

УДК 537.534.3

Исследование факторов, определяющих формирование пучка ионов в иоточнике с ионизацией электронным ударом. Хасин Д.И. // Научное приборостроение. Методы и приборы биотехнологии. Л.: Наука, 1988, с.29.

Приведены результаты измерения ионно-оптических характеристик пучка ионов, формируемого источником с ионизацией электронным ударом. Измерены геометрические характеристики пучка (его эмиттанс) и распределение ионов в пучке по кинетическим энергиям в широком диапазоне значений основных параметров, определяющих работу источника. Определены степень и характер зависимости оптических характеристик пучка от режима работы источника. Лит. - 11 назв., ил. - 11.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАКТОРОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА ИОНОВ В ИСТОЧНИКЕ С ИОНИЗАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Успехи, достигнутые масс-спектрометрией в последние годы, связаны в первую очередь с освоением большого числа новых методов ионизации веществ. Обычной масс-спектрометрической процедурой становится проведение комплексного анализа вещества, использование сочетания масс-спектрометрических данных, получаемых применением различных способов ионизации для анализа одного и того же вещества. Однако вследствие своей универсальности метод ионизации электронным ударом до сих пор остается самым распространенным методом в масс-спектрометрии в целом, а в некоторых ее областях — основным. Высокие требования к аналитическим характеристикам масс-спектрометров, работающих с источниками ионов с ионизацией электронным ударом (источники ЭУ), продолжают стимулировать исследовательские работы, направленные на разработку новых вариантов конструкций источников, модернизацию существующих конструкций, на развитие методов моделирования работы источника и совершенствование методик расчетов параметров формируемого источником ЭУ пучка ионов [1].

Механизмы процессов, происходящих при ионизации электронным ударом, достаточно хорошо изучены физикой столкновений. Однако ток образовавшихся при ионизации ионов сложным образом зависит от множества приборных факторов, действие которых определяется во многом конкретной конструкцией источника и которые лишь в малой степени рассматривались теоретически и всегда для упрощенных двумерных моделей. Многие вопросы, связанные с работой источника и формированием ионного пучка, требуют дальнейшего изучения и уточнения. Это и формирование пучка ионизирующих электронов, и влияние магнитного поля в источнике, и влияние пространственного заряда пучка электронов и образовавшихся ионов, и некоторые др.

Названные факторы, оказывая влияние на выход ионов из ионизационной камеры, могут изменять структуру формируемого источником пучка ионов, а следовательно, и характеристики масс-спектрометра в целом.

Знание степени и характера влияния на характеристики формируемого пучка ионов основных параметров, определяющих режим работы источника ионов (вытягивающее напряжение, ток ионизирующих электронов, давление газа) необходимо как для определения рабочих диапазонов изменения этих параметров, так и для уточнения физической модели источника ЭУ.

Ф о р м и р о в а н и е п у ч к а и о н о в н а в ы х о д е и о н и з а ц и о н н о й к а м е р ы и с т о ч н и к а Э У

Задача формирования пучка ионов заданного эмиттанса или определение эмиттанса пучка, формируемого источником ЭУ, может быть удовлетворительно решена, по крайней мере в принципе, если известно достоверное распределение потенциала в области формирования пучка ионов. Но как раз для источника ЭУ это условие практически не выполняется. В реальном источнике распределение потенциала внутри ионизационной камеры определяется не только геометрией самой камеры и величинами приложенных к электродам напряжений, но и плотностью распределения электронов в ионизирующем пучке и распределением зарядов, образовавшихся, но

еще не покинувших ионизационную камеру, ионов. (При этом за рамками обсуждения остается вопрос о влиянии полей, создаваемых поверхностными зарядами на стенках ионизационной камеры).

Существуют немногочисленные попытки построить теоретические модели процесса формирования пучка ионов с учетом влияния пространственных зарядов как электронов, так и ионов [2-4]. Эти модели в различной степени полно и удовлетворительно описывают движение ионов в самосогласованных полях и дают возможность исследовать влияние на формируемый пучок отдельных рассматриваемых факторов. Однако из-за сильного упрощения рассматриваемых моделей, ни одна из них не может претендовать на полноту и количественное описание процессов. С другой стороны, непосредственное экспериментальное измерение распределения потенциала внутри ионизационной камеры также представляет собой довольно трудную задачу как из-за малости размеров самой камеры, так и из-за неизбежного искажения датчиками измеряемого распределения.

Получить сведения о распределении потенциала в той области, из которой выходят ионы, образующие пучок, можно, измеряя распределение этих ионов по кинетическим энергиям. Измеренное распределение несет информацию о потенциале, распределение которого складывается под действием всех реально существующих факторов. Правда, при этом следует использовать те ионы, начальное распределение которых по энергии при ионизации электронным ударом будет достаточно узким, близким к тепловому распределению молекул, из которых они образуются. Хорошей моделью являются ионы аргона.

Измерения энергетических распределений ионов, выходящих из ионизационной камеры, проводились с помощью электростатического анализатора, параметры и характеристики которого подробно описаны в работе [5]. Полная схема установки описана в работе [6]. Для настройки установки, а также периодически в процессе работы проводилось измерение энергетического распределения ионов бензола, образующихся при ионизации паров бензола излучением криптоновой лампы Кр 2П. На рис.1 приведена кривая задержки тока ионов бензола и соответствующая

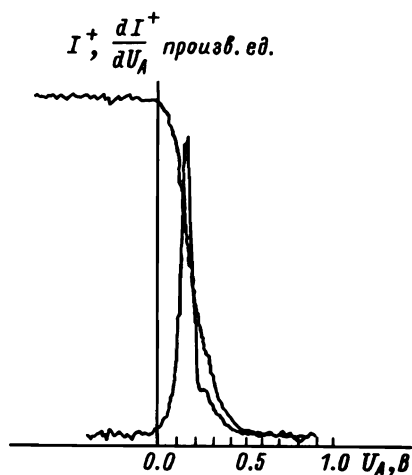


Рис.1. Кривая задержки тока ионов бензола и производная от нее

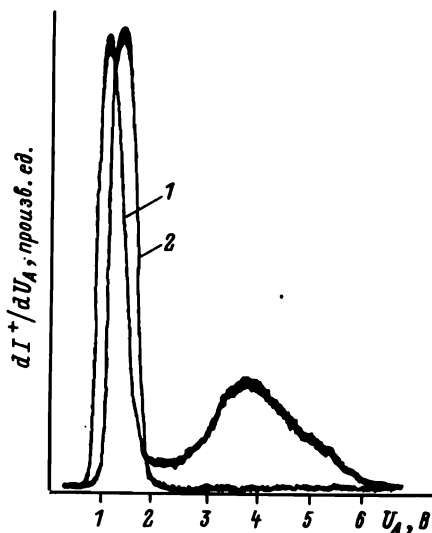


Рис.2. Распределения по кинетической энергии ионов аргона (2) и азота (1). Ток электронов $I_{\text{э}} = 10$ мкА. Вытягивающее напряжение $U_{\text{в1}} = 2\text{В}$

ей кривая распределения этих ионов по энергии. Ширина кривой распределения на полувысоте составляет около 60 мВ, что соответствовало разрешению анализатора около 10^3 и являлось обычным режимом работы анализатора.

Природа ионов и характер процессов, сопровождающих ионизацию электронным ударом, как уже говорилось, тоже оказывает влияние на вид распределения ионов по энергии. В качестве иллюстрации на рис.2 приводятся распределения ионов аргона и азота, снятые в практически одинаковых условиях. Оба распределения имеют узкий пик, соответствующий медленным "тепловым" ионам. Однако распределение ионов азота содержит кроме того еще и широкий пик ионов со средней начальной кинетической энергией 2-3 эВ, соответствующий ионам N^+ , образующимся при диссоциации. Величина и форма этого пика сильно зависела от условий работы источника ионов (величина вытягивающего напряжения U_{B1} , ток ионизирующих электронов I_e , ионизирующее напряжение U_i), являясь, таким образом, характеристикой дискриминации в источнике ионов по кинетическим энергиям.

Как и предполагалось при постановке работы, распределение ионов аргона по кинетическим энергиям чутко отзывается на любое изменение режима работы источника ионов ЭУ. При этом изменяется форма кривой распределения, его ширина и положение на шкале энергии. Все это является следствием изменения распределения потенциала в той области ионизационной камеры, из которой вытягиваются ионы.

Очевидно, что в наибольшей степени на распределение потенциала в ионизационной камере влияет величина вытягивающего напряжения U_{B1} . Увеличение напряжения U_{B1} приводит к росту напряженности электрического поля внутри ионизационной камеры, к возрастанию средней величины потенциала той области, через которую проходит пучок электронов, и к увеличению разности потенциалов, соответствующей границам этой области.

Этому соответствует смещение кривых энергетических распределений в сторону больших значений кинетических энергий ионов и уширение самих кривых. Однако при малых значениях U_{B1} характер поведения кривых энергетических распределений иной, а именно, их ширина и положение на шкале энергий меняются очень медленно. По-видимому, при малых значениях напряжения U_{B1} на распределение потенциала в области выхода ионов относительно более сильное влияние оказывает объемный заряд пучка ионизирующих электронов и образующихся ионов. Влияние объемного заряда является существенным и при формировании хорошо известной кривой зависимости тока ионов от вытягивающего напряжения U_{B1} . Характерной особенностью такой кривой является хорошо выраженный максимум в области малых значений U_{B1} и более или менее пологая зависимость тока ионов при дальнейшем возрастании U_{B1} .

В работе [7], где приводятся подобные кривые, существование максимума объяснялось фокусирующим действием вытягивающего напряжения. В наших измерениях между ионизационной камерой и приемником ионов помещался уже упоминавшийся анализатор. Были проведены серии измерений зависимостей тока ионов аргона от вытягивающего напряжения U_{B1} при различных напряжениях U_A , поданных на задерживающий электрод анализатора. Таким образом, приемника ионов могли достигать либо все ионы, вышедшие из ионизационной камеры (случай $U_A = 0$), либо только те, кинетическая энергия которых превышала потенциальный барьер, соответствующий напряжению U_A . На рис.3 приведена серия таких кривых, одна из которых снята при $U_A = 0$, (1) а две другие - при U_A , равном одному (2) и двум (3) вольтам, соответственно.

Заметим, что кривая, измеренная при $U_A = 0$, качественно сходна с подобной кривой, приведенной в работе [7]. Увеличение, даже небольшое, напряжения U_A приводит к заметному уменьшению высоты пика, а при $U_A = 1В$ в данной серии он вообще отсутствует. Таким образом, наблюдаемый пик полностью образован ионами, начальные кинетические энергии которых не превышают одного эВ, несмотря на довольно значительную величину напряжения U_{B1} (в данном случае $U_{B1} = 4 В$), соответствующую максимуму. Кроме того, измерения показали, что положение максимума зависит как от величины тока ионизирующих электронов I_3 , так и от давления газа. Увеличение тока I_3 приводит к смещению максимума в сторону больших значений напряжения U_{B1} . С ростом же давления наблюдалось заметное уширение максимума со стороны больших значений U_{B1} .

Таким образом, кроме фокусирующего действия напряжения U_{B1} в формировании максимума на кривой $I^+ = f(U_{B1})$, которую часто называют "характеристикой источника", играет активную роль поле пространственного объемного заряда пучка электронов и образовавшихся в зоне пучка ионов. Теоретически возможность существования объемного заряда обоих знаков в ионизационной камере была показана в работах [2, 3]. Там же применительно к специфике источника ЗУ использованы представления об "отрицательной потенциальной яме" и процессе компенсаций "ям" положительными зарядами ионов.

Непосредственное измерение распределений ионов по кинетической энергии при разных величинах тока электронов показало, каковы действительные величины "отрицательной потенциальной ямы" в реальных условиях работы источника ионов ЗУ. С ростом тока электронов кривые распределений смещались в сторону, соответствующую уменьшению кинетических энергий ионов, покидающих ионизационную камеру. Пучок электронов даже сравнительно малой интенсивности (до 150 мкА) очень заметно изменяет распределение потенциала в области образования ионов. На рис. 4 приведены распределения ионов аргона, отличающиеся величиной тока ионизирующих электронов. При изменении тока электронов от 10 до 90 мкА кривая распределения ионов смещается на 0,9 В в сторону, соответствующую уменьшению потенциала области образования ионов. Результаты измерений качественно согласуются с моделью искажения поля электронным пучком, изложенной в работе [3]. Более близкого соответствия, по-видимому, трудно ожидать как из-за упрощенности рассматриваемой модели, так и из-за отсутствия данных о реальном пучке электронов в ионизационной камере.

Как следует из теоретических моделей, третьим фактором, способным влиять на распределение потенциала в области образования ионов в источнике ионов ЗУ, являются сами ионы, вернее, поле, образованное их суммарным объемным зарядом. При измерениях энергетических распределений влияние этого фактора сказывалось в том, что смещение кривых энергораспределений, при прочих равных условиях, в

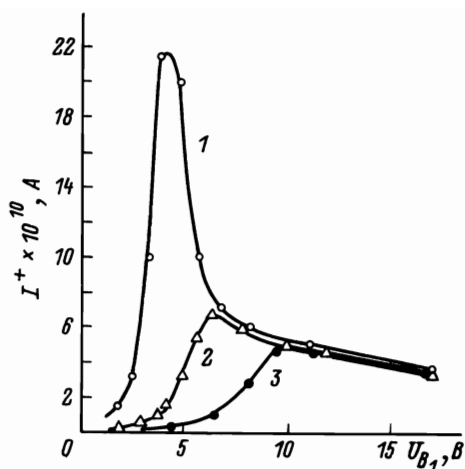


Рис.3. Зависимости тока ионов аргона I^+ от вытягивающего напряжения U_{B1} , снятые при разных напряжениях задержки U_A

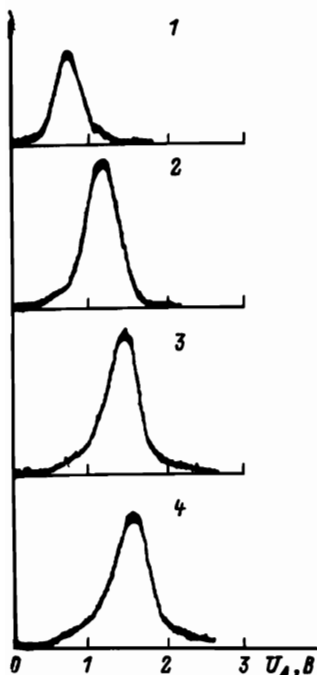


Рис.4. Распределения ионов аргона по энергии, измеренные при разных токах электронов $I_{э}$. Вытягивающее напряжение $U_{B1} = 1,5В$. Давление $P \approx 1 \cdot 10^{-5}$ Па.
 1 - $I_{э} = 10$ мкА;
 2 - $I_{э} = 40$ мкА;
 3 - $I_{э} = 60$ мкА;
 4 - $I_{э} = 90$ мкА

значительной степени определялось давлением аргона в области ионизационной камеры. Во всех случаях увеличение давления приводит к смещению распределения в сторону увеличения энергии образовавшихся ионов, что соответствует росту потенциала зоны образования ионов. При этом, если ток электронов мал, то и давление лишь слабо влияет на вид и положение энергораспределений ионов.

С увеличением тока электронов расширяется диапазон смещения энергораспределений в том же интервале рабочих давлений. На рис.5 приведены такие зависимости положения кривой энергораспределения ионов аргона от давления. Из-за различной величины наклона кривых они пересекаются в пределах изменения параметров, соответствующих их рабочим диапазонам. Физически это означает, что потенциал области ионизации, образующийся, при фиксированном напряжении U_{B1} , под действием двух противоположающихся факторов, может либо увеличиваться, либо уменьшаться, в зависимости от того, какой из этих факторов превалирует. Другими словами, в условиях работы обычного источника ионов ЭУ процесс компенсации отрицательного объемного заряда электронов положительным зарядом ионов играет заметную роль при формировании распределения потенциала в области образования ионов. Конечно, все это справедливо при не очень больших значениях напряжения U_{B1} , не превышающих значение U_{B1} , соответствующее максимуму на кривой $I^+ = f(U_{B1})$. Рассмотрению этого вопроса посвящена работа [8].

В соответствии с модельными представлениями при малых давлениях характер зависимости положения кривой распределения от тока электронов монотонно падающий.

Увеличение тока электронов ведет к уменьшению потенциала области образования ионов. А вот при относительно больших давлениях, начиная с некоторого значения тока электронов, смещение кривых энергораспределений прекращается, а затем меняет направление на обратное, т.е. потенциал зоны образования ионов начинает увеличиваться. На рис.6 приведены две кривые, измеренные для различных значений напряжения U_{B1} , которые иллюстрируют характер такого смещения. Вид кривых совпадает с видом подобных кривых, в работе [2].

Приведенные результаты измерений позволяют сделать вывод о том, что объемный заряд электронов и ионов в источнике ионов ЭУ является реально действующим ионно-оптическим фактором в довольно широком диапазоне режимов работы, обычно используемых на практике.

О времени пребывания ионов в ионизационной камере источника ионов ЭУ

Реализация условий частичной компенсации ионами объемного заряда пучка электронов приводит к тому, что часть образовавшихся при ионизации ионов может довольно долго дрейфовать вдоль пучка электронов. При этом происходит изменение

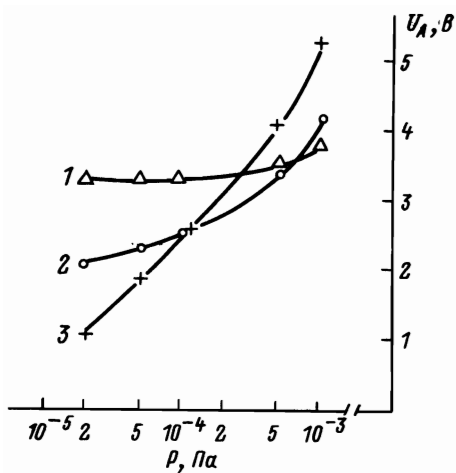


Рис.5. Зависимости положения максимума распределения по энергии от давления при разных величинах тока: 1 - $I_0 = 30$ мкА; 2 - $I_0 = 150$ мкА; 3 - $I_0 = 310$ мкА

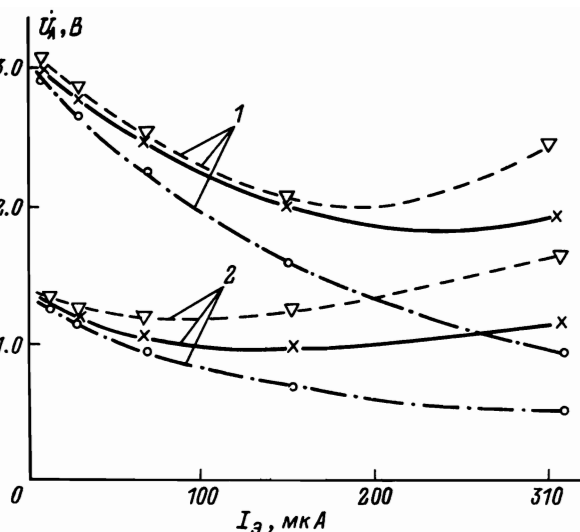


Рис.6. Зависимости положения максимума распределения по энергии от тока электронов I_0 при разных вытягивающих напряжениях U_{B1} . Штрих-пунктир: $P = 5 \cdot 10^{-4}$ Па; сплошная линия: $P = 1 \cdot 10^{-3}$ Па; штрих: $P = 1 \cdot 10^{-2}$ Па. 1 - $U_{B1} = -5$ В; 2 - $U_{B1} = -2$ В

распределения выходящих ионов по их "возрасту", ибо при образовании новых ионов в условиях равновесия выйти из зоны ионизации может как только что образовавшийся ион, так и ион, уже длительное время находившийся там. Наряду с ионами, которые выходят из источника через время, равное $\bar{t} - 1,5$ мкс с момента образования, в пучке появляются ионы, время пребывания которых в источнике во много раз больше. Свидетельством тому является пример образования большого количества ионов H_3^+ при масс-спектрометрическом анализе водорода при давлениях, когда вероятность ионно-молекулярных реакций мала [9].

Хорошо зарекомендовала себя методика измерения времени пребывания ионов в области зоны их образования по масс-спектру чистого метана. Характеристикой увеличения времени пребывания части образовавшихся ионов в ионизационной камере является относительное увеличение амплитуды пика ионов с массой $M = 29$, соответствующей ионам $C_2H_5^+$. Достоинствами этой методики являются: во-первых, хорошая изученность процессов, происходящих при ионизации метана медленными электронами; во-вторых, хорошая изученность вторичных ионно-молекулярных реакций, сопровождающих ионизацию метана при больших давлениях; в-третьих, достоверно известно, что ионы $C_2H_5^+$ могут образовываться только по одному каналу ионно-молекулярных реакций из ионов CH_3^+ , а образовавшиеся ионы $C_2H_5^+$ не принимают участие ни в одной другой реакции, то есть они не теряются [10]. В результате измерений при использовании масс-спектрометров низкого разрешения следует вносить лишь поправку на содержание в пике с массой $M = 29$ доли ионов ^{14}N $^{15}N^+$, возникающих из молекул азота остаточного газа прибора.

Измерение относительного содержания ионов $C_2H_5^+$ в масс-спектре метана показали, что при $U_{B1} = 5$ В быстрое увеличение содержания ионов $C_2H_5^+$ начиналось уже при давлении метана $P = 1 \cdot 10^{-4}$ Па, если ток электронов превышал 100 - 150 мкА. Увеличение в этих условиях тока электронов I_0 с 10 до 310 мкА приводило к почти

стократному увеличению доли ионов $C_2H_5^+$ (рис.7). Если воспользоваться формулами, приведенными в работе [10], и определить время пребывания ионов в ионизационной камере для условий, когда влиянием объемного заряда можно заведомо пренебречь, то такому увеличению амплитуды пика $C_2H_5^+$ соответствует увеличение времени пребывания части образовавшихся ионов в ионизационной камере до 150–180 мкс. Хочется подчеркнуть, что увеличение относительного содержания ионов $C_2H_5^+$ совпадает с режимом компенсации ионами отрицательного объемного заряда пучка электронов (см.рис.6).

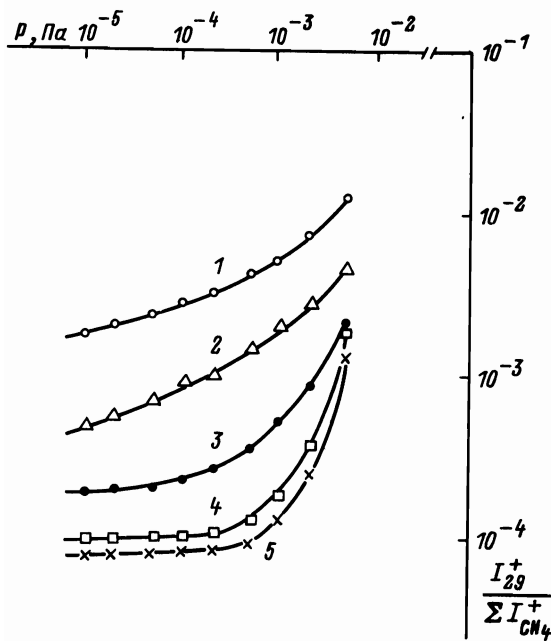


Рис.7. Относительное содержание ионов $C_2H_5^+$ в масс-спектре метана в различных условиях работы источника ионов:

- 1 - $I_{\text{э}} = 310$ мкА, $U_{B1} = -1B$;
- 2 - $I_{\text{э}} = 10$ мкА, $U_{B1} = -1B$;
- 3 - $I_{\text{э}} = 10$ мкА, $U_{B1} = -5B$;
- 4 - $I_{\text{э}} = 10$ мкА, $U_{B1} = -10B$;
- 5 - $I_{\text{э}} = 10$ мкА, $U_{B1} = -15B$

рис.8. Проводимые на этой установке измерения позволяют определять степень влияния основных рабочих параметров источника ионов ЭУ на характеристики пучка: форму диаграммы эмиттанса пучка, распределение интенсивности ионного тока в пределах диаграммы, вид распределений ионов в пучке по линейной и угловой координате.

Выше было сказано, что любой фактор, вызывающий изменение распределения потенциала в ионизационной камере, должен влиять и на вид формируемого источником пучка. Из изложенного следует, что одним из таких факторов является ток ионизирующих электронов $I_{\text{э}}$. На рис.9 приведены кривые, определяющие зависимости ширины пучка по угловой ($\Delta \varphi$) (2) и линейной (ΔX) (1) координатам от тока электронов $I_{\text{э}}$. Увеличение тока $I_{\text{э}}$ приводит к резкому уширению формируемого источником пучка ионов по обеим координатам при не очень большом вытягивающем напряжении U_{B1} ($U_{B1} = 7B$). Увеличение вытягивающего напряжения ($U_{B1} = 15B$) значительно ослабляет влияние тока $I_{\text{э}}$ как ионно-оптического фактора во всем измеренном диапазоне, т.е. вытягивающее напряжение становится доминирующим фактором формирования ионного пучка.

Параметры формируемого источника ЭУ пучка ионов

Очевидно, что каждая причина, вызывающая изменение распределения потенциала в ионизационной камере, должна в той или иной мере оказывать влияние и на параметры формируемого источником пучка ионов.

Для измерения параметров пучка ионов использовалась установка, описанная в работе [11].

Установка позволяет определять эмиттанс пучка ионов в двух плоскостях симметрии пучка, вычислять площадь, ограниченную диаграммой эмиттанса на разных уровнях интенсивности и представлять графическую информацию так, как это показано на

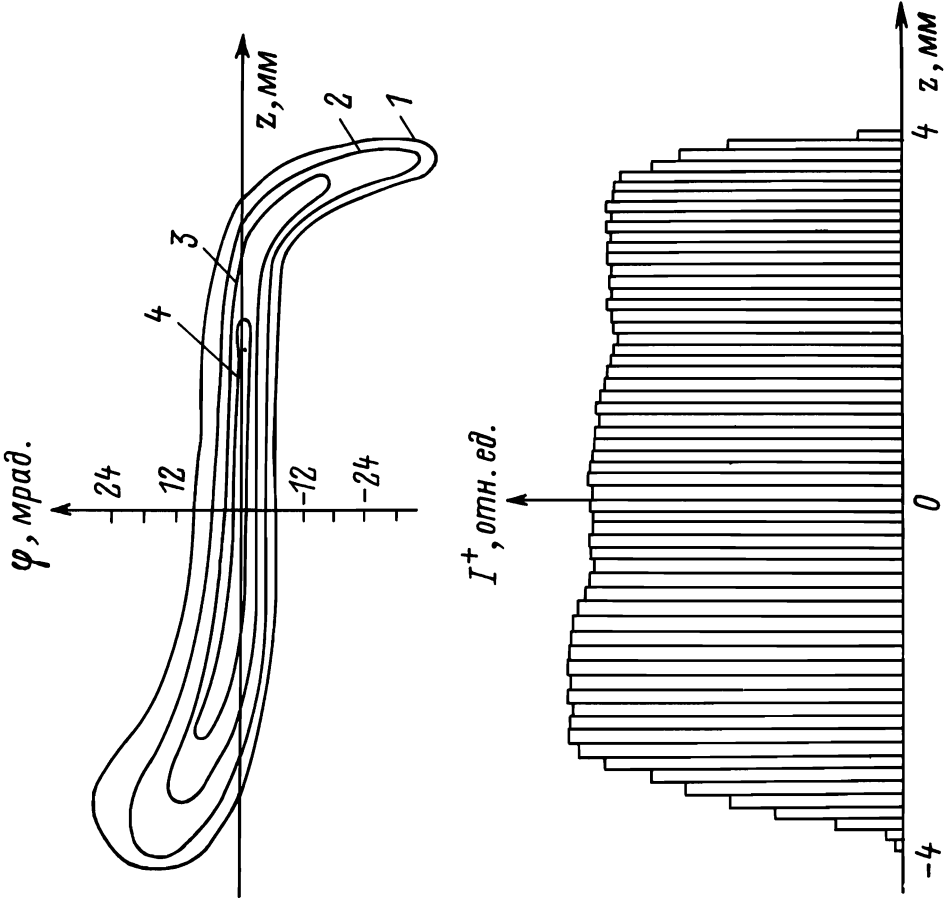
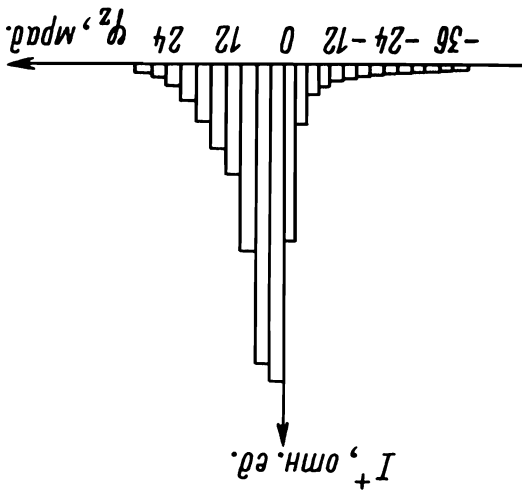


Рис. 8. Вид графической информации, получаемой на установке для измерения эмиттанса пучков заряженных частиц

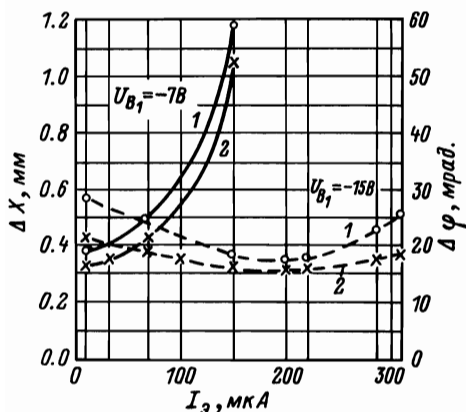


Рис.9. Зависимости ширины распределения по углу ΔX (1) и по координате $\Delta \varphi$ (2) от тока электронов I_3

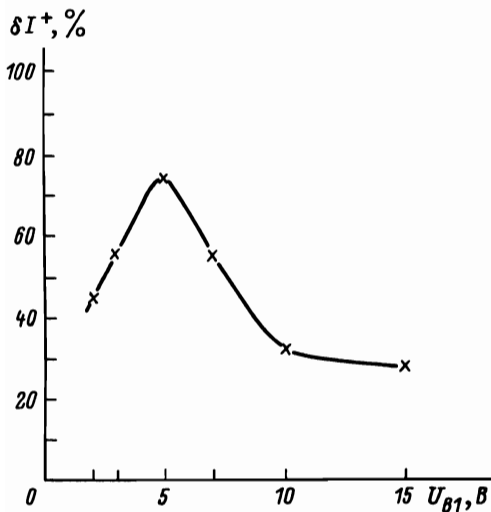


Рис.10. Зависимость относительной доли ионного тока, заключенного в пределах центрального угла $\pm 20'$, от вытягивающего напряжения и U_{B1}

Выводы

1. Источник ионов ЭУ является многопараметрической системой, работа которой зависит как от контролируемых, так и от неконтролируемых параметров. Существующие теоретические модели, описывающие работу источника ионов, не в полной мере учитывают ряд определяющих факторов, среди которых большое значение имеет неконтролируемая взаимозависимость объемных зарядов электронов и ионов.

2. В отличие от общепринятых представлений показано, что в области рабочих

Существующие модели работы источника ЭУ и базирующиеся на них расчётные методики, как правило, пользуются представлением о длинных щелях и плоском электрическом поле. По-видимому, наиболее корректно применение этих моделей к ионизационной камере. На рис.10 приведена характеристика, определяющая зависимость относительной доли общего ионного тока δI^+ , заключенного в пределах узкого центрального углового интервала $\pm 20'$. Примерно такой угол в вертикальной плоскости пропускается ионно-оптической системой масс-спектрометра. Кривая имеет хорошо выраженный максимум при $U_{B1} = 5В$. Таким образом, вытягивающее напряжение U_{B1} в значительной степени влияет на характеристики пучка в вертикальной плоскости, где нет фокусирующих элементов.

На формирование пучка ионов в источнике ЭУ сильное влияние оказывает фокусирующее напряжение U_{φ} , являющееся регулируемым элементом линзы, определяющей транспортировку пучка от промежуточного кроссовера до плоскости выходной щели источника. На рис.11 приведены кривые зависимости средней плотности тока ионов в пучке $V_{0,5}$ от напряжения U_{φ} для двух значений вытягивающего напряжения U_{B1} . Величина $V_{0,5}$ определялась как частное от деления величины ионного тока I^+ на площадь, ограниченную диаграммой эмиттанса на выбранном уровне интенсивности. Как правило, все величины определялись на уровне половинной интенсивности. Обе приведенные зависимости показывают, что и по параметру U_{φ} имеется оптимальное с точки зрения качества формируемого источником пучка значения напряжения, не сильно зависящее от вытягивающего напряжения U_{B1} .

параметров источника ЭУ совокупный объемный заряд электронов и ионов оказывает существенное влияние на формирование распределения потенциала в ионизационной камере, являясь причиной изменения параметров ионного пучка и яркости источника. При этом наряду с величинами управляющих потенциалов ионно-оптическими характеристиками источника ионов становятся плотность тока ионизирующих электронов и давление анализируемого газа.

3. Удержание части образовавшихся ионов в области ионизации источника на значительное время – более 100 мкс, приводит к искажениям регистрируемого масс-спектра вследствие образования вторичных ионов в ионно-молекулярных и электронно-ионных реакциях.

4. Методики, основанные на анализе энергораспределений ионов в сформированном пучке и на контроле вторичных ионов в масс-спектре реперного вещества (например, метана) позволяют контролировать условия в области ионизации источника ионов при разработке источников, определении области рабочих параметров, а при необходимости – и в ходе масс-спектрометрического анализа.

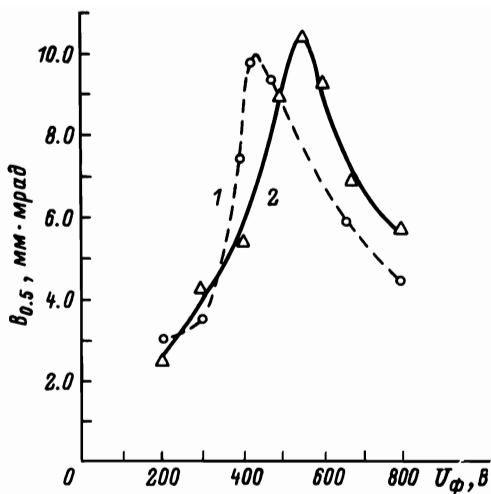


Рис.11. Зависимость плотности тока ионов $V_{0,5}$ от фокусирующего напряжения U_{ϕ} :
1 – $U_{B1} = 7В$; 2 – $U_{B1} = 15В$

ЛИТЕРАТУРА

1. Галль Л.Н. // Приборы для научных исследований и автоматизации эксперимента. Л.: Наука, 1982, с.10–20.
2. Brubaker W.M. // J. Appl. Phys., 1955, V.26, p. 1007–1013.
3. Baker F.A., Hasted J.B. // Phil. Trans. Roy. Soc., 1966, V. 261, NASH5, p. 33–66.
4. Мальков А.С. // ЖТФ, 1983, Т.53, вып.2, с.355–360.
5. Клейменов В.И., Галль Л.Н., Медынский Г.С., Хасин Ю.И. // ПТЭ, 1986, № 6, с.144–147.
6. Разработка теории источников ионов. Отчет по науч.-иссл.работе 117 НИР-И № ГР 79060712. НТО АН СССР, Л., 1984. 237 с.
7. Дж.Барнард "Современная масс-спектрометрия". Пер.с англ./Под ред. В.Н.Кондратьева. – М., Изд-во иностр.лит., 1957, с.415.
8. Мальков А.С., Лазарев С.В., Хасин Ю.И. // Научные приборы, 1984, № 3, с.17–22.
9. Jayaprakash T., Krishnan M.S. // Proceedings of the seminar on "Mass spectrometry applications and current trends", Bombay, March 20–22, 1978, p. 88–96.
10. Field F.H., Franklin J.L., Lampe F.W. // J. American Chem. Soc., 1957, V.79, N10, p. 2419–2429.
11. Галль Л.Н., Грохольский А.С., Хасин Ю.И. // Научное приборостроение. Л.: Наука, 1983, с.46–51.