

Е. М. ДУБИНИНА, К. И. ПУЗАНКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ НИЗКОВОЛЬТНОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Исследован ионный источник с магнитным полем и ионизацией электронным ударом, работавший на He. Сняты зависимости выходного тока и энергетического разброса ионов от давления, уровня электронного тока, энергии электронов и величины магнитного поля. Получена плотность ионного тока ~ 12 *ма/см²* при вытягивающем напряжении 2,4 *кв*. Средний энергетический разброс ионов составляет 15 *эв*.

Ионный источник, работающий при сравнительно высоком вакууме, имеет ряд очевидных преимуществ. Одним из способов его реализации является использование магнитного поля в условиях, когда длина свободного пробега электронов $\lambda_e \geq l$, где l — геометрические размеры области ионизации. Форма магнитного поля должна обеспечить максимально возможное время жизни электрона в этой области. По-видимому, такому условию может удовлетворить поле магнитной ловушки.

В настоящей работе в источнике создавалось поле ловушки типа «бутылка», которое мы назвали продольным, и гиперболическое магнитное поле.

Описание источника

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Электронный пучок, создаваемый пушкой (1) типа Пирса с катодом из гексаборида лантана, инжектировался в пространство ионизации, находящееся в магнитном поле, которое создавалось системой катушек H_1, H_2, H_3, H_4 с независимой регулировкой тока. Рабочий газ (He) подавался в камеру ионизации через игольчатый вентиль (2), позволяющий плавно менять давление в камере. Вытягивающая система состояла из танталовой сетки (3) с ячейкой 1×1 *мм²* и формирующей диафрагмы (4) с отверстием ϕ 8 *мм*, имеющей потенциал, равный потенциалу сетки. Коллектором ионов служил цилиндр Фарадея (5). Пространство ионизации экранировалось от полей вытягивающей системы сеткой (6). Ток в цепи коллектора измерялся прибором M_1 и мог автоматически записываться электронным потенциометром типа ЭПП-09.

Поскольку рабочий диапазон давлений находился в области 10^{-3} — 10^{-4} *торр*, дифференцированной откачки пространства формирования электронного и ионного пучков не производилось. Остаточное дав-

ление газов перед подачей в систему He составляло $5 \cdot 10^{-6}$ торр. Источник был выполнен из нержавеющей стали, в качестве уплотнений использовались медные прокладки.

Катушки H_1 — H_4 , включаемые в различных комбинациях, позволяли создавать в пространстве ионизации магнитное поле различной геометрии и напряженности. Работа источника была исследована в двух режи-

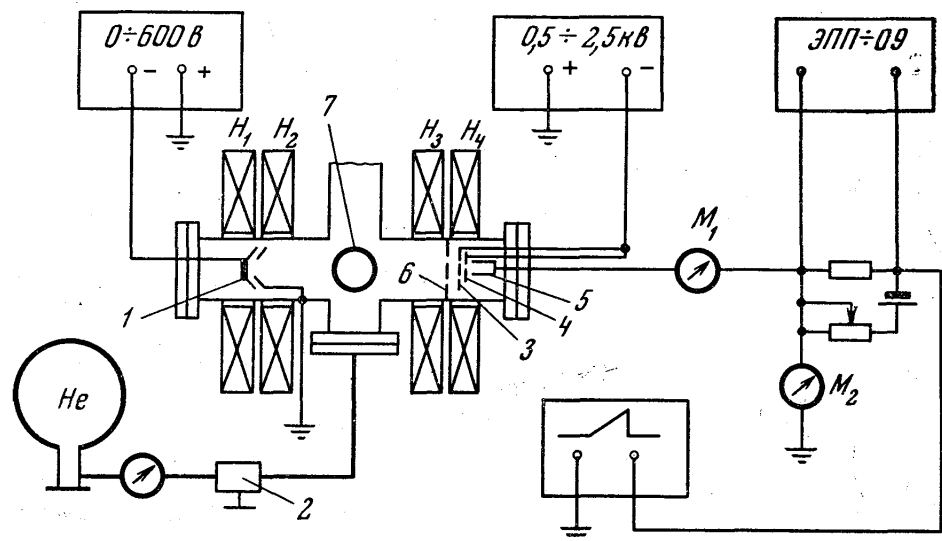


Рис. 1. Схема экспериментальной установки H_1 , H_2 , H_3 , H_4 — магнитные катушки; 1 — электронная пушка, 2 — игольчатый вентиль, 3—4 — экстрактор, 5 — цилиндр Фарадея, 6 — экранирующая сетка, 7 — смотровое окно; M_1 — миллиамперметр, M_2 — вольтметр

мах: в режиме продольного поля с напряженностью, нарастающей вдоль направления поля, и в режиме с магнитной ловушкой гиперболического типа. Поле первого типа создавалось включением всех катушек в одном направлении, поле второго типа — встречным включением катушек H_3 и H_4 . Катушка H_1 использовалась в основном для фокусировки электронного пучка, и напряженность создаваемого ею поля, выбранная из условий оптимального прохождения пучка в пространство ионизации, оставалась постоянной в процессе всех измерений.

Экспериментальные результаты

В работе исследовались зависимости двух основных параметров источника — уровня выходного ионного тока и энергетического распределения ионов от давления, магнитного поля, величины ионизирующего электронного тока и энергии электронов. Анализ энергетического распределения ионов выходного пучка проводился методом задерживающего потенциала с автоматической записью кривых задержек. Особенностью полученных кривых является наличие в них участков, соответствующих токам как ионного, так и электронного направлений. Последние создаются вторичными электронами, попадающими на коллектор из электродов вытягивающей системы. Ток в цепи коллектора представляет собой алгебраическую сумму электронного I_{eo} и ионного I_{io} токов. Однако определение величины I_{eo}/I_{io} , выполненное для большого числа кривых задержек, показало, что это отношение во всех измерениях сохра-

нялось практически постоянным и равным $\sim 0,6$. Поскольку изменения потенциала коллектора при снятии кривых задержек составляли малую долю от потенциала вытягивающей системы (не более 5%), можно считать ток вторичных электронов на коллектор величиной постоянной и равной $\sim I_{eo}$ во всем диапазоне изменений его потенциала с погрешно-

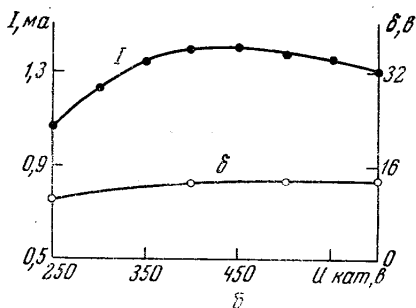
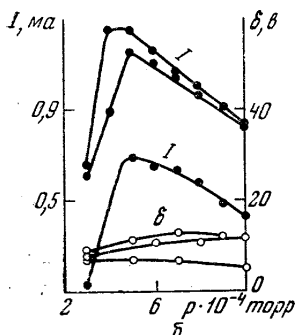
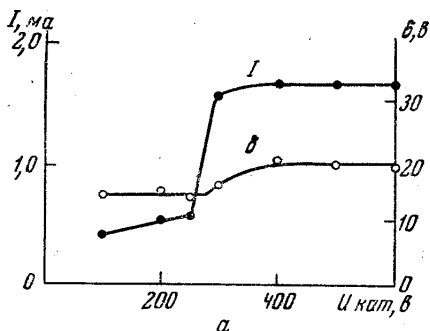
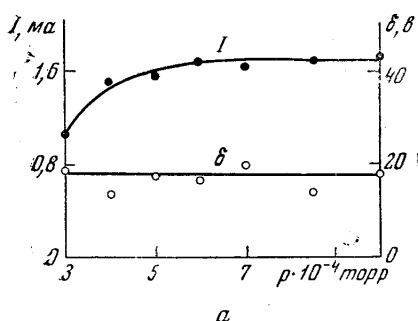


Рис. 2. Зависимость величины ионного тока I и энергетического разброса ионов δ от давления p в камере ионизации. Продольное поле (а): $H_1=300$, $H_2=200$, $H_3=0$, $H_4=600$ гс; катодное напряжение $U_{кат}=-400$ в, $I_{кат}=20$ ма и вытягивающее напряжение $U=-1$ кв; гиперболическое поле (б): $H_1=300$, $H_2=600$, $H_3=-500$ гс, $U_{кат}=400$ в, $I_{кат}=100$ ма и $U_b=1$ кв. Величины H_4 , соответствующие приведенным кривым для I и δ равны 600, 520, 450 гс (сверху вниз)

Рис. 3. Зависимость величины ионного тока и энергетического разброса ионов от энергии электронов. Продольное поле (а) $p=5 \cdot 10^{-4}$ торр, остальные обозначения те же, что и на рис. 2. Гиперболическое поле (б): $I_{кат}=100$ ма, $U_b=-1$ кв, $p=5 \cdot 10^{-4}$ торр, $H_1=300$, $H_2=600$, $H_3=500$ гс и $H_4=520$ гс

а кривые задержки для ионного тока получают простым перенесением их вдоль оси ординат вверх на величину I_{eo} .

Анализ полученных зависимостей показал, что основная группа вытягиваемых ионов образуется в точках пространства, потенциал которых близок к нулю. Точка $U=0$ соответствует максимуму большинства кривых энергетического распределения ионов. Довольно значительный разброс энергий вокруг этой точки указывает, по-видимому, на то, что кроме плазменного сгустка, дающего основной вклад в вытягиваемый ионный ток, в пространстве ионизации имеются области с нескомпенсированным объемным зарядом.

Было установлено, что увеличение числа электронов в пространстве ионизации обогащает спектр выходного пучка ионами, рожденными в

стью, не превышающей указанную. Следовательно, истинная величина ионного тока на коллектор дается выражением $I_i = I_{io} + 0,6 I_{eo} = 1,6 I_{io}$,

точках с отрицательным потенциалом, однако при всех изменениях параметров источника максимум кривой энергетического распределения оставался вблизи точки $U=0$. Приводимые ниже оценки разброса по энергиям даются как полуширина кривых распределения. Рис. 2, а; 3, а; 4, а; 5, а показывают зависимость ионного тока на коллектор (верхние кривые) и соответствующий разброс ионов (нижние кривые) от различных

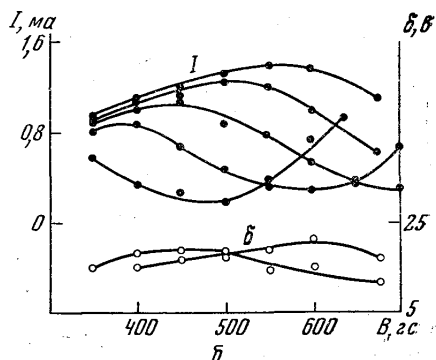
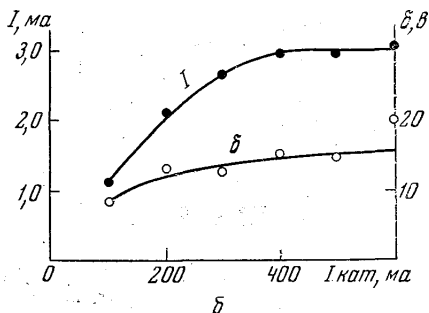
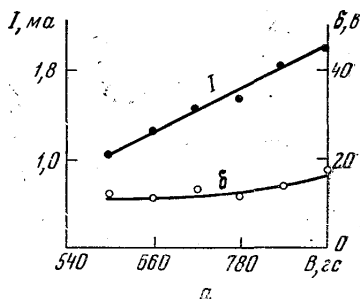
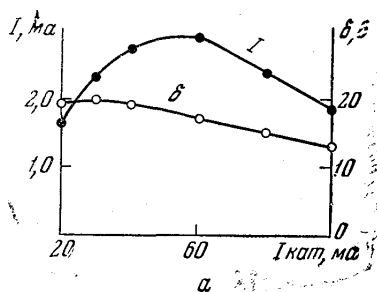


Рис. 4. Зависимость величины ионного тока и энергетического разброса ионов от величины тока катода. Продольное поле (а): $H_1=300$, $H_2=200$, $H_3=0$, $H_4=600$ гс; $U_{\text{кат}}=-400$ в, $U_b=-1$ кв, $p=5 \cdot 10^{-4}$ торр. Гиперболическое поле (б): $H_1=300$, $H_2=600$, $H_3=500$, $H_4=600$ гс, $U_{\text{кат}}=400$ в, $U_b=-1$ кв, $p=5 \cdot 10^{-4}$ торр

Рис. 5. Зависимость величины ионного тока и энергетического разброса ионов от напряженности магнитного поля в выходной пробке. Продольное поле (а). По оси абсцисс (H_4) $I_a=20$ ма, значения остальных параметров те же, что и на рис. 4. Гиперболическое поле (б). По оси абсцисс (H_3) $H_1=300$, $H_2=600$, $U_{\text{кат}}=-400$ в, $I_{\text{кат}}=100$ ма, $U_b=1$ кв, $p=10^{-5}$ торр. Кривые для I соответствуют величинам полей H_4 , равным 600, 520, 450, 380 и 320 гс (сверху вниз). Зависимость δ (В) приведена для первой и третьей верхних кривых

параметров источника в режиме продольного поля. В сравнительно узком диапазоне рабочих давлений (10^{-3} — 10^{-4} торр), выбранном в соответствии с изложенными выше соображениями, ток достигал своего максимального значения при давлении $(5-6) \cdot 10^{-4}$ торр и практически не менялся с дальнейшим его ростом (рис. 2, а). Однако увеличение в этих условиях энергии электронов до 250—300 эв приводило к резкому возрастанию выходного ионного тока (рис. 3, а), обусловленному, по-видимому, переходом к несамостоятельной форме тлеющего разряда. При этом отчетливо наблюдалось увеличение свечения разряда.

Увеличение числа электронов в камере ионизации при прочих равных условиях приводит к увеличению количества рождаемых ионов. Однако поля, создаваемые отрицательными объемными зарядами, могут

приводить к неблагоприятному для отбора ионов пространственному распределению электронов. Иными словами, увеличение эмиссии катода не всегда приводило к увеличению выходного ионного тока. Это иллюстрируется рис. 4, а, где начиная с 50 *ма* рост электронного тока приводил к уменьшению ионного тока. Аналогичное положение наблюдалось и в гиперболическом поле (рис. 4, б) с той лишь разницей, что, достигнув максимума, ионный ток не уменьшался, а сохранял постоянную величину с ростом тока эмиссии катода.

Увеличение напряженности магнитного поля в выходной пробке приводило к практически линейному нарастанию вытягиваемого ионного тока (рис. 5, а).

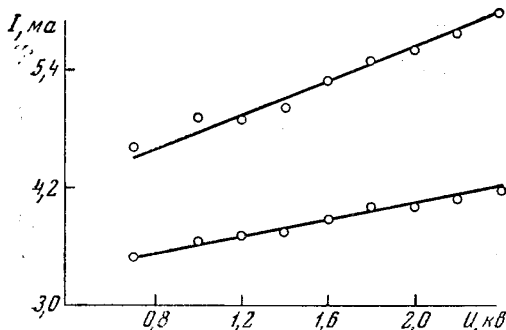


Рис. 6. Вольтамперная характеристика источника для продольного (верхняя кривая) и гиперболического (нижняя кривая) полей

получения сильных магнитных полей в описываемой конструкции были ограничены пределом в 1 *кгс*, поэтому установить, насколько долго такая зависимость продолжает сохраняться, не удалось. Однако сравнение всех приведенных кривых показывает, что увеличение напряженности магнитного поля вблизи выходного отверстия является основным резервом для дальнейшего повышения выходной мощности источника данного типа.

Увеличение концентрации электронов в камере ионизации приводит, с одной стороны, к повышению степени ионизации, с другой — к возрастанию полей отрицательных объемных зарядов, увеличивающих энергетический разброс ионов.

Поэтому ход кривых энергетического разброса ионов выходного пучка во всех рассмотренных случаях в большей или меньшей степени воспроизводит характер зависимости выходного тока от тех параметров источника, изменение которых приводит к изменению концентрации электронов вблизи выходного отверстия (см. нижние кривые рис. 2, а; 3, а; 4, а; 5, а). Полученный разброс составлял около 20 эв при величине выходного тока, равной 2 *ма*.

Вторым режимом источника, исследованным в данной работе, был режим с магнитной ловушкой гиперболической геометрии в пространстве ионизации. Источник такого типа был предложен Флинтон [1]. Анализ движения электронов в гиперболическом поле показывает, что указанная ловушка может весьма эффективно захватывать электроны и удерживать их достаточно долгое время [2]. При этом максимальная концентрация электронов создается в выходной пробке и вблизи плоскости нулевого поля.

Результаты, полученные для источника с гиперболическим полем, приведены на рис. 2, б, 3, б, 4, б, 5, б. Из рис. 5, б видно, что максимум выходного тока соответствовал примерно равным напряженностям полей катушек H_3 и H_4 , образующих гиперболическую ловушку, причем ток возрастал с возрастанием величин этих напряженностей. Как и в случае с продольным полем, увеличение выходного тока здесь ограничивалось возможностями катушек.

Довольно резкий спад ионного тока с увеличением давления (рис. 2, б) связан, вероятно, с растущим уходом электронов из ловушки за счет изменения направления их скоростей при уменьшении длины

свободного пробега электронов с ростом давления. Кривые рис. 3, б и 4, б аналогичны соответствующим кривым для источника с продольным полем. Все выводы по поводу энергетического разброса ионов выходного пучка источника с продольным полем в полной мере относятся и к источнику с гиперболической ловушкой.

Вольтамперные характеристики источника приведены на рис. 6. Верхняя кривая соответствует продольному полю, нижняя — гиперболическому. Хотя, как следует из этого рисунка, режим с продольным полем представляется более эффективным, чем с гиперболическим, такой вывод не совсем очевиден. Различие в эффективности могло явиться следствием различия в условиях инжекции электронного пучка (инжекция слева от входной пробки в случае гиперболического поля, см. рис. 1), что требует дальнейшего уточнения. Однако сравнительное рассмотрение основных характеристик источника с целью выяснения характера процессов, происходящих в нем, проведенное выше, представляется вполне оправданным. К изложенному следует добавить, что режим с гиперболическим полем характеризовался большой стабильностью выходного тока, что в ряде случаев может оказаться более существенным, чем большая величина тока, получаемая в продольном поле. Переход от одного режима к другому производится простым переключением тока одной из катушек на обратный, так что использование нужного режима в каждом конкретном случае не представляет трудностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Flynt W. E. Proceed. III Symp. Electr. Vacuum. Technology, 1961.
2. Синельников К. Д. и др. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 388.

Поступила в редакцию
28.6 1968 г.

Кафедра
электроники