

P13-2011-79

М. Турек¹, А. Дроздзель¹, К. Пышняк¹, С. Пруцнал¹,
Д. Мончка², Ю. В. Юшкевич, Ю. А. Ваганов

**КОНСТРУКЦИИ ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИОНОВ
ДЛЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ**

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

¹Институт физики, Университет им. М. Кюри-Склодовской, Люблин,
Польша

²Институт атомной энергии, Отвоцк-Сверк, Польша

Турек М. и др.

P13-2011-79

Конструкции плазменных источников ионов для твердых тел

Описаны три варианта конструкций источников ионов: с полым катодом и системой анод-испаритель в задней части источника (ТА), с цилиндрическим анодом (ЦА) и с полым катодом и анодом в передней части источника (ПА). Представлены экспериментальные результаты, такие как зависимости величин токов ионных пучков от величины тока разряда, катодного тока, а также от индукции магнитного поля, создаваемого электромагнитом источника.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ и в Институте физики УМКС, Люблин, Польша.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2011

Turek M. et al.

P13-2011-79

Designs of the Plasma Ion Source for Solid Bodies

Three different designs of the plasma ion source, with a hollow cathode and anode-evaporator system at the rear part of the source (TA), with a cylinder anode (CA), and with a hollow cathode and anode at the front part of the source (PA), are described. The experimental results, such as dependence of the ion current on the discharge current, cathode current and induction of the electromagnetic field generated by the electromagnet of the ion source, are presented.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR, and at the Institute of Physics, MCSU, Lublin, Poland.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2011

ВВЕДЕНИЕ

Современные технологии создания электронных схем с большой степенью интеграции, а также новых материалов для целей оптоэлектроники или спинтроники, как правило, требуют имплантации ионов различных элементов с целью модификации физико-химических свойств имплантируемого материала путем легирования или создания радиационных дефектов. Также для получения металлических и полупроводниковых наноструктур посредством распыления [1–4] часто используется техника ионной имплантации и последующего отжига, поскольку они дают возможность внедрять большие дозы имплантированных ионов (даже порядка 10^{17} см⁻²) [5–8]. Определенные трудности возникают при получении интенсивных ионных пучков элементов редких земель, что прежде всего связано с высокими температурами их плавления. Необходимо подчеркнуть, что свойства редкоземельных элементов привлекают интерес специалистов в области спинтроники [9–11] и новых источников света [12–14]. Несмотря на то, что существуют и другие способы легирования, например термическая диффузия или эпитаксельный рост кристаллов (МВЕ — Molecular Beam Epitaxy), ионная имплантация до сих пор остается привлекательной из-за скорости и точности локализации примесей в образцах.

В настоящее время существует ряд способов получения ионных пучков элементов в твердой фазе [15, 16]. Основным и наиболее широко применяемым способом является образование паров рабочей субстанции во внешнем испарителе с последующим направлением их в ионизационную камеру источника ионов. Главная трудность этой методики — эффективность транспортировки паров к источнику, а также необходимость применения нагревателей большой мощности в случае использования тугоплавких веществ. Надо иметь в виду, что температура зависит от мощности нагревателя в четвертой степени. В настоящее время популярным методом в случае ионизации тугоплавких веществ является использование их более летучих соединений, например хлоридов или органометаллических соединений [17]. Однако обычно эти соединения токсичны и химически агрессивны. Часто для получения паров используется также ионное [18, 19] или электронное распыление [20], а порой даже и механические способы [21, 22].

Возможность получения ионов, особенно многозарядных, практически из любого вещества — преимущество ионных источников, в которых использу-

ется лазерная абляция [23, 24]. Иногда хорошим способом для получения ионов тугоплавких элементов является применение сплава (например, в источнике LMIS — Liquid Metal Ion Source) с более низкой температурой плавления [25, 26]. Источники этого типа также позволяют получать стабильные и интенсивные пучки ионов металлов, например Al^+ [27].

Авторы настоящей работы из-за необходимости создания ad hoc метода имплантации металлических элементов (например, Al, Bi, Fe, а также, что было самой трудной задачей, тугоплавких редкоземельных элементов) разработали другие конструкционные решения для источника. Хорошим способом транспортировки паров к ионизационной камере оказалось применение небольшого испарителя, введенного непосредственно в объем разрядной камеры ионного источника, который обычно использовался для получения ионов прямо из газовой фазы. Испаритель с рабочей субстанцией нагревался горячим проволочным катодом и дуговым разрядом между анодом и катодом. Первая конструкция такого типа была предложена Г. Сидениусом [28] для имплантации висмута, в которой испаритель играл одновременно роль анода [29, 30]. К сожалению, отрицательной чертой этого источника было короткое время работы, обусловленное возникновением электрических пробоев из-за напыления на изоляторах. Выходом из данной ситуации оказалось использование источника с цилиндрическим анодом большого диаметра [31], экранирующим изоляторы и уменьшающим напыление на них. Применение этого типа источника позволило образовывать относительно интенсивные пучки ионов редкоземельных элементов [32], например, 25 мкА для Eu (в этом случае использовано соединение $EuCl_3$ из-за более низкой температуры плавления, порядка несколько сотен градусов, по сравнению с металлическим Eu). Источник с цилиндрическим анодом используется также для получения пучков ионов алюминия (около 70 мкА) и некоторых других элементов [33, 34].

Очередной модификацией описываемого источника ионов была конструкция, в которой анод являлся передним электродом разрядной камеры с отверстием для экстракции ионов. Близость этого отверстия и разрядного объема обеспечивала большую интенсивность извлекаемых ионных пучков по сравнению с источником, который имеет цилиндрический анод.

В работе представлены два варианта плазменных источников ионов с испарителем: с цилиндрическим анодом (ЦА) и анодом, размещенным в передней части источника (ПА). Описываются как принцип их действия, так и отличительные особенности. Приводятся также различные варианты испарителей в зависимости от физико-химических свойств рабочего вещества. Представлены некоторые результаты тестовых измерений: зависимость величин ионных токов от величины тока разряда, тока катода и индукции магнитного поля, в которое помещена ионизационная камера источника. Также приведена зависимость полученных ионных токов от времени работы источника.

1. КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ С ИСПАРИТЕЛЕМ

Схемы конструкций источника ионов с анодом-испарителем (ТА), цилиндрическим анодом и анодом в передней части источника представлены на рис. 1.

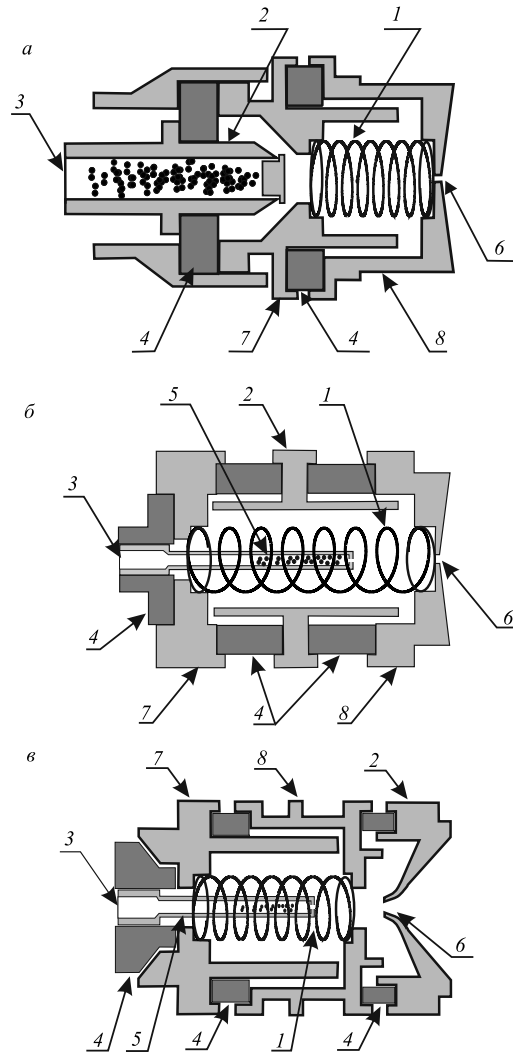


Рис. 1. Конструкции ионного источника с использованием испарителя: а) ТА; б) ЦА; в) ПА. Элементы конструкции: 1 — спираль катода; 2 — анод; 3 — ввод газа; 4 — изоляторы; 5 — испаритель; 6 — экстракционное отверстие; 7, 8 — электроды для размещения спирали катода

Первый вариант имеет полый катод, подобный источнику типа Сидениуса, причем молибденовый анод в виде толстостенной трубки (внешний диаметр около 5 мм, внутренний — 2,5 мм) расположен в задней части источника. Первоочередная функция анодной трубки — обеспечение подачи газа в разрядную камеру. С целью получения ионов твердых тел рабочее вещество (например металлический порошок) помещается в заднюю часть анода, выход из которого закрывается пробкой. Пары рабочего вещества входят в разрядный объем между катодом и анодом, где ионизируются. В описываемой конструкции источника ТА (тыльный анод или анод-испаритель) только конец анода-испарителя обогревается дуговым разрядом (интенсивностью тока разряда до 4 А), что, в свою очередь, затрудняет достижение необходимого давления пара в разрядной камере и ограничивает интенсивности получаемых ионных токов. Получение интенсивных ионных пучков также проблематично из-за значительного расстояния между объемом разряда и экстракционным отверстием. Однако основное отрицательное свойство этой конструкции — возникновение значительного напыления на изоляторах, отделяющих анод от катода, что, в свою очередь, приводит к электрическим пробоям, которые сокращают время работы источника. По этой причине источники типа ТА использовались относительно недолго и были заменены другими вариантами конструкций.

В случае источника ЦА (рис. 1, б) разрядная камера ограничивается электродами 7, 8 и цилиндрическим анодом длиной 2 см и внутренним диаметром около 1,1 см. Металлические элементы камеры изготовлены из молибдена, так как он термостоек и хорошо поддается механической обработке. Спиральный катод размещен между углублениями в электродах 7 и 8. Он изготовлен из вольфрамовой проволоки толщиной 0,75 мм и имеет внешний диаметр около 6,5 мм. Металлические элементы разрядной камеры отделены изоляторами из нитрида бора (BN), которые выдерживают относительно высокую температуру. Важно отметить, что конструкция цилиндрического анода закрывает изоляторы, разделяющие части 7 и 8, что, в свою очередь, замедляет напыление на них и препятствует возникновению электрических пробоев.

В тыльной части разрядной камеры находится изолятор с отверстием, позволяющим разместить в нем испаритель в форме цилиндра, изготовленный из Мо и имеющий расширение на одном из концов. Внешний диаметр испарителя около 3,5 мм, внутренний — 2 мм. Длина испарителя изменяется в зависимости от специфики рабочего вещества. На рис. 2 представлены три основных варианта испарителя.

Испаритель (рис. 2, а) позволяет пропускать через себя газ-носитель, что, например, является неизбежным при ионизации EuCl_3 . Его длина около 3 см. В случае вещества, требующего относительно сильного нагрева (Fe, Al, Cr, Be и т. д.), используется короткий испаритель, чтобы как можно большая

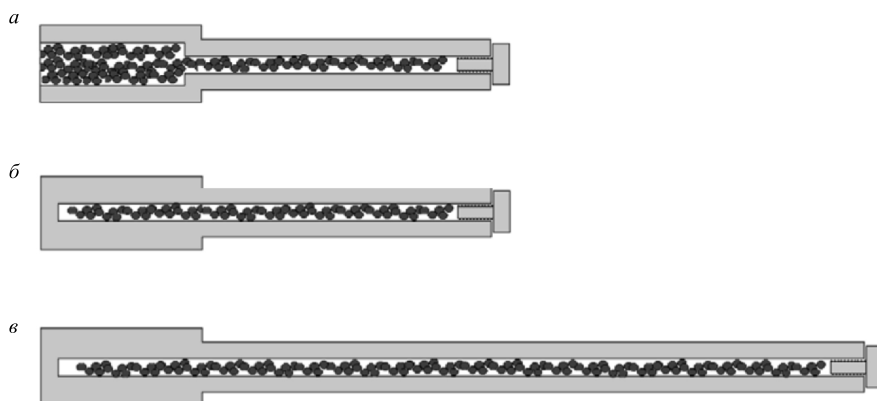


Рис. 2. Три типа используемых испарителей: *а*) с возможностью ввода газа; *б*) испаритель для тугоплавких веществ; *в*) испаритель для веществ с низкими температурами плавления или хорошей сублимацией

его часть находилась в камере и нагревалась как разрядом, так и излучением катода (рис. 2, *б*). Через катод обычно пропускается ток в пределах 25–35 А в зависимости от рабочего вещества. Температуру испарителя в некотором диапазоне можно регулировать, изменяя не только величину тока катода, но и глубину введения в разрядную камеру. Самые длинные испарители (рис. 2, *в*) — порядка 6 см и более — используются в случае рабочего вещества с низкими температурами плавления или с хорошей сублимацией (In, Sb, Cd). В таких случаях подогревается лишь небольшая часть испарителя и по мере убывания рабочего вещества испаритель вводится вглубь источника, чтобы поддерживать необходимый уровень ионного тока.

Испаритель закрывается пробкой с неплотной резьбой, что ограничивает выход пара рабочего вещества в камеру. Рабочее вещество находится обычно в виде мелкого порошка, маленьких кусков или кристаллов. В случае легкоплавких металлов (таких как In, Pb) испаритель может быть набит плотно. На практике, чем больше дисперсность содержимого испарителя, тем выше стабильность получаемых ионных токов. Размещение испарителя внутри обогреваемого его спирального катода и непосредственное соседство дугового разряда (источник типа ЦА) влияют на то, что пары рабочего вещества входят непосредственно в разряд, где они подвергаются ионизации прежде всего в результате столкновения с электронами. Величина тока разряда, в случае источника типа ЦА, обычно составляет 3–4 А. Ионы, образованные в этом объеме, находятся вблизи экстракционного отверстия (обычно диаметром 0,8–1 мм), диффундируют через это отверстие, покидают ионный источник и ускоряются электрическим полем экстракционного электрода, который имеет отрицательный потенциал по отношению к разрядной камере источника.

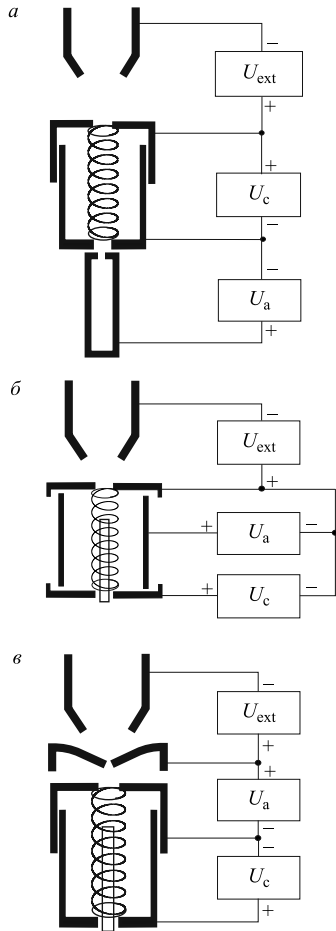


Рис. 3. Схемы электрических соединений источника ионов: а) ТА; б) СА; в) ПА

Одним из ограничений источника с СА является относительно большое расстояние между областью разряда и экстракционным отверстием, что несколько уменьшает интенсивность получаемых ионных токов. Чтобы уменьшить влияние этого фактора, нами разработан вариант ионного источника, в котором анод находится в передней его части. Конструкция разрядной камеры этого источника представлена на рис. 1, в. Источник ПА является также источником с полым катодом, полученным с помощью электродов 7, 8, и спиральным вольфрамовым катодом с толщиной проволоки 0,75 мм. Внутренний диаметр полого катода — 16 мм и длина — 19 мм. Как и в предыдущем случае источника типа СА, металлические его части изготовлены из Мо, а изоляторы — из BN. Анод также находится в передней части источника и отделяется от полого катода изоляторами в виде кольца. Стоит подчеркнуть, что углубление в электроде 8 и на аноде служит для предотвращения преждевременного напыления на изоляторы. Поскольку объем разряда в описываемом варианте находится в непосредственной близости от экстракционного отверстия, следует ожидать, что этот источник будет генерировать ионные пучки с более интенсивными токами по сравнению с источником СА. Это обусловлено тем фактом, что плотность разряда в этом источнике больше, чем в источнике СА, поскольку разряд ограничен конусообразным анодом и отверстием в электроде 8.

На рис. 3 показаны схемы электрического питания для трех типов источника. Следует подчеркнуть, что в случае источника СА (рис. 3, б), положительный полюс питания анода соединен с элементом 8 (см. рис. 1), а затем с каркасом источника. В источнике ПА (рис. 3, в) каркас подключен к аноду, а затем к отрицательному полюсу блока питания анода. По техническим причинам для питания источника ПА использован отдельный блок Heininger PNC 1500–1200, размещенный в каркасе имплантатора.

Во время работы описываемые источники ионов, независимо от типа, размещены внутри охлаждаемой водой обмотки электромагнита, который со-

здает в объеме источника аксиальное поле. Предназначение этого поля — взаимодействие с сильным магнитным полем, создаваемым спиральным катодом в формировании плазмы дугового разряда, так, чтобы обеспечить эффективную ионизацию внутри источника, а также (что более важно) экстракцию ионов из источника. Блоки питания анода, катода и электромагнита работают в режиме стабилизации тока и имеют обычную мощность 350–450 Вт. В случае источника ПА величина тока разряда ограничена 1,2 А, но для нагрева катода требуется большая величина, что обусловлено дополнительным нагревом испарителя. Блок питания системы экстракции работает в режиме стабилизации напряжения и может изменять напряжение от 0 до 30 кВ.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Оба типа этих источников (ЦА и ТА) интенсивно исследовались с целью оценки их характеристик и определения оптимальных параметров их работы. В настоящей работе будут показаны лишь некоторые из этих характеристик, чтобы проиллюстрировать общие тенденции работы описываемых устройств. Как было сказано ранее, они испытывались в имплантаторе UNIMAS-79 в Институте физики УМКС в Люблине и масс-сепараторе комплекса ЯСНАПП-2 в ЛЯП ОИЯИ. Ионы извлекаются при напряжении экстракции $U_{ext} = 25$ кВ и формируются в пучок определенной геометрической конфигурации с помощью системы триплетов электростатических линз. Ускоренный пучок входит в секторное (90°) магнитное поле масс-сепаратора, в результате чего получают ионы определенного рода. В случае UNIMAS-79 пучок дополнительно можно ускорять до 300 кВ. Ионные токи измерялись с помощью подвижного цилиндра Фарадея. Расстояние между фокусирующим электродом и источником, а также его потенциал подбирались так, чтобы получить максимальную интенсивность попадающих в цилиндр ионов.

Для описываемых источников нами разработана численная модель процесса ионизации атомов в плазме разряда. Чтобы оценить величину свободного пробега атома до соударения с электроном, которое приводит к ионизации, мы использовали метод Монте-Карло. Эта модель детально описана в работах [32, 33]. Численная программа отслеживает траекторию частиц — атомов и ионов, движущихся внутри разрядной камеры ионного источника. Распределение электростатического потенциала внутри камеры определялось в результате решения уравнения Пуассона методом последовательных верхних релаксаций [35] при граничных условиях, определяемых формой и размерами электродов, а также других конструктивных элементов источников ионов. Принято, что ионизация в результате столкновения с электронами происходит после пробега атомом расстояния

$$s = -\lambda \ln(\text{RND}), \quad (1)$$

где RND есть псевдослучайное число в пределах (0,1). Величину среднего свободного пробега атома до соударения с электроном можно определить по формуле

$$\frac{1}{\lambda} = n_e \int_0^{\infty} \sigma(E) f(E) dE, \quad (2)$$

где n_e означает концентрацию электронов в плазме разряда; $\sigma(E)$ — сечение ионизации электронами; $f(E)$ — распределение Больцмана–Максвелла.

На рис. 4 показаны результаты вычислений для железа, для которого величина $\sigma(E)$ взята из работы [36]. Видно, что средний свободный пробег уменьшается с ростом температуры электронов в плазме, в то время как кривая распределения Больцмана–Максвелла $f(E)$ приближается к максимуму $\sigma(E)$. Вероятность ионизации растет также с увеличением концентрации плазмы, что прямо вытекает из формулы (2). Применяемая программа вычисляет количество нейтральных атомов (N_{at}) и ионов (N_{ion}), проходящих через экстракционное отверстие, и на основании этого рассчитывает суммарную эффективность ионизации в источнике:

$$\beta_s = N_{\text{ion}} / (N_{\text{at}} + N_{\text{ion}}). \quad (3)$$

Моделирование выполнено для 10^4 частиц и для различных величин экстракционного напряжения. На рис. 5 видно, что эффективность ионизации растет, как и предполагалось, с увеличением концентрации плазмы. Видно также, что начальный быстрый рост эффективности в функции напряжения экстракции U_{ext} замедляется для $U_{\text{ext}} > 15$ кВ.

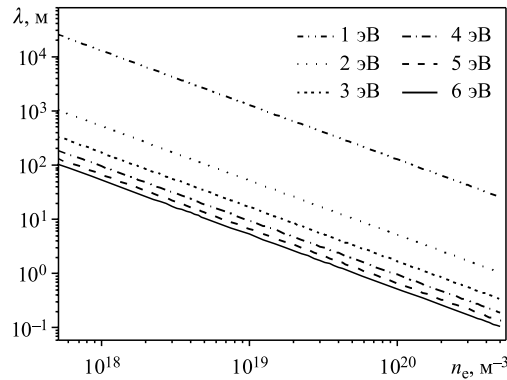


Рис. 4. Средние величины свободных пробегов атомов железа при ионизации в результате соударения с электронами в функции концентрации электронов (для разных температур kT_e электронов в плазме)

Рис. 6 представляет кривые $\beta_s(n_e)$ для атомов железа, полученные для различных величин температуры электронов плазмы. Виден быстрый рост эффективности ионизации в зависимости от температуры: при двукратном росте температуры kT_e с 2 до 4 эВ эффективность β_s вырастает почти в 5 раз.

Результаты моделирования предполагают использование больших величин катодного тока (растет количество первичных электронов и температура) и тока анода. Разработанная модель не учитывает, однако, других факторов, которые с ростом концентрации плазмы могут приводить к ограничению ин-

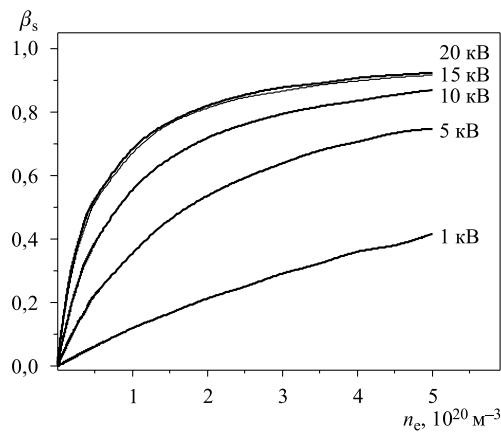


Рис. 5. Эффективность ионизации атомов железа в источнике в функции концентрации электронов (для разных величин напряжения экстракции)

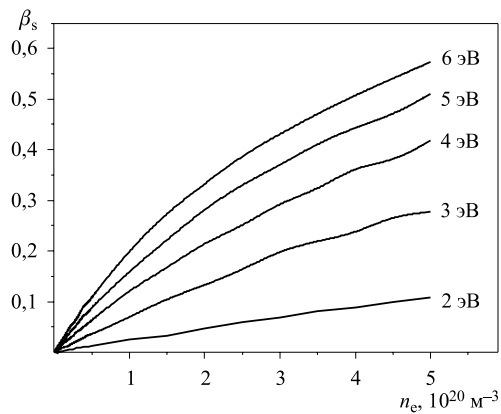


Рис. 6. Кривые $\beta_s(n_e)$ для атомов железа, рассчитанные для разных температур электронов в плазме

тенсивностей получаемых ионных токов, таких как падение анодного напряжения U_a и увеличение экранирования экстракционного поля от экстракционного электрода. Экспериментальные результаты показывают, что первый из вышеуказанных факторов особенно замедляет рост напряжения анодного тока, поскольку для эффективной ионизации атомов в результате соударения с электронами энергия электронов, зависящая от U_a , должна быть по крайней мере в два раза больше, чем энергия ионизации рассматриваемой частицы.

На рис. 7 показана зависимость тока ионного пучка и анодного напряжения от величины тока катода I_c , полученная по мере тестов источника ЦА.

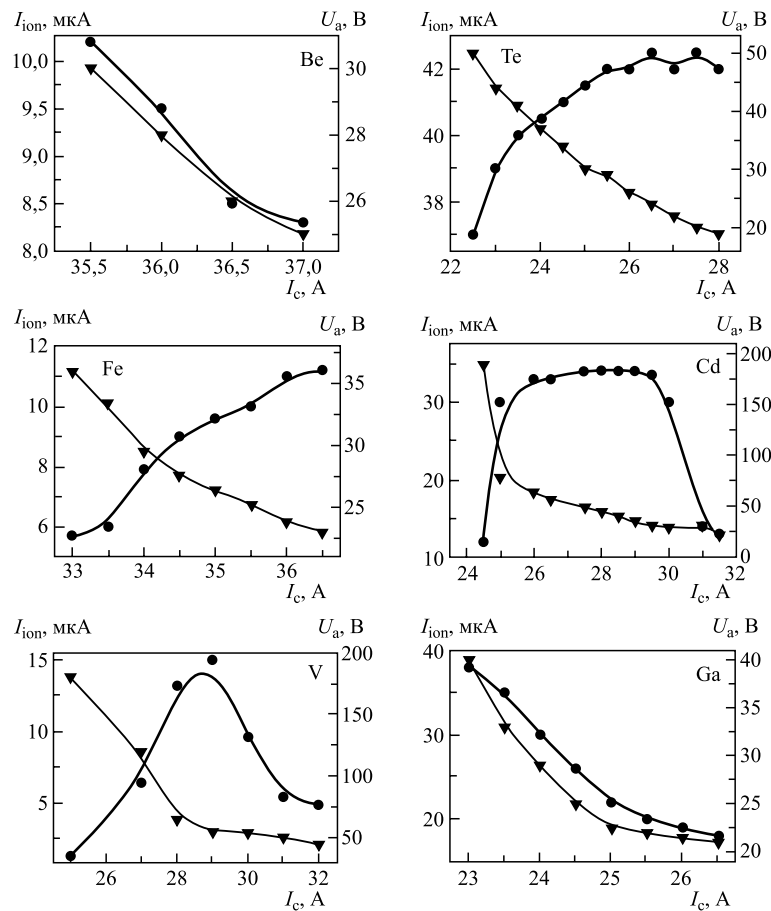


Рис. 7. Зависимость величины ионного тока (кружки) и анодного напряжения (треугольники) от тока катода для Ga, Be, Cd, Te, V и Fe. Результаты получены для источника ЦА

Показанные результаты приведены для Ве, Ga, Te, Cd, Fe и V. При исследовании этих характеристик величина анодного тока I_a , а также величина тока электромагнита, который создает магнитное поле внутри источника, оставались постоянными. В большинстве рассматриваемых случаев (не только для вышеуказанного рабочего вещества) ионный ток сначала быстро увеличивается с ростом I_c . Однако тенденция роста для некоторых величин I_c замедляется (Te, Fe), а для некоторых веществ (Cd, V) происходит сильное уменьшение интенсивности ионного тока. Как указывалось ранее, это связано с падением анодного напряжения в результате увеличения концентрации электронов плазмы, и вследствие этого происходит уменьшение эффективности ионизации паров рабочего вещества. Более заметное уменьшение ионного тока с увеличением тока катода наблюдается для Ве и Ga. Причиной этого является то, что анодное напряжение понижается с ростом I_c и, следовательно, электронной плотности. Форма кривых $I_{\text{ион}}(I_c)$ для V и Cd (подъем–оптимум–падение) может быть понята при сравнении формы кривых $I_{\text{ион}}(U_a)$ (рис. 8) и зависимостей $\sigma(\varepsilon)$ для этих элементов, если подразумевать, что U_a относительно соответствует энергии электронов [37].

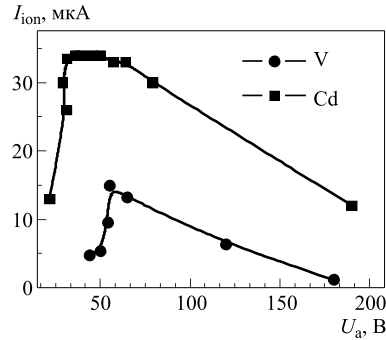


Рис. 8. Величина ионного тока для Cd и V в функции анодного напряжения U_a

На рис. 9 представлена зависимость ионного тока и анодного напряжения от величины тока разряда в источнике ЦА. В процессе измерений величины тока I_c и магнитной индукции B поля электромагнита поддерживались постоянными. Как прежде, наблюдается быстрое увеличение интенсивности ионного тока от I_a , что, с одной стороны, является результатом более сильного нагрева испарителя из-за роста тока разряда, а с другой — растущей концентрацией электронов в плазме. Рост ионного тока, однако, ослаблен и замедлен, что видно для больших величин I_a в случае ионизации Te и Cd. Как и в предыдущем случае, причина этого — уменьшение анодного напряжения. Стоит подчеркнуть, что для Fe, когда анодное напряжение практически постоянно, не наблюдается насыщения зависимости $I_{\text{ион}}(I_a)$. Иногда вдруг наблюдается рост U_a по мере увеличения интенсивности тока разряда, как это имеет место с Cd, а также Mn и In. В таких случаях получают относительно большие (для небольшого размера и мощности источника) ионные токи, которые достигают 100 и более мкА. Разный ход кривых $I_{\text{ион}}(I_a)$ можно, как и ранее, интерпретировать, имея в виду ход зависимости сечения ионизации атомов при соударении с электронами от их энергии $\sigma(E)$, которая связана

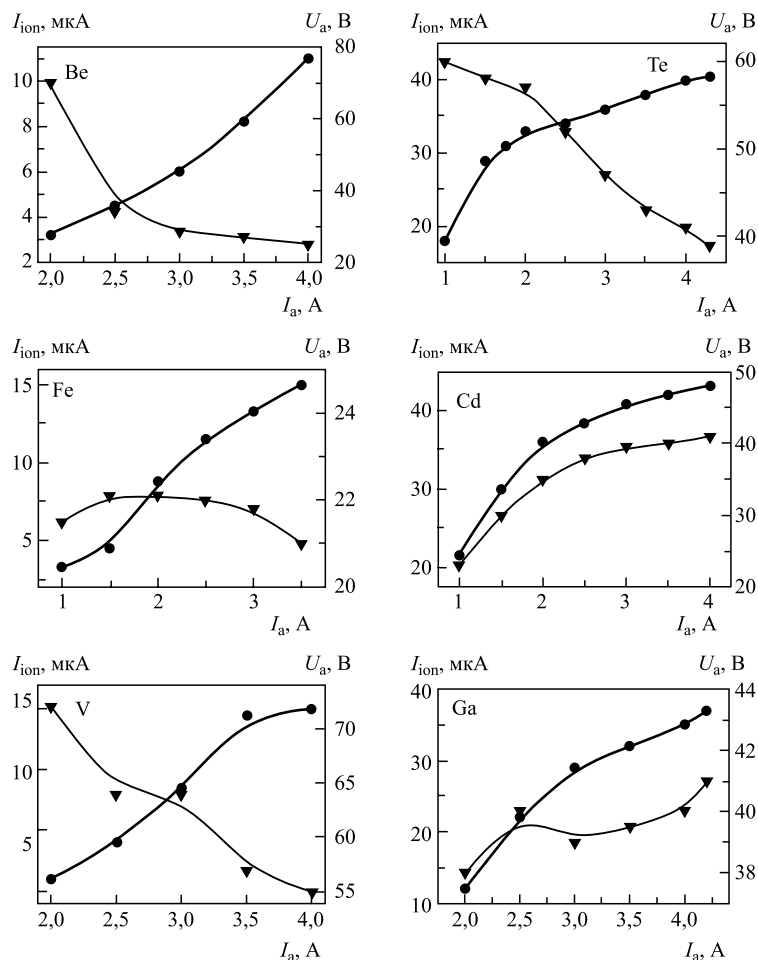


Рис. 9. Зависимость величины ионного тока (кружки) и анодного напряжения (треугольники) от тока разряда для Ga, Be, Cd, Te, V и Fe. Результаты получены для источника ЦА

с U_a . В случае железа, когда U_a приблизительно равна энергии, при которой $\sigma_{Fe}(E)$ достигает своего максимума, незначительное изменение U_a не дает существенного падения эффективности ионизации: максимум $\sigma_{Fe}(E)$ очень широкий [38]. Для энергии электронов порядка 40–50 эВ (как это имеет место, например, для Cd) сечение ионизации медленно уменьшается с ростом энергии электронов, что может являться причиной насыщения характеристик $I_{ion}(I_a)$ по мере роста U_a . Также в случае рабочих веществ с относительно

высокими температурами плавления, как у Be, Fe и V, увеличивающаяся с ростом I_a скорость испарения этих веществ может иметь основное влияние на получаемую интенсивность ионных токов. Уменьшение U_a до какого-то момента может быть вторичным фактором.

Аксиальное магнитное поле, в которое помещена разрядная камера источника, играет важную роль в образовании ионных пучков. Внешнее магнитное поле совместно с магнитным полем спирального катода отклоняет траекторию заряженных частиц и способствует образованию плазмы разряда в объеме таким образом, чтобы приблизить его как можно ближе к экстракционному отверстию. Это дает возможность получать относительно большие интенсивности ионных токов [39]. При получении характеристик изменялась величина тока магнита, при этом значения создаваемой магнитной индукции B измерялись с помощью прибора LakeShore 450. Результаты этих измерений представлены на рис. 10.

В случае источника ионов типа ЦА наблюдается максимум характеристик $I_{\text{ion}}(B)$ для индукции B в пределах 7–10 мТл. Причем пик характеристик более острый для веществ с большими температурами плавления (Fe и V) и более широкий для относительно летучих веществ (Ga, Te, Cd). В случае второй группы веществ наблюдается характерное падение анодного напряжения по мере роста магнитной индукции. Как было упомянуто ранее, это является фактором, ограничивающим получение сильных ионных токов. В случае веществ первой группы концентрация плазмы разряда настолько низка, что чаще всего наблюдается увеличение U_a с ростом индукции. В случае ионизации Be это более заметно; в исследуемом пределе магнитной индукции B не наблюдалось максимума кривых $I_{\text{ion}}(B)$.

Описываемые варианты источника характеризуются относительно хорошей стабильностью работы. На начальной стадии его работы происходят нагрев испарителя и постепенный рост интенсивности ионного тока. Наблюдаются также иногда резкие изменения тока I_{ion} , связанные с сильным изменением давления пара в разрядной камере (резкое плавление вещества или изменение проницаемости пробки испарителя). Обычно в течение 30–60 мин наступает стабилизация работы источника, хотя это время может достигать и до 90 мин. Грубо можно оценить, что стабильность ионных токов, извлекаемых из источника, составляет порядка несколько % в час. Общим правилом является то, что чем мельче порошок рабочего вещества в испарителе, тем выше стабильность работы источника. Подтверждением этого служит рис. 11, на котором представлена зависимость величины тока ионов от времени работы источника.

Табл. 1 показывает типичные величины токов ионных пучков для разных исследуемых веществ. Приведенные в ней значения измерялись после 60 мин работы источника при напряжении экстракции $U_{\text{ext}} = 25$ кВ и добавочного напряжения, ускоряющего пучок после разделения в магнитном сепараторе

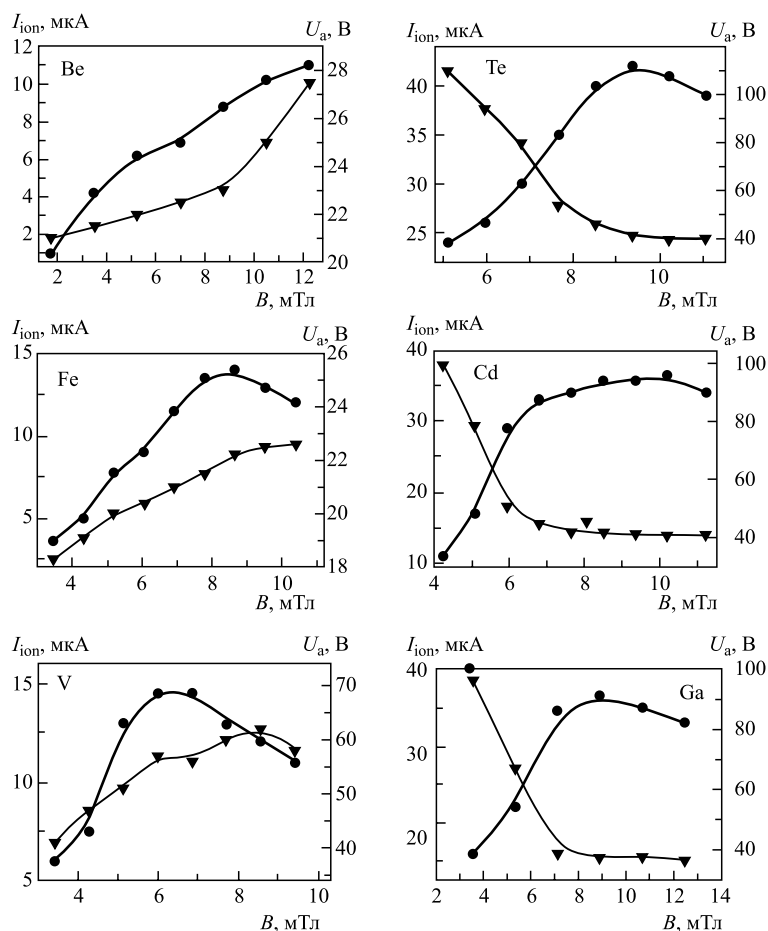


Рис. 10. Зависимость величины ионного тока (кружки) и анодного напряжения (треугольники) от индукции магнитного поля источника для Ga, Be, Cd, Te, V и Fe. Результаты получены для источника ЦА

$U_{\text{acc}} = 75$ кВ. Следует напомнить, что для некоторых веществ (Mn, In, As) наблюдается медленный рост тока извлекаемых ионных пучков. Это значение после нескольких часов работы источника превышает даже 100 мкА. Конечно, часть ионов теряется при прохождении через относительно длинный ионовод имплантатора (около 5 м), где вакуум порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ Па. По мере увеличения ускоряющего напряжения U_{acc} до 200 кВ наблюдается рост измеряемого тока от 30 до 50 %.

Ионный источник типа ПА подвергался аналогичным испытаниям. Во время первичных тестов с использованием благородных газов уже было видно

преимущество конструкции этого варианта. В частности, в случае источника этого типа интенсивности ионных пучков благородных газов были в несколько раз больше (2–5 раз), чем для источника ионов типа ЦА (см. табл. 2). Тут нужно вспомнить, что интенсивность тока разряда в случае источника типа ПА была ограничена величиной 1,2 А (из-за ограниченной мощности выпрямителя), поэтому в таблице сравниваются результаты для источника типа ЦА с такой же величиной тока разряда. Как и ранее, использовались $U_{ext} = 25$ кВ и $U_{acc} = 75$ кВ. Источник типа ПА,

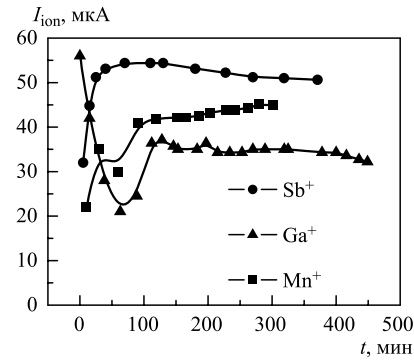


Рис. 11. Изменение интенсивности ионных пучков в процессе работы для Mn, Ga и Sb

кроме газов, испытывался также для ионизации веществ в твердой фазе. Как и в случае предыдущей конструкции, в испаритель помещалось 30–50 мг рабочего вещества в виде мелких кусочков (In, Al) или порошка (Sb, Mn, Bi, As).

На рис. 12 представлена зависимость ионных токов и анодного напряжения от величины тока разряда в ионизационной камере. Видно, что значение извлекаемых токов в исследуемых пределах растет линейно с ростом I_a . Этот факт обусловлен как ростом температуры плазмы в разряде, так и ростом температуры испарителя, который нагревается в некоторой степени (хотя и

Таблица 1. Интенсивности ионных пучков в начальной фазе (около 60 мин) работы источника. Результаты получены для $U_{ext} = 25$ кВ и добавочного ускоряющего напряжения $U_{acc} = 75$ кВ

Ион	Рабочее вещество	Интенсивность ионного пучка, мкА
Cr ⁺	Cr (кусочки)	11
Fe ⁺	Fe (опилки)	15
Al ⁺	Al (кусочки)	55
Mn ⁺	Mn (порошок)	60
In ⁺	In (кусочки)	62
As ⁺	As (порошок)	100
Eu ⁺	EuCl ₃ +H ₂	25
Ni ⁺	Ni (кусочки)	40
Sb ⁺	Sb (порошок)	45
V ⁺	V (кусочки)	15
Cu ⁺	Cu (порошок)	50
Ga ⁺	GaAs (порошок)	40
Be ⁺	Be (кусочки)	12
Cd ⁺	Cd (кусочки)	35
Te ⁺	Te (кусочки)	40

Таблица 2. Типичные величины ионных токов, получаемые с помощью ионных источников ЦА и ПА. Результаты представлены для $U_{\text{ext}} = 25$ кВ и добавочного ускоряющего напряжения $U_{\text{acc}} = 75$ кВ

Ион	Величина ионного тока для источника ЦА, мкА	Величина ионного тока для источника ПА, мкА
Al ⁺	25	50
Mn ⁺	35	60
In ⁺	50	80
As ⁺	20	50
Sb ⁺	30	35
Bi ⁺	70	30
He ⁺	15	80
Xe ⁺	20	55
Ar ⁺	40	100

меньше, чем в ЦА) разрядом между анодом и катодом. Используемые нами интенсивности тока разряда были слишком низкими для получения насыщенных характеристик $I_{\text{ион}}(I_{\text{а}})$. Для веществ, результаты которых показаны на рис. 12, анодное напряжение являлось относительно низким. Наблюдался также рост анодного напряжения с ростом интенсивности тока разряда, что отвечает приближению к максимуму функции $\sigma(E)$ со стороны низких энергий. Для других тестированных веществ (например Mn и As) получаемые анодные напряжения были выше (80–50 В), кроме этого наблюдалось падение напряжения $U_{\text{а}}$ с током разряда. Однако при $I_{\text{а}} > 1,2$ А не было видно известного для источника типа ЦА явления уменьшения эффективности ионизации и ограничения интенсивностей ионного пучка в результате падения анодного напряжения. Следует ожидать, что в случае использования максимальных интенсивностей тока разряда проведение характеристик $I_{\text{ион}}(I_{\text{а}})$ и $U_{\text{а}}(I_{\text{а}})$ будет подобно характеристикам для источника типа ЦА.

Зависимость интенсивностей ионных токов и анодного напряжения, представленных на рис. 13, более сложная, чем похожие характеристики для источника ЦА. Общая тенденция — начальный рост интенсивности ионизации с увеличением тока катода ($I_{\text{с}}$), связанным, во-первых, с повышением концентрации электронов, а во-вторых, с более быстрым испарением рабочего вещества, которое прежде всего обогревается катодом. Падение анодного напряжения с ростом концентрации электронов приводит, однако, к уменьшению энергии электронов, а затем и к падению ионного тока, как это имеет место в случае Sb, или замедлению темпа роста интенсивности ионного тока и насыщению зависимости $I_{\text{ион}}(I_{\text{с}})$, как это имеет место в случае In. Для Al преобладает более эффективное испарение для максимального тока катода $I_{\text{с}}$ и интенсивность ионного тока быстро растёт с током разряда помимо значительного падения $U_{\text{а}}$.

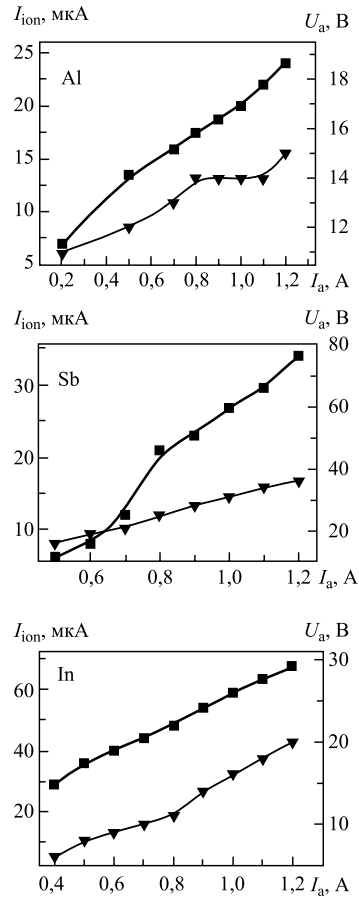


Рис. 12. Зависимость величины ионного тока (квадраты) и анодного напряжения (треугольники) от величины анодного тока для Al, Sb и In. Результаты получены для источника типа ПА

Мы также проверяли влияние магнитного поля от внешнего электромагнита на эффективность ионного источника. Некоторые результаты тестов представлены на рис. 14. В большинстве случаев, например, для Al и In наблюдались относительно широкие пики характеристик $I_{\text{ion}}(B)$, отвечающие такой конфигурации полей от магнита и от спирального катода, для которых параметры разряда, а также пространственное распределение обеспечивают оптимальную экстракцию ионного пучка. Узкий пик в случае Sb является, похоже, отступлением от правила. Для Al и In оптимальная величина индукции внешнего магнитного поля около 10 мТл, в других случаях лучше использовать более низкие величины — 5–7 мТл.

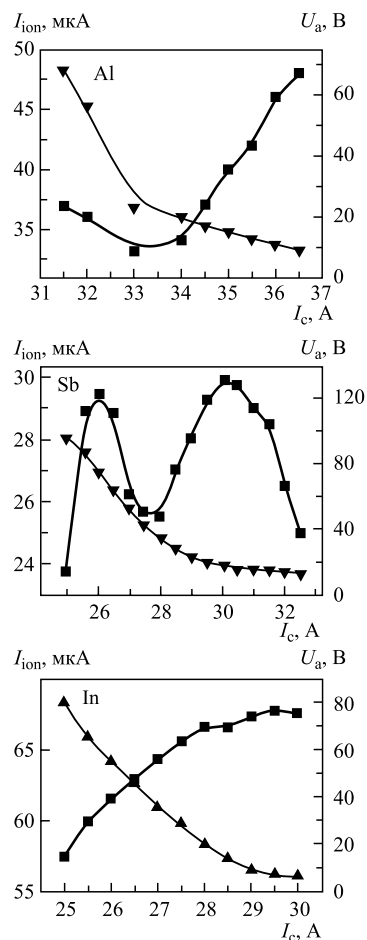


Рис. 13. Зависимость величины ионного тока (квадраты) и анодного напряжения (треугольники) от величины тока катода для Al, Sb и In. Результаты получены для источника типа ПА

Новая конструкция источника с дуговым разрядом, тлеющим вблизи экстракционного отверстия (тип ПА), позволила получать интенсивные ионные пучки для ряда элементов. Результаты для рабочих веществ в виде твердого тела, представленные в табл. 2, показывают, что для $I_a = 1,2$ А новый источник дает ионные пучки в 2 раза большей интенсивности, чем источник ЦА. Можно ожидать, особенно в контексте поведения кривых $I_{ion}(I_a)$, показанных на рис. 12, что увеличение тока разряда до 3–4 А приведет как минимум к двукратному росту интенсивностей ионных токов. К сожалению,

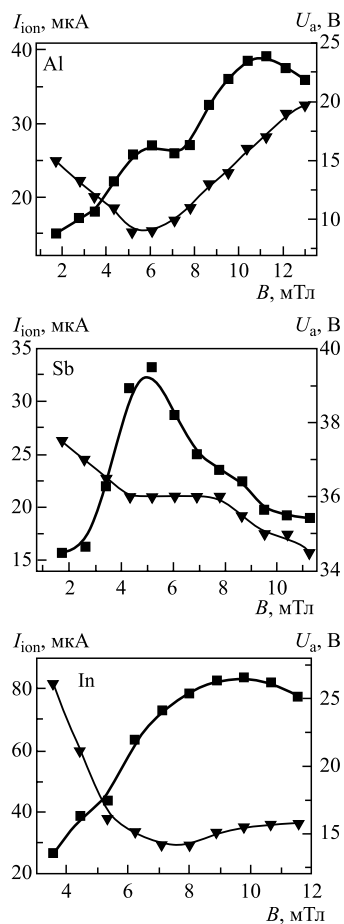


Рис. 14. Зависимость величины ионного тока (квадраты) и анодного напряжения (треугольники) от индукции магнитного поля источника Al, Sb и In. Результаты получены для источника типа ПА

описываемая конструкция имеет также некоторые ограничения вследствие того, что для подогрева испарителя используется прежде всего проволока катода и в меньшей степени разряд между анодом и катодом. Это, в свою очередь, приводит к тому, что источник типа ПА малоприспособлен для веществ с высокими температурами плавления (железо, ванадий, хром или редкоземельные элементы).

Источник ионов типа ПА способен также производить относительно сильные пучки двухзарядных ионов. Однако эффективное получение двухзарядных ионов требует использования более высоких U_a , что важнее в случае

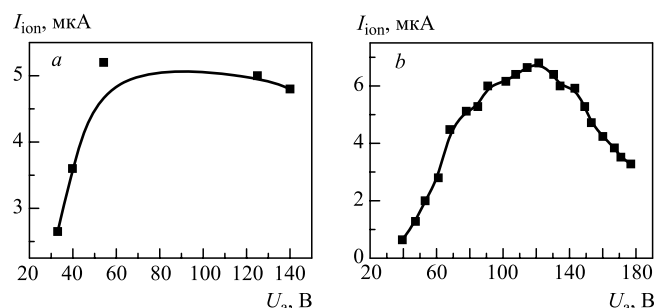


Рис. 15. Величина тока пучка двухзарядных ионов As^{2+} в функции анодного напряжения для источника ЦА (а) и источника типа ПА (б)

источника ПА, поскольку расстояние между анодом и катодом удается регулировать путем использования изоляторов большей толщины. В результате измерений установлено, что источник ПА в состоянии производить 15 мкА ионов Vl^{2+} и In^{2+} , 7 мкА ионов As^{2+} , а также около 3 мкА ионов He^{2+} . Зависимость интенсивности тока ионов As^{2+} в функции анодного напряжения для обоих типов источников ионов представлена на рис. 15. Видно качественное подобие этих кривых для типических зависимостей сечения двукратной ионизации от энергии электронов. Установлено также, что источник типа ПА может испускать значительное количество молекулярных ионов, например 30 мкА ионов Sb_2^+ (почти равное токам одноатомных ионов) и 35 мкА ионов As_2^+ .

ВЫВОДЫ

В работе описано развитие конструкции плазменных источников ионов с испарителем для твердых веществ. Разработанные нами варианты позволили применять их для получения ионных пучков практически всех элементов. Авторы хотят подчеркнуть, что параметры этих источников сравнимы, а в некоторых случаях даже лучше, чем параметры подобных конструкций известных фирм [40]. Интенсивность генерированных ионных пучков порядка 50–100 мкА, полученных с их помощью, позволяет реализовать процессы имплантации стандартных образцов диаметром 2 дюйма дозой имплантации $10^{16}–10^{17} \text{ см}^{-2}$ во время одного цикла работы источника (около 10 ч).

Возможности источников ионов ПА не были исследованы полностью из-за технических ограничений, связанных с использованием блока анодного питания. Однако можно с большой долей вероятности принять, что применение интенсивности тока разряда порядка 3–4 А позволит в два раза увеличить интенсивность извлекаемых ионных токов.

Описываемые в этой работе плазменные источники ионов, особенно вариант с ПА, в состоянии давать пучки двукратно заряженных ионов Bi^{2+} , Al^{2+} и He^{2+} , что, в свою очередь, позволяет удвоить энергию имплантированных ионов при одинаковом ускоряющем напряжении имплантатора U_{acc} . Другие преимущества описываемых конструкций — низкая цена, простота эксплуатации и низкая потребляемая мощность (порядка 350–400 Вт).

Эти типы ионных источников могут использоваться не только для целей имплантации, но и для исследования ионного распыления, в спектроскопии излучения, испускаемого в результате взаимодействия ионного пучка с твердым телом (PIRE, PIXE), и других применений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Li W. Q., Qi L. J., Lu M. et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 155329.
2. Facsko S. et al. // Science. 1999. V. 285. P. 1551.
3. Meldrum A., Boatner L. A., White C. W. // Nucl. Instr. Meth. B. 2001. V. 178. P. 7.
4. Meldrum A. et al. // Adv. Mat. 2004. V. 16. P. 31.
5. Komarov F. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2008. V. 266. P. 3557.
6. Комаров Ф. Ф. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 273.
7. Prucnal S. et al. // Appl. Phys. B. 2010. V. 101. P. 315.
8. Prucnal S. et al. // Central Eur. J. of Physics. 2011. V. 9. P. 338.
9. Vijendran S., Lin S. D., Jones G. A. C. // Microelectronic Engineering. 2004. V. 73, 74. P. 111.
10. Overberg M. E. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2002. V. 20. P. 969.
11. Ping C., Jian M., Lirong R., Lin G. // J. Rare Earth. 2006. V. 24. P. 298.
12. Kanjilal A. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 241313(R).
13. Prucnal S., Rebohle L., Skorupa W. // Appl. Phys. B. 2009. V. 94. P. 289.
14. Castagna M. E. et al. // Mat. Sci. Eng. B. 2003. V. 105. P. 83.
15. Handbook of Ion Sources / Ed. Wolf B. CRC Press Inc., 1995.
16. Brown I. G. The Physics and Technology of Ion Sources. Weinheim: Wiley, 2004.
17. Waldmann H., Martin B. // Nucl. Instr. Meth. B. 1995. V. 98. P. 532.
18. Southon J. R., Roberts M. L. // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 172. P. 257.
19. Belykh S. F. et al. // Appl. Surface Sci. 2006. V. 252. P. 7321.
20. Feng Y. C., Wong S. P. // Nucl. Instr. Meth. B. 1999. V. 149. P. 195.
21. Meldizon J. // Vacuum. 1996. V. 47. P. 209.
22. Meldizon J. et al. // Vacuum. 2003. V. 70. P. 447.
23. Rosicski M. et al. // Vacuum. 2005. V. 78. P. 435.
24. Khalil A. A. I., Gondal M. A. // Nucl. Instr. Meth. B. 2009. V. 267. P. 3356.
25. Ganetsos Th. et al. // Physica B. 2003. V. 340–342. P. 1166.

26. *Mazarov P. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2009. V. 27. P. L47.*
27. *Yamada H., Torii Y. // Rev. Sci. Instr. 1986. V. 57. P. 1282.*
28. *Sidenius G. // Nucl. Instr. Meth. 1965. V. 38. P. 26.*
29. *Wiéniewski R. et al. // High Pressure Research: An Intern. J. 2007. V. 27. P. 193.*
30. *Wilczynska T. et al. // Przegląd Elektrotechniczny. 2008. V. 84. P. 186.*
31. *Nielsen K. O. // Nucl. Instr. Meth. B. 1957. V. 1. P. 289.*
32. *Turek M. et al. // Rev. Sci. Instr. 2009. V. 80. P. 043304.*
33. *Turek M. et al. // Przegląd Elektrotechniczny. 2010. V. 86. P. 193.*
34. *Turek M. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2011. V. 269. P. 700.*
35. *Hockney R., Eastwood J. Comp. Simulation Using Particles. Philadelphia: Hilger, 1988.*
36. *Bartlett P. L., Stelbovics A. T. // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. P. 012707.*
37. *Lotz W. // Z. Physik. 1969. V. 220. P. 466.*
38. *Freund R. S. et al. // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 3575.*
39. *Oks E. M., Yushkov G. Yu. // Russian Phys. J. 1994. V. 3Z. P. 222.*
40. High Voltage Engineering Model SO-55 Ion Source Leaflet;
http://www.highvolteng.com/media/Leaflets/Model_SO-55_Ion_Source.pdf

Получено 28 июля 2011 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 11.11.2011.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,56. Уч.-изд. л. 1,88. Тираж 270 экз. Заказ № 57488.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/