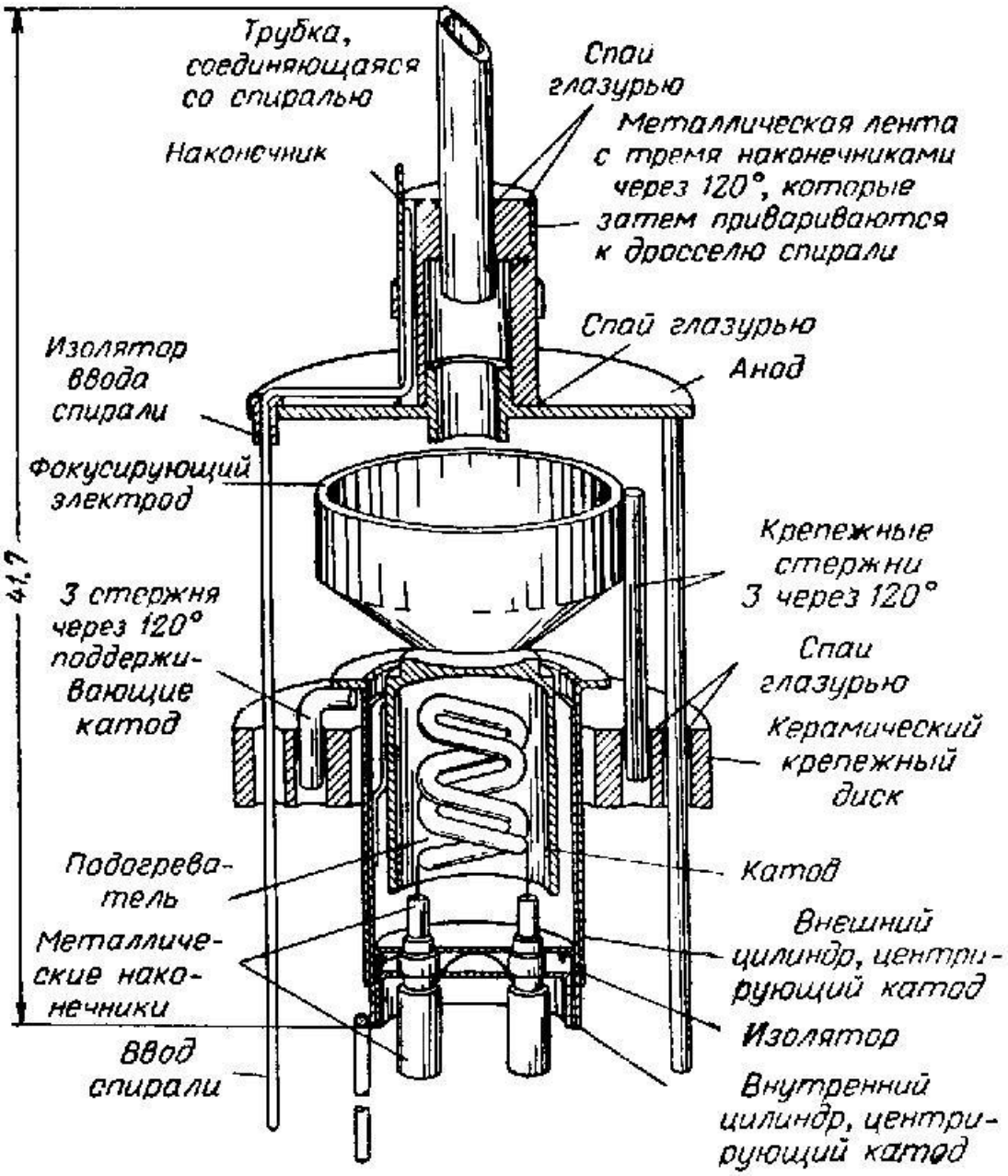

Рис.6. Конструкция электронной пушки Пирса сферического типа со сходящимся потоком.

Глава 5. ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Вследствие действия сил пространственного заряда пучок заряженных частиц высокой интенсивности неизбежно будет расширяться, если не предприняты специальные меры для сохранения его поперечного сечения. Поддержание пучков высокой интенсивности основано на компенсации сил пространственного заряда некоторыми другими силами, действующими в основном извне. Для этого существует множество практических методов.

Классификация различных способов фокусировки и связь между ними представлены на рис.7. Здесь левая полуплоскость включает периодические, а правая – статические фокусирующее поля. Нижняя полуплоскость включает магнитное, а верхняя – электростатическое поле. Как видно из рисунка, наряду с чистыми видами фокусировки, обозначенными кружками в середине квадрантов, существуют и комбинированные способы фокусировки, находящиеся на границе квадрантов.

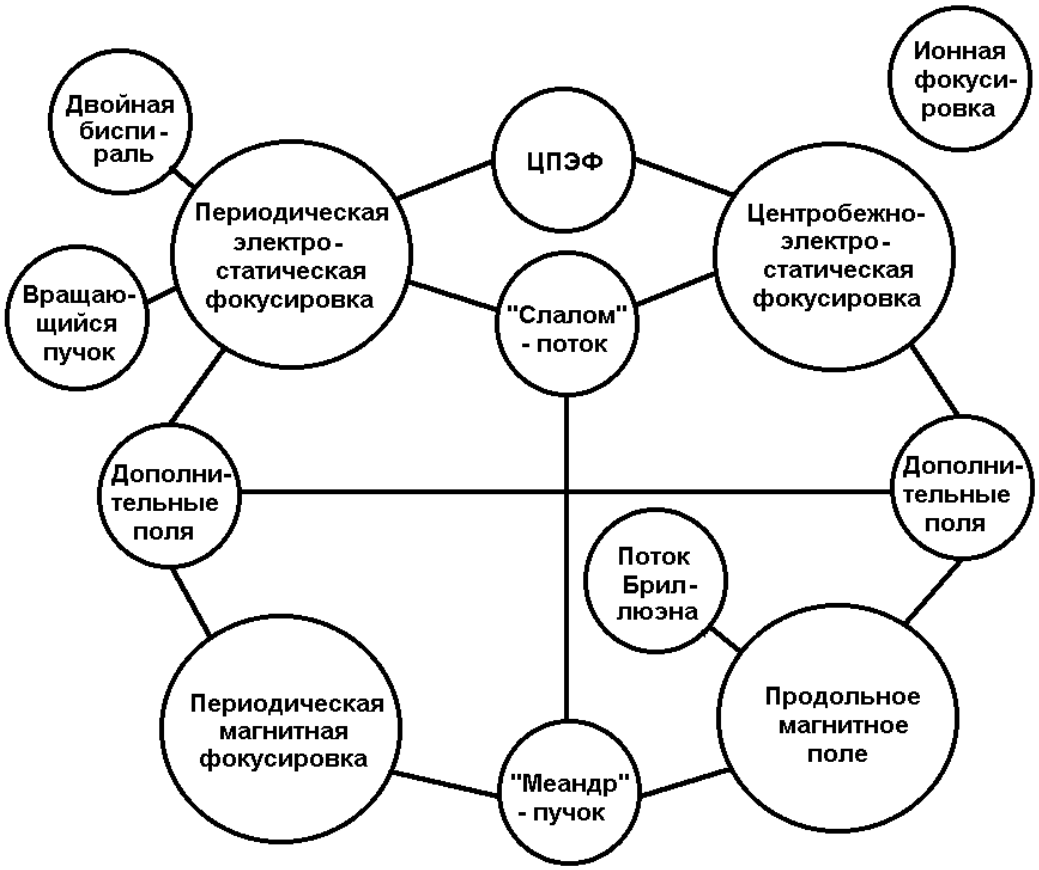

Рис.7. Классификация способов фокусировки электронного потока.

5.1 Фокусировка однородным магнитным полем

При рассмотрении сил пространственного заряда в главе 2, высказывалось предположение, что поперечное сечение пучка поддерживается очень сильным однородным магнитным полем. Это поле действует на частицы таким образом, что они движутся очень близко к силовым линиям независимо от сил пространственного заряда. Исследуем эту ситуацию более подробно.

Рассмотрим нерелятивистский цилиндрический пучок, движущийся в сильном однородном магнитном поле, направленном параллельно оси пучка. Если магнитное поле достаточно сильное, можно предположить, что радиальные силы пространственного заряда компенсируются силой Лоренца, возникающей из-за взаимодействия осевого магнитного поля B и азимутальной компоненты скорости φ'. Тогда смещение r приблизительно постоянно, потенциал зависит только от r и уравнение траектории электрона можно записать в виде

$$(q/m_0)(du/dr - Br\varphi') - r\varphi' = 0 \qquad (19)$$

Если источник помещен в магнитное поле и нет начальной азимутальной компоненты скорости, то $\varphi' = qB(r_0^2/r^2 - 1)/2m_0$. Отметим, что r отличается от начального значения r_0, хотя в уравнении (19) ее вторая производная считалась равной нулю. Подставляя формулу для φ' в уравнение (19), получим

$$du/dr = qB^2 r(r_0^4/r^4 - 1)/4m_0 \qquad (20)$$

Приравнивая выражение (20) к уравнению (2), взятому с отрицательным знаком, получим

$$1 - (r_0/r)^4 = (-2m_0^3/(q^3(u-u_0)))^{1/2} I/\pi\varepsilon_0 r_b^2 B^2,$$

откуда очевидно, что r/r_0 стремится к единице с увеличением B. Другими словами, вопреки наличию сил пространственного заряда, частицы в сильном внешнем магнитном поле все же следуют силовым линиям.

Этот результат является хорошим приближением даже для неоднородных магнитных полей [5, 13]. Если мы поместим пушку Пирса, создающую сходящийся пучок, в магнитное поле, силовые линии которого следуют траекториям в непосредственной близости от пушки, пучок будет сохранять форму в этой области и далее траектории будут приблизительно

следовать силовым линиям. Если индукция увеличивается, пучок становится уже. Следовательно, помещение пушки в магнитное поле, возрастающее в осевом направлении, является хорошим практическим способом улучшить сходимость пушки.

Существует другой метод поддержания пучков высокой интенсивности однородными магнитными полями. Предположим, что катод полностью защищен от магнитного поля и скорость не имеет начальной азимутальной компоненты. Тогда для нерелятивистского случая

$$\varphi' = -qB / 2m_0 . \qquad (21)$$

Это выражение также справедливо для случая, когда источник не защищен, но частицы испускаются из точечного источника на оси ($r_0 = 0$). Из формулы (21) следует, что в этом случае угловая скорость постоянна, т.е. весь пучок вращается вокруг оси как одно целое. Центростремительная сила, вызывающая это вращение, уравновешивается радиальной силой пространственного заряда. Этот способ называется фокусировкой Бриллюэна.

Снова предполагая, что вторая производная r по времени равна нулю, и подставляя уравнение (21) в уравнение (19), получим

$$du / dr + qB^2 r / 4m_0 = 0 \qquad (22)$$

в результате интегрирования которого имеем

$$u(r, z) = U(z) - qB^2 r^2 / 8m_0 \qquad (23)$$

Подставляя уравнение (22) в уравнение Пуассона и учитывая симметрию и бесконечную длину пучка, найдем, что плотность заряда является постоянной: $\rho = \varepsilon_0 qB^2 / 2m_0 = const$.

Если снова пренебречь радиальной компонентой скорости в сравнении с двумя другими компонентами, то из уравнений (21), (23) следует, что осевая компонента скорости определяется только осевым потенциалом независимо от смещения r :

$$v_z = (-2q(U(0) - U_0) / m_0)^{1/2} \qquad (24)$$

Если однородный внешний потенциал создается трубкой радиуса r_b , потенциал которой u, то общий ток пучка выражается с помощью уравнений (23), (24) и формулы для плотности заряда соотношением

Бриллюэна:

$$I = \pi r_b^2 \rho v_z' = 4\pi\varepsilon_0 \beta(-2q(u - u_0 + \beta)/m_0)^{1/2}, \qquad (25)$$

где

$$\beta = qB^2 r_b^{\ 2}/8m_0. \qquad (26)$$

Так как β и (u—u_0) имеют противоположные знаки, очевидно, что ток максимален при некотором оптимальном значении параметра β. В результате имеем

$$\beta_{opt} = -2(u - u_0)/3, \qquad (27)$$

откуда индукция B, необходимая для ограничения максимального тока в цилиндрическом пучке данного радиуса r_b, может быть определена с помощью уравнения (26). Подставляя уравнение (27) в уравнение (25), получим максимальный ток. При этом имеем максимальное значение первеанса

$$G_{\max} = 8 \cdot 2^{1/2} \cdot 3^{-2/3} \pi\varepsilon_0 (|q|/m_0)^{1/2} \qquad (28)$$

Для электронов выражение (28) дает $G_{\max} = 25{,}4$ микропервеанса, что несколько ниже, чем при фокусировке с иммерсионным катодом. Это и понятно, так как для фокусировки Бриллюэна определенно требуется более низкая индукция, чем в других случаях. Фокусировка Бриллюэна кажется очень интересным решением проблемы преодоления расширения пространственного заряда пучков высокой интенсивности. К сожалению, идеальную фокусировку Бриллюэна реализовать невозможно. Она требует полной защиты катода от однородного магнитного поля, которая означает, что распределение индукции предполагается ступенчатой функцией, резко меняющейся от нуля до заданного $B = const$ (рис.8).

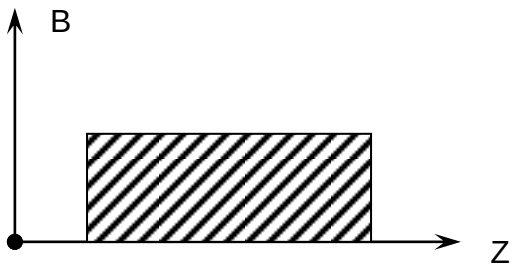

Рис.8. Кривая магнитной индукции при фокусировке Бриллюэна.

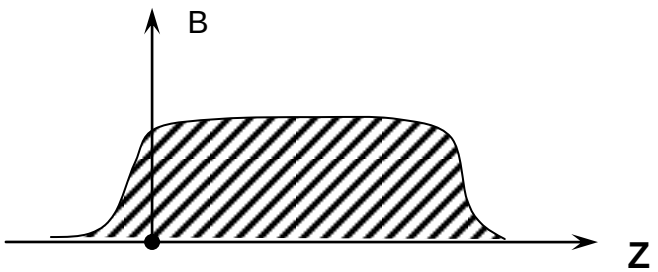

Рис.9. Кривая магнитной индукции при фокусировке сопровождения.

На практике фокусировка Бриллюэна может быть реализована только приближенно. Такой вид фокусировки с учетом начальной магнитной индукции на катоде называется фокусировкой сопровождения (рис.9). При этом получить полностью параллельный пучок не представляется возможным, поскольку трудно обеспечить введение электронного потока в область однородного поля с нулевыми радиальными скоростями и строго заданного радиуса. Поэтому реальные пучки заряженных частиц, фокусируемые в однородном магнитном поле с неэкранированным катодом, являются неравновесными, пульсирующими пучками. На практике степень пульсаций пучка зависит от коэффициента экранирования катода $g = 1 - (B_b - B)^2$, где B_b - индукция магнитного поля при фокусировке Бриллюэна. Таким образом, даже при частичном экранировании катода для равновесного движения пучка требуется индукция магнитного поля, превосходящая B_b. В частности, при $g \to 1$, $B \to \infty$. Полной экранировке катода, т.е. фокусировке Бриллюэна, соответствует случай $g = 1$.

Фокусировка пучков высокой интенсивности однородными магнитными полями является прямым методом. Однако получение сильного однородного поля в относительно большом объеме делает приборы и оборудование очень громоздкими и трудными для эксплуатации. Этот недостаток делает такой вид фокусировки неприемлемым для многих применений.

5.2 Периодическая фокусировка

Естественной альтернативой поддержанию пучка частиц высокой интенсивности является система периодически расположенных электростатических или магнитных линз. Основная идея этого метода продемонстрирована на рис.10, 11. Каждая линза компенсирует влияние сил пространственного заряда в данной области. Поскольку число линз, следующих друг за другом, велико, этим способом можно поддерживать пучки значительной длины [5, 8, 9, 13]. Практически периодическую фокусирующую систему получают с помощью серии электродов с чередующимися более высокими и более низкими потенциалами или с помощью ряда ферритовых колец. Распределение электростатического потенциала или магнитной индукции таких систем непрерывно, следовательно, нельзя отделить действие отдельных линз друг от друга. Вместо этого необходимо рассматривать всю фокусирующую систему как одну периодическую линзу.

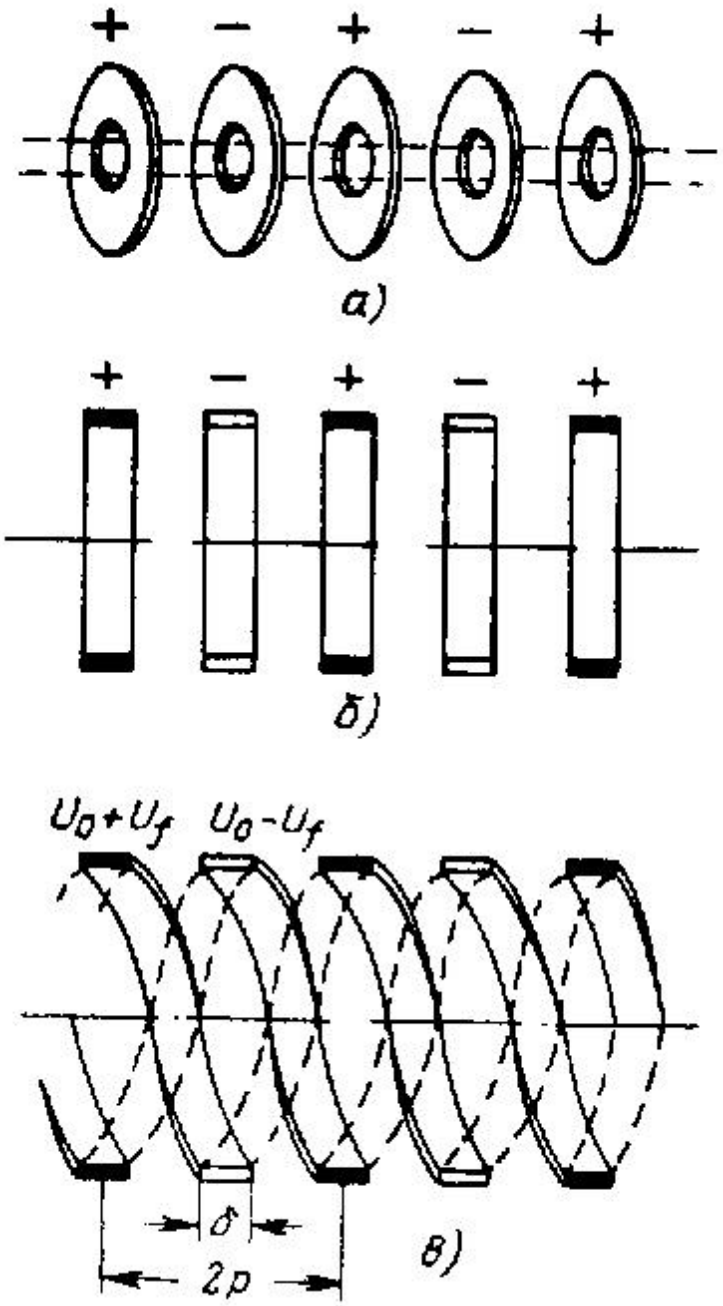

Рис.10. Примеры систем электродов, создающих периодическое электростатическое поле: *а* – последовательность дисковых электродов; *б* – последовательность кольцеобразных электродов; *в* – двухзаходная ленточная спираль (биспираль) с шириной ленты δ и периодом $2p$.

Витки биспирали имеют последовательно то более высокий (U_0+U_f), то более низкий (U_0-U_f) потенциал относительно среднего значения U_0.

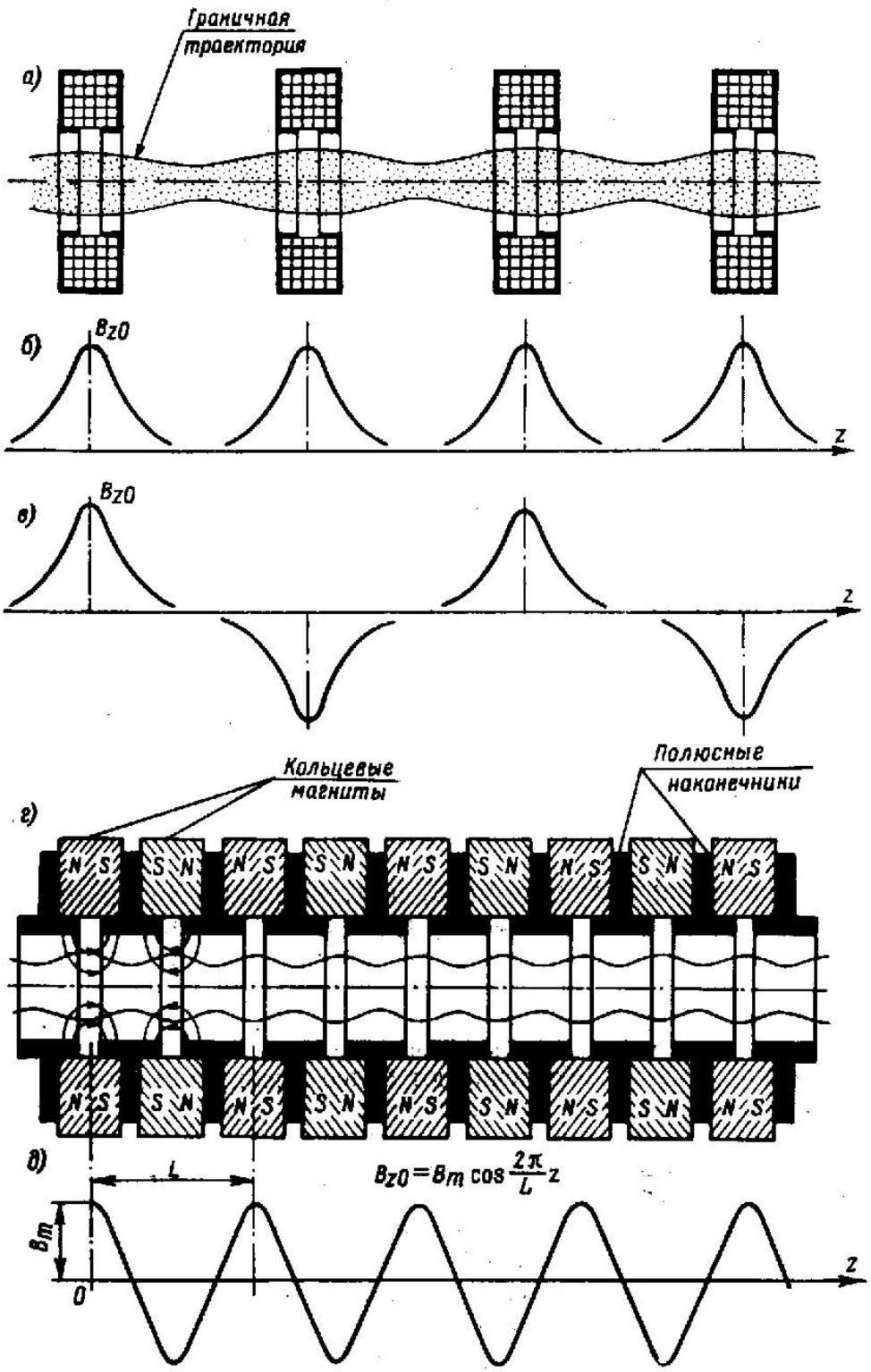

Рис.11. Периодические магнитные фокусирующие системы и соответствующие им *B*-кривые: *а, б, в* – системы с электромагнитнами; *г, д* – системы с постоянными кольцевыми магнитами.

В ряде случаев применяется реверсивная фокусировка, занимающая как бы промежуточное положение между постоянным магнитным полем и периодическим. Такая система представляет собой небольшое количество (2-3) соленоидов или постоянных магнитов с противоположной полярностью, расположенных последовательно вдоль электронного потока (рис.12). Проходя короткий участок между соленоидами, электронный поток пересекает радиальное магнитное поле, закручивается и фокусируется также как и в случае бриллюэновской фокусировки в соленоиде.

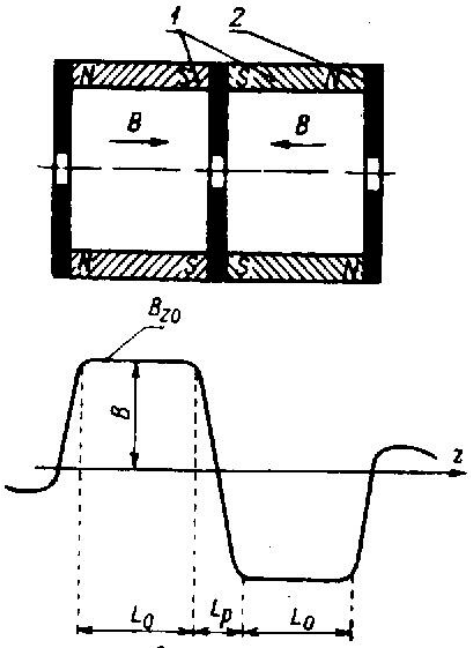

Рис.12. Осевое распределение магнитной индукции для реверсивной системы на постоянных магнитах: L_0 – область однородного поля, L_p – область реверса.

Однако действие периодической линзы все же может быть описано как суперпозиция ряда рассеивающих и собирающих областей с результирующим фокусирующим эффектом. Фокусирующий эффект необходимо выбирать таким образом, чтобы в среднем он полностью компенсировал расширение пучка из-за сил пространственного заряда. Это требование выполняется в случае оптимальной фокусировки, который, однако, не означает строгой компенсации сил пространственного заряда вдоль всего пучка. Можно аппроксимировать только заданную конфигурацию пучка (например, строго цилиндрический пучок), и границы пучка всегда будут иметь пульсации (рис.13).

Период пульсаций при оптимальной фокусировке приблизительно равен периоду фокусирующей системы. В случае неоптимальной фокусировки баланс сил нарушается, и частицы отклоняются от их равновесных траекторий. Это отклонение приводит к изменению плотности пространственного заряда, как следствие электростатические

силы, возникающие при этом, будут отклонять частицы обратно к их равновесным траекториям. В результате частицы будут осциллировать вокруг этих траекторий, определяемых условием оптимальной фокусировки. Период этих осцилляций соответствует частоте плазмы.

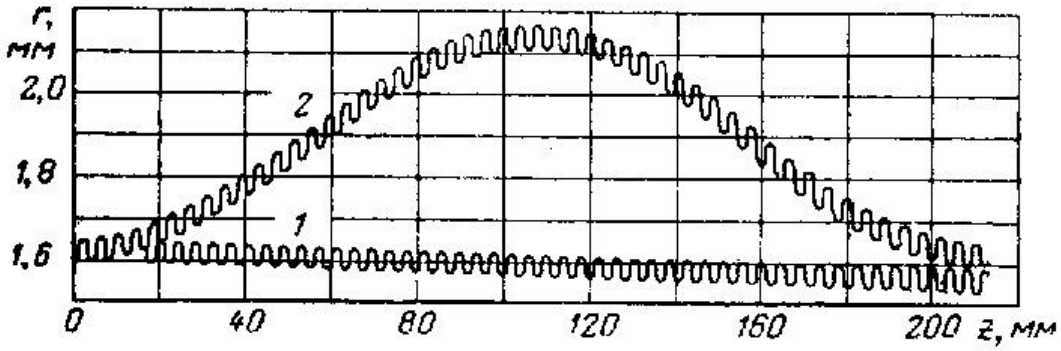

Рис.13. Примеры рассчитанных траекторий граничного электрона в периодическом электростатическом поле биспирали.

Внутренний радиус биспирали 2 мм, период 3,6 мм, расстояние между соседними витками 1,04 мм. Ток пучка 1 мА, среднее напряжение 500 в: 1 – оптимальное фокусирующее напряжение $2U_f$=170 В, 2 – неоптимальное $2U_f$ = 202 В.

Практический интерес представляют также периодические фокусирующие системы с отклоняющими полями. На рис.14 изображена схема «слалом»-фокусировки, состоящей из последовательности штырей, расположенных между двумя пластинами.

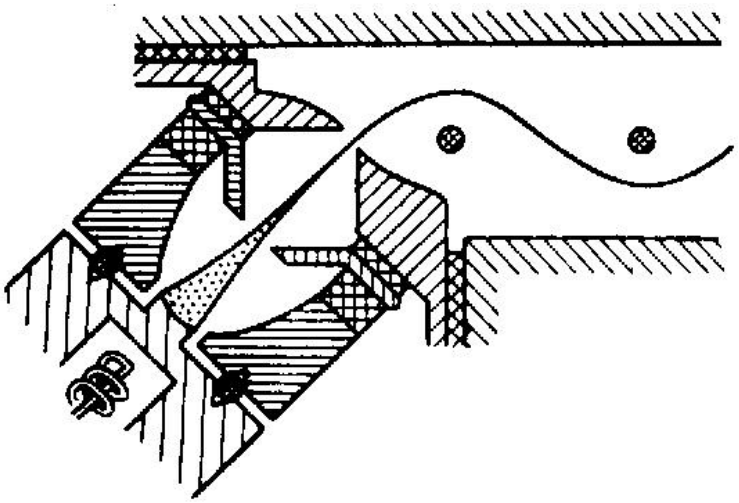

Рис.14. Схема «слалом»-фокусировки.

На пластины подан отрицательный потенциал по отношению к катоду. Если в такую систему ввести под углом ленточный электронный поток, то его электроны, пройдя между штырями, попадут в тормозящее электростатическое поле, которое отклонит траекторию назад, к ряду штырей. Получив ускорение и пройдя промежуток между соседними

штырями, электрон снова попадает в отражающее поле, затем процесс повторяется. Такое движение напоминает траекторию лыжника-слаломиста, объезжающего препятствия, что и дало повод к названию этого способа фокусировки.

Схема фокусировки при помощи «лестничной» линии с отражающими пластинами показана на рис.15. В этом случае ленточный поток движется с одной стороны от лестничной замедляющей системы. Движение электронов нетрудно проследить по представленной картине силовых линий.

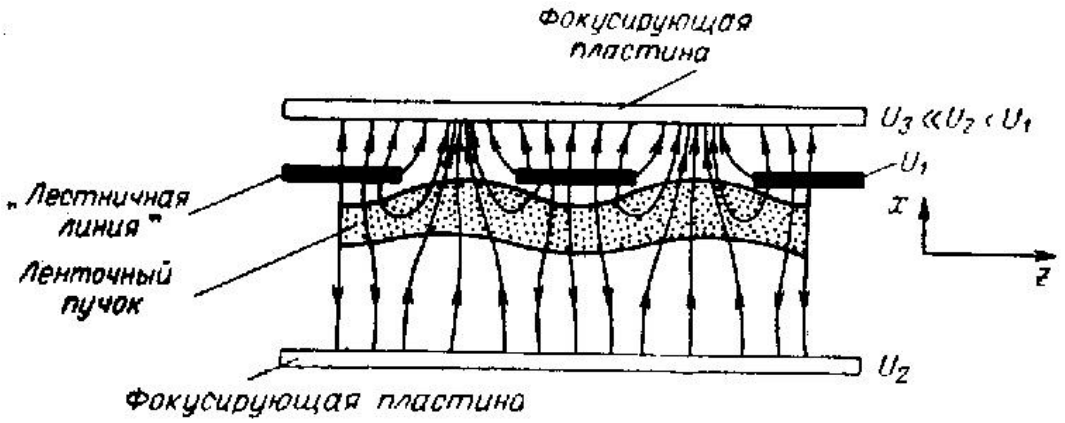

Рис.15. Схема фокусировки при помощи «лестничной» линии.

Периодическая фокусировка цилиндрических, плоских, полых и эллиптических пучков очень подробно рассмотрена в литературе [5, 6, 8, 13, 14].

5.3 Эффект Боэрша

Взаимодействие отдельных частиц приводит к расширению энергетического диапазона в пучке заряженных частиц. Это так называемый эффект Боэрша [13], которому в последние годы уделяют много внимания. В электронных накопительных кольцах он известен как эффект Тоушека. Особенно сильно он проявляется в районе кроссовера.

Основной механизм эффекта Боэрша — рассеяние частиц пучка на самих себе. Поскольку число отдельных частиц огромно, то эффект весьма сложен. Результатом этих рассеяний является перераспределение энергии между поперечными и продольными направлениями при рассмотрении в системе отсчета, связанной с пучком.

Теория эффекта Боэрша относительно проста в коллимированных пучках. Проблемы начинаются при попытке исследования кроссовера, где этот эффект проявляется наиболее сильно. Множество упрощенных подходов дали противоречивые результаты. Экспериментальная проверка этих результатов также затруднительна, так как эффект сильно зависит от параметров источника и фокусирующей системы.

Если предположить, что расширение энергетического спектра является результатом множества некоррелированных столкновений и перенос энергии однороден, то эффект Боэрша приводит к гауссову распределению энергии. Предположение об однородности переноса энергии спорно даже в простом случае. При прохождении частиц через кроссовер распределение энергии имеет существенно негауссов вид. Адекватное объяснение эффекта Боэрша должно основываться на статистической теории. Эффект можно рассматривать как обусловленный статистическими флуктуациями в пространственном распределении частиц, который в свою очередь приводит к изменению в энергетическом расширении. Эффекты статистического взаимодействия можно оценить методами Монте-Карло [13, 14].

Эффект Боэрша изучен еще не полностью. На распределение скоростей в пучках заряженных частиц оказывает влияние множество геометрических факторов и распределений полей. При практическом конструировании эффект Боэрша должен приниматься во внимание как фактор, вносящий вклад в хроматические аберрации.

Глава 6. ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Разработка ионных и электронных пушек с плазменными эмиттерами является значительно более сложным делом, чем разработка пушек с термокатодами, и в общем случае сводится к решению двух задач: к разработке оптимальной конструкции источника, обеспечивающего получение плазмы с необходимой концентрацией заряженных частиц при максимальной степени ионизации газовой среды, и к выполнению рациональной схемы электродов пушки, обеспечивающей достаточно полное извлечение заряженных частиц из плазмы и формирование этих частиц с заданными параметрами.

6.1 Высокочастотные ионные источники

Наиболее простыми по конструкции являются ионные источники, использующие высокочастотный разряд при низком давлении рабочего газа. Один из них, известный как источник Тонемана [4, 8], изображен на рис.16. Основу этого источника составляет стеклянная (пирексовая) колба, которая одним концом через узкий перешеек соединяется с газопроводом, по которому в источник подается рабочий газ, а другим концом через узкий канал ускоряющего электрода связана с вакуумной камерой, в которую выводится сформированный ионный пучок.

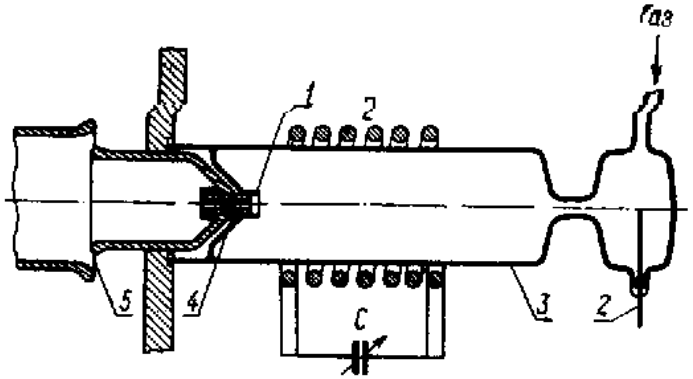

Рис.16. Высокочастотный ионный источник:
1 - экран; *2* – анод; *3* - пирексовая колба; *4* – отрицательный ускоряющий электрод; *5* – фокусирующая линза. *L* и *C* – индуктивность и емкость колебательного контура.

Для получения высокочастотного разряда колба, или точнее, источник, помещается внутрь катушки колебательного контура, подключенного к ВЧ-генератору. Таким образом, в рассматриваемом источнике используется безэлектродный разряд, который вызывается действием высокочастотного электромагнитного поля на свободные электроны в газоразрядной колбе.

Высокочастотные ионные источники являются маломощными. Они позволяют получать ионные токи до нескольких миллиампер, при ускоряющем напряжении несколько киловольт.

6.2 Плазменные эмиттеры

Поверхность плазмы как эмиттер заряженных частиц имеет целый ряд особенностей, отличающих их от термокатодов. Например, форма и положение этой поверхности не являются строго фиксированными, а зависят от условия отбора заряженных частиц, т.е. величины и распределения ускоряющего электрического поля вблизи плазменной поверхности.

При использовании плазмы в качестве источника заряженных частиц в прилегающей к ней стенке камеры делается выходное отверстие, радиус которого r_k обычно значительно превосходит расстояние между плазмой и стенкой. Если не предпринимать при этом никаких специальных мер, то плазма выйдет из источника наружу, в вакуум, и ее граница будет иметь выпуклую форму. Однако подбором геометрии электродов пушки и созданием достаточно сильных «отсасывающих» ускоряющих электрических полей можно не только возвратить границу плазмы на прежнее место, но и создать вогнутую, сферическую поверхность плазмы внутри источника, площадь которой будет значительно превосходить поперечное сечение выходного отверстия. При этом, очевидно, будут меняться условия извлечения и фокусировки заряженных частиц.

Различают три способа отбора заряженных частиц, каждый из которых соответствует определенной форме поверхности плазмы и, следовательно, определенной конструкции плазменной пушки (рис.17).

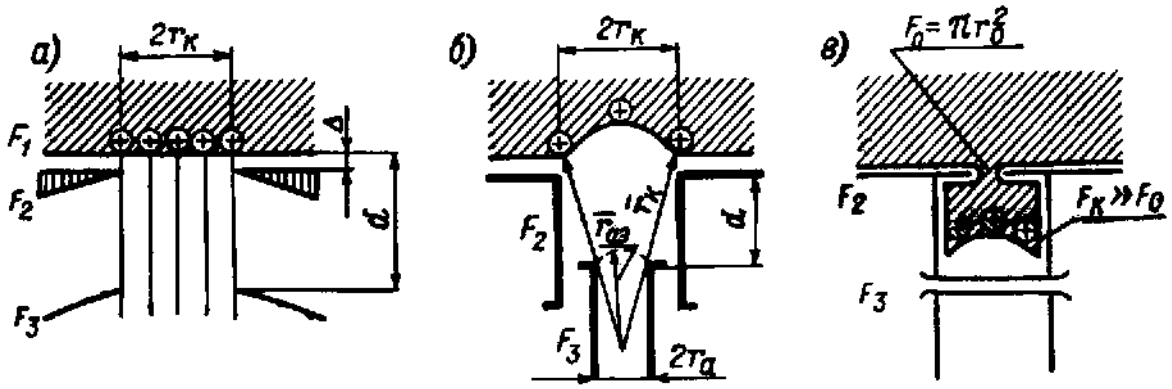

Рис.17. Схема извлечения ионов из плазменных ионных источников с различным расположением границы плазмы

F_1 – граница плазмы, F_2 – стенка источника и фокусирующий электрод, F_3 – извлекающий (ускоряющий) электрод, кружки с крестиками – эмиттирующая поверхность плазмы.

Схема пушки с плоским плазменным эмиттером, расположенным в непосредственной близости от входного отверстия, показана на рис.17а. В плазменном источнике между плазмой и стенкой, заряжаемой электронами до отрицательного потенциала U_{cm}., образуется слой нескомпенсированного положительного пространственного заряда толщиной Δ, в котором существует поперечный градиент потенциала и протекают электронные и ионные токи. После создания в стенке выходного отверстия радиуса $r_k > \Delta$ и размещения около него ускоряющего электрода с отрицательным потенциалом U_0 положение границы плазмы и процессы в указанном слое не изменятся, если в плоскости выходного отверстия потенциал по-прежнему будет равен U_{cm}. Из решения уравнения Пуассона для плоского ионного диода следует, что величина плотности ионного тока в этом случае не зависит от U_0, так как при его изменении одновременно меняется и расстояние d, в результате чего $U_0^{3/2} / d^2 = const$.

Для определения конфигураций электродов ионной пушки F_2 и F_3, при которых можно сформировать прямолинейный ионный поток конечного сечения, можно воспользоваться изложенной ранее методикой Пирса. Сравнивая между собой электронные пушки Пирса с термокатодом и ионные пушки Пирса с плазменным эмиттером, следует подчеркнуть, что в электронных пушках пучок электронов сохраняет свою форму при любых значениях ускоряющего потенциала, при которых ток еще ограничен пространственным зарядом. В ионных пушках изменение ускоряющего потенциала влияет на форму и положение эмиттера – границы плазмы. Поэтому прямолинейный ионный пучок будет формироваться только при условии плоской формы самого эмиттера и его расположении вблизи выходного отверстия.

Однако исследование реальных ионных пушек показывает, что плазменная граница, которая при соответствующем подборе экспериментальных условий действительно находится в области выходного отверстия ионного источника, не представляет собой плоскости (рис.18). По этой причине, а также по ряду других факторов, оптимальная конфигурация электродов ионных пушек несколько отличается от пирсовой.

Второй способ извлечения положительно заряженных ионов из плазмы, заключается в том, что ускоряющий электрод с внутренним выводным каналом, подобно зонду, изолированному от стенок источника, вводится через отверстие в стенке непосредственно в камеру источника (рис.17б). При достаточно большой величине отрицательного ускоряющего потенциала по отношению к потенциалу плазмы и окружающих ее стенок, граница плазмы вблизи отверстия прогибается и приобретает вогнутую форму, которую приближенно можно

охарактеризовать некоторым радиусом кривизны r_k. В результате образуется короткофокусная пушка с плазменным эмиттером, которая собирает выходящие с его поверхности ионы и в виде конического пучка направляет их в канал ускоряющего электрода.

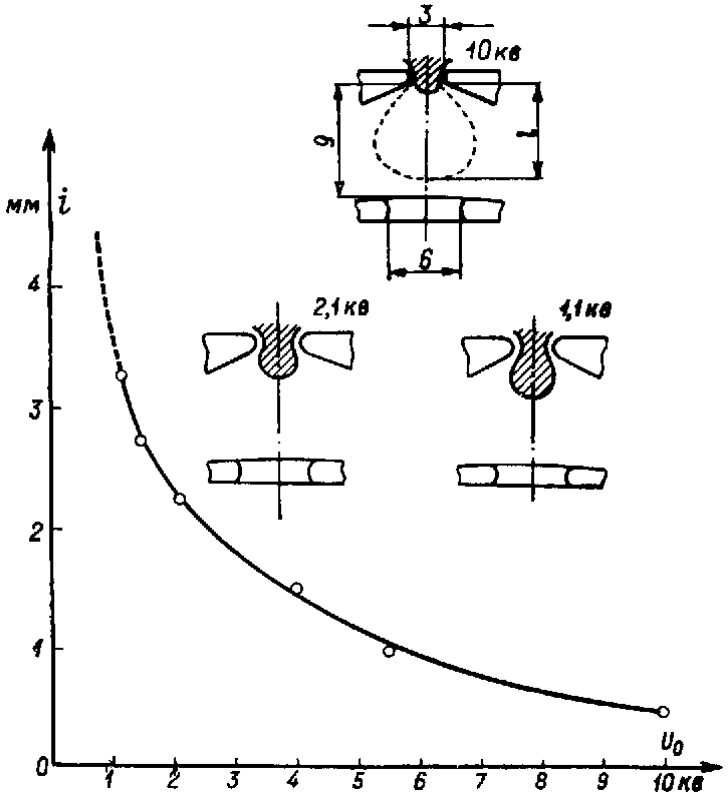

Рис.18. Перемещение границы проникающей плазмы при увеличении ускоряющего потенциала ионной пушки.

Третий способ отбора ионов из плазмы и формирования ионного пучка основывается на использовании развитой поверхности плазмы, выходящей из источника через отверстие в стенке при отсутствии вблизи него сильных электрических полей. Схема ионной пушки, использующая этот способ извлечения ионов, показана на рис.17в. Положение границы плазмы вэтой пушке зависит отконфигурации ее электродов, концентрации заряженных частиц в источнике и потенциала ускоряющего электрода. Ее эмиттирующая поверхность F_k всегда может быть получена значительно большей, нежели поперечное сечение выходного отверстия в стенке источника F_0 . Благодаря этому представляется возможность получать большие токи хорошо сфокусированных пучков при относитенльно небольших ускоряющих напряжениях и в то же время иметь малый расход газа, и, следовательно, высокую газовую экономичность источника.

Такая система извлечения ионов используется в мощных стационарных и импульсных источниках с дуговым разрядом, накаленным и холодным катодами. При ее разработке в основном используются

эмпирические методы, хотя при определенных условиях она имеет аналогию с пушками Пирса, предназначенными для формирования сходящихся потоков, и может быть приближенно рассчитана по соответствующей методике.

Следует особо отметить, что способ извлечения ионов с развитой поверхности плазмы, выходящей из источника, является наиболее перспективным при разработке мощных ионных пушек, потому что позволяет получать интенсивные ионные пучки при не столь больших напряженностях электрических полей, как при использовании первого способа отбора ионов. Этим объясняется повышенный интерес к этому способу, причем не только в связи с разработкой ионных, но также и электронных пушек с плазменными эмиттерами, поскольку для извлечения из плазмы электронов и формирования электронных пучков используются аналогичные методы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем учебном пособии рассмотрены наиболее важные физические эффекты, создаваемые пространственном зарядом в электронных и ионных пучках с высоким первеансом, а также методы получения и поддержания потоков заряженных частиц высокой интенсивности. Электростатические и магнитные силы пространственного заряда даются уравнениями (3) и (5) соответственно. Расширяющийся осесимметричный пучок определяется уравнением (13). Закон степени 3/2 (Чайлда — Ленгмюра) дается уравнением (18). На его основе построены пушки Пирса. Приведена классификация способов формирования электронных пучков и достаточно подробно рассмотрена фокусировка однородными магнитными полями и периодическими системами. Дано краткое обсуждение эффекта Боэрша. Представлены способы извлечения ионов из плазменных ионных источников с различным расположением границы плазмы.

Проанализированные физические процессы в интенсивных электронных и ионных пучках и рассмотренные особенности их применения широко используются при разработке и проектировании электронно-оптических систем электронно-лучевых, ионно-плазменных и микроволновых приборов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пирс Д.Р. Теория и расчет электронных пучков. Пер. с англ. Под ред Цехановича М.В. - М.: Сов. радио, 1956.
2. Гапонов В.И. Электроника. Т.I, II. - М.: Физматгиз, 1960.
3. Тараненко В.П. Электронные пушки. - Киев: Техника, 1964.
4. Габович М.Д. Плазменные источники ионов. – Киев: Наукова думка, 1964.
5. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. – М.: Сов. радио, 1966.
6. Кирштейн П.Т., Кайно Г.С., Уотерс У.Е. Формирование электронных пучков. – М.: Мир, 1970.
7. Шерстнев Л.Г. Электронная оптика и электронно-лучевые приборы. - М.: Энергия, 1971.
8. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. - Л.: Энергия, 1972.
9. Тренева С.Н. Электронные пушки для формирования интенсивных пучков с прямолинейными траекториями электронов. - М.: МИЭМ, 1975.
10. Тренева С.Н. Сборник задач по интенсивной электронной оптике. - М.: МИЭМ, 1975.
11. Жигарев А.А., Шамаева Г.Г. Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. - М.: Высшая школа, 1982.
12. Лачашвили Р.А., Траубе Л.В. Проектирование электронно-лучевых приборов. - М.: Радио и связь, 1988.
13. Силадьи М. Электронная и ионная оптика. – М.: Мир, 1990.
14. Хокс П., Каспер Э. Основы электронной оптики. Т.1, 2. М.: Мир, 1993.
15. Сушков А.Д. Вакуумная электроника. Физико-технические основы. – СПб.: Лань, 2004.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 3
Глава 1. ОПТИКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА 4
Глава 2. СИЛЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА 8
2.1 Электростатические силы 8
2.2 Магнитные силы 10
Глава 3. РАСШИРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА 11
Глава 4. СОЗДАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ... 15
4.1 Поток пространственного заряда 15
4.2 Электронные пушки Пирса 18
Глава 5. ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ 22
5.1 Фокусировка однородным магнитным полем 23
5.2 Периодическая фокусировка 26
5.3 Эффект Боэрша 31
Глава 6. ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ 33
6.1 Высокочастотные ионные источники 33
6.2 Плазменные эмиттеры 34
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 37
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК 38

ЕЛИЗАРОВ Андрей Альбертович

Физика интенсивных электронных и ионных пучков

Редактор Е.С. Резникова
Технический редактор О.Г. Завьялова

Подписано в печать Форма 60x84/16. Бумага офсетная № 2.
Ризография. Усл.-печ.л. . Уч.-изд.л. . Изд. № . Тираж 100 экз.
Заказ . Бесплатно.
Московский государственный институт электроники и математики.
109028, Москва, Б. Трехсвятительский пер. 3/12.
Отдел оперативной полиграфии Московского государственного
института электроники и математики.113054, ул. М. Пионерская, 12.