

Р-374

6-10

Удк 621.372.6.01

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

6 - 3522



И.И. Громова, Д.Ч. Мончка

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ  
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МАСС-СЕПАРАТОРОВ

1967.

6 - 3522

И.И. Громова, Д.Ч. Монча \*

ИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ  
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МАСС-СЕПАРАТОРОВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БНБ ЛЮБЛИНА

\* Университет им. Марии Склодовской-Кюри, г. Люблин.

5422/3  
49.

## В в е д е н и е

В настоящее время электромагнитное разделение изотопов приобрело широкое распространение. Кроме приготовления мишеней для бета и гамма-спектроскопии, масс-сепараторы используются как ускорители определенного сорта ионов для исследования атомных столкновений и для изучения вопросов физики твердого тела. Это вызвало широкий интерес к конструкциям как магнитных анализаторов, так и ионных источников. За последние десять лет было проведено пять международных конференций <sup>/1-4/</sup>, посвященных вопросам конструкции масс-сепараторов, получения ионных пучков большой интенсивности и физическим проблемам, изучаемым при использовании масс-сепараторов. Очень интересным является применение масс-сепаратора непосредственно на пучке частиц от ускорителя, в так называемой системе "on line" <sup>/42/</sup>. Это позволяет изучать короткоживущие радиоактивные изотопы и ряд других явлений.

Результат электромагнитного разделения в основном определяется типом применяемого ионного источника. Из большого числа разработанных источников ионов <sup>/50,51/</sup> требованиям, предъявляемым к источникам для масс-сепараторов, удовлетворяют далеко не все. Главным, в данном случае, является возможность получать ионы твердых веществ в широком интервале температур их испарения. Это требует особой конструкции ионных источников для сепараторов, предусматривающей возможность внесения твердых веществ, испарения их внутри ионного источника и снижения до минимума конденсации паров в разрядной камере. Обычно для получения ионов в ионных источниках используется свободный пучок электронов или такие типы разрядов, в которых плазма содержит относительно большое количество ионов в единице объема. Примером таких разрядов являются: дуга низкого давления, капиллярная дуга в магнитном поле и без него, высокочастотный разряд и разряд типа Пеннига.

В настоящей работе предлагается обзор ионных источников, наиболее часто используемых для разделения изотопов.

## 1. ОБРАЗОВАНИЕ ИОНОВ

Для получения ионных пучков большой интенсивности необходимо создать в разрядной камере плазму с достаточно большой концентрацией ионов при максимальном отношении этой концентрации к концентрации нейтральных атомов. Состояние равновесия плазмы требует, чтобы число ионов, диффундирующих к стенкам камеры, было равно числу ионов, образующихся в результате столкновения с первичными или вторичными электронами. Процессом рекомбинации в разрядной камере можно пренебречь в связи с тем, что в ионных источниках обычно используется небольшое давление (меньше  $10^{-2}$  мм рт.ст.). Тогда плотность положительных ионов в плазме можно выразить следующим образом<sup>/5/</sup>:

$$n_+ = \frac{4 j_e}{e} \sqrt{\frac{m_+}{k T_e}} \kappa \sigma n_g \frac{P}{S_w + S_k}, \quad (1)$$

где  $j_e$  - плотность электронного тока,

$m_+$  - масса иона,

$T_e$  - температура электронов плазмы,

$\sigma$  - сечение ионизации электронами,

$n_g$  - плотность нейтральных частиц,

$\kappa$  - коэффициент, характеризующий увеличение ионизации за счет магнитного поля, осцилляций электронов и т.д.,

$P$  - объем разрядной камеры,

$S_w$  - поверхность стенок разрядной камеры,

$S_k$  - поверхность катода.

Эта формула справедлива для плазмы всех типов разрядов, которые будут рассмотрены в дальнейшем.

## 1. Дуговые источники ионов

Для получения ионов необходимой плотности обычно используется дуга низкого давления с накалившимся катодом. Такая дуга характеризуется наличием плазмы очень большой плотности и двух слоев вблизи горячего катода. Один из этих слоев представляет собой сконцентрированные положительные ионы на границе плазмы, направляющиеся к катоду. Второй слой состоит из электронов, эмитируемых раскаленной нитью. Все напряжение разряда сосредоточено на этом биполярном слое, так как сама плазма имеет большую проводимость, что исключает в ней наличие электрического поля. Зависимость напряженности поля

$E$ , разности потенциалов  $V$  и пространственного заряда  $\rho$  от расстояния  $x$  (от большого плоского катода) приведено на рис. 1, взятом из [8].

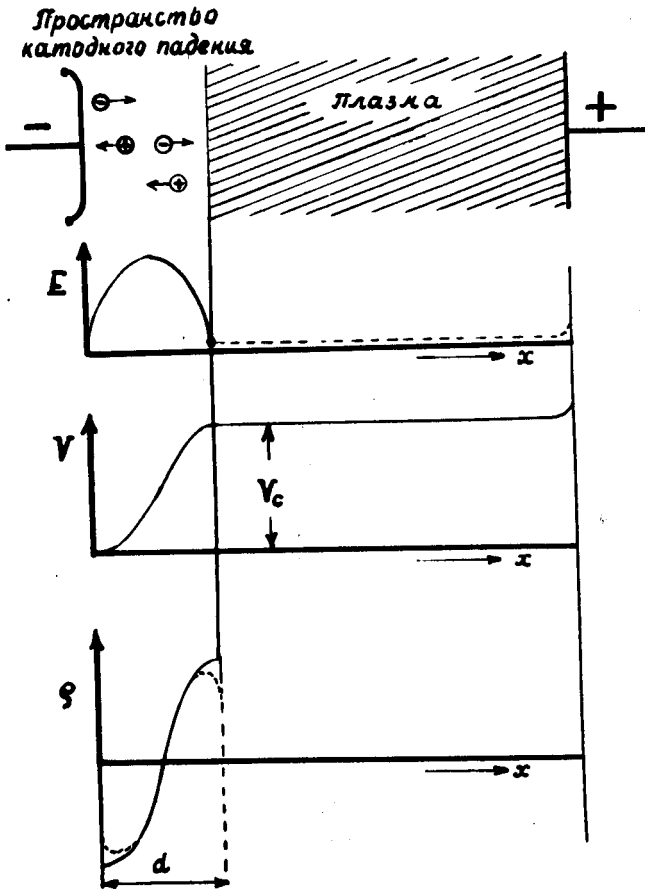


Рис. 1  
Зависимость напряженности поля  $E$ , разности потенциалов  $V$  и пространственного заряда  $\rho$  от расстояния  $x$  (от большого плоского катода) для дугового разряда [8].

Толщина двойного слоя  $d$  и величина падения напряжения на нем  $V_0$  могут быть определены из выражения (2), если известно значение плотности тока разряда.

$$j = \frac{0,22}{\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (2)$$

Значение плотности тока ионов  $j_+$  и плотности тока электронов  $j_e$ , ограниченных пространственным зарядом, согласно теории биполярных слоев Лангмюра<sup>17,8/</sup>, должны удовлетворять следующему неравенству:

$$\frac{j_e}{j_+} \leq \gamma \sqrt{\frac{m_+}{m_e}} \quad (3)$$

Ограничение отношения  $\frac{j_e}{j_+}$  вытекает из необходимости иметь минимальную ионизацию для поддержания дугового разряда. Следовательно, должно быть некое минимальное давление, которому соответствует минимальная плотность нейтральных атомов  $n_g \text{ min}$ , определяемая из вышенаписанных соотношений

$$n_g \geq \frac{1}{\kappa \sigma \gamma} \frac{S_w + S_k}{P} \sqrt{\frac{m_e}{m_+}} = n_g \text{ min} \quad (4)$$

где  $\gamma$  — коэффициент, описывающий установку и свойства нити накала. Нарушение этого неравенства приводит к исчезновению дуги или переходу к другому типу разряда. Это вызывает нестабильность ионного пучка, что, в свою очередь, плохо сказывается на чистоте разделяемых изотопов. Необходимо отметить, что выражение (4) справедливо в случае слабой ионизации, когда  $n_+ \ll n_g$ <sup>1/3/</sup>. Когда же  $n_+$  велико, то  $n_g$  должно быть больше, чем следует из выражения (4), т.е. в выражение (4) необходимо ввести поправочный коэффициент, который уменьшается с ростом ионизации. Однако сложность явлений, происходящих в разряде, затрудняет точное определение такого коэффициента.

Как уже было сказано, для получения достаточно большого ионного тока, полученная в ионном источнике плазма должна иметь максимальную плотность. Это будет наблюдаться, когда параметры разряда удовлетворяют выражению (1). Как видно из выражения (1), большое значение для увеличения  $n_+$  имеет плотность электронного тока  $j_e$ . Для увеличения  $j_e$  существует два пу-

ти. Первый состоит в увеличении эмиссии катода, в основном за счёт более интенсивного нагрева. Второй - в уменьшении сечения разряда либо с помощью магнитного поля, либо сближением стенок камеры. Последнее приводит к капиллярной дуге, которая широко использовалась в ранних работах <sup>/10-12/</sup>. В капиллярной дуге нет эквипотенциальной плазмы, но электрическое поле сравнительно большое, за счёт чего увеличивается электронная температура. Высокая электронная температура свидетельствует о наличии большого числа вторичных электронов, увеличивающих ионизацию. В формуле (1) увеличение  $\nu_+$  за счёт этого эффекта отражено в коэффициенте  $\kappa$ . С другой стороны, отношение объема разрядной камеры к поверхности стенок  $\frac{P}{S_w + S_k}$ , в случае капиллярной дуги, очень невыгодно. В результате этого плотность ионов в плазме уменьшается за счёт ионов, рекомбинирующих на стенках. Особенно плохо это в случае разделения труднолетучих соединений, атомы которых безвозвратно теряются на стенках камеры. Поэтому лучше обходиться без капилляра, а использовать сужение плазмы при помощи сильного магнитного поля. Ионные источники с дугой низкого давления в магнитном поле приобрели самое широкое распространение. Причём используются они двух типов: с извлечением ионов параллельно магнитному полю <sup>/13-15/</sup> и перпендикулярно ему <sup>/5,16-18/</sup>.

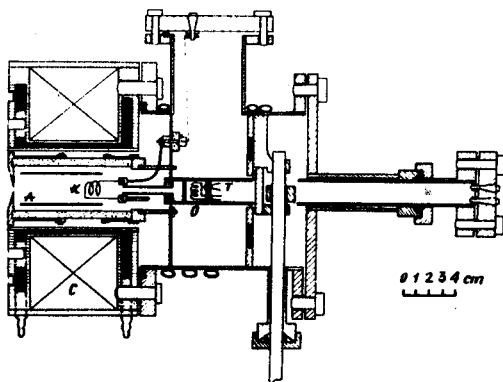


Рис. 2. Ионный источник <sup>/15/</sup>. К - катод, А - анод, С - катушка соленоида, О - печь, Т - термопара.

В качестве примера ионного источника с извлечением ионов параллельно магнитному полю опишем источник, используемый с Люблинским масс-сепаратором<sup>/15/</sup>. Схематично этот источник изображен на рис. 2. Основной его частью является разрядная камера, выполненная в форме цилиндра из кварца или фарфора. Внутри камеры помещен цилиндрический анод А из молибдена и накаливаемый катод К из вольфрамовой проволоки диаметром 0,5 мм. Вся камера источника помещается в неоднородное магнитное поле соленоида С. Вытягивание ионов производится через круглое отверстие в передней стенке камеры. Взаимодействие магнитного и электрического полей приводит к тому, что электроны, покидающие нить накала, движутся в камере по спиральным траекториям, в результате чего вероятность ионизации нейтральных атомов газа или пара разделяемого вещества значительно повышается. Если давление в источнике удовлетворяет неравенству (4), то полученная в дуговом разряде плазма занимает практически весь объем разрядной камеры. При наложении магнитного поля требуемой величины плазма сжимается в колонну, располагающуюся вдоль оси камеры. Благодаря этому на оси ионного источника удается получить плазму со значительной концентрацией ионов при максимальной ионизации газа. В этом источнике можно получить ионы не только газов, но и твердых веществ. Для испарения твердых образцов ионный источник снабжен печкой. Печка сделана из нержавеющей стали в виде цилиндра с перегородкой. В одной части цилиндра имеется вольфрамовая спираль, нагревающая печку до 900°С. Измерение температуры печки производится с помощью никель-хромоникелевой термопары. В другую часть печки помещается разделяемое вещество. После разогрева пары разделяемого вещества по специальной трубке проводятся в область разряда. Загрузка разделяемого вещества в печку производится вне источника, но наличие вакуумного шлюза позволяет производить это без изменения давления в разрядной камере. Чтобы избежать перегрева ионного источника, он охлаждается проточной дистиллированной водой. Данный ионный источник был использован для получения ионов газов ксенона<sup>/19/</sup> и аргона, а также ионов твердых веществ, таких как свинец, ртуть, никель. Причём ток ионов достигал нескольких десятков  $\mu\text{A}$ . Величина тока была достаточна для получения хорошего разрешения на данном анализаторе. Увеличение ионных токов привело бы только к расширению линий масс на коллекторе. Это хорошо иллюстрируется рис. 3, взятым из работы К.О.Нильсена<sup>/20/</sup>.



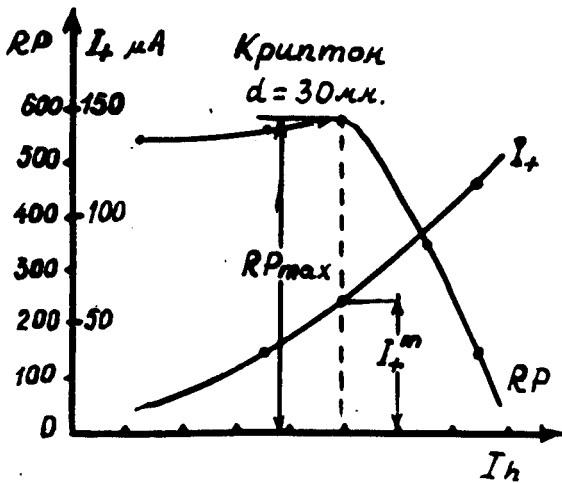


Рис. 3  
Зависимость ионного тока  $I_+$  и разрешающей силы прибора RP от тока накала катода  $I_h$  /20/.

Из рисунка видно, что увеличение тока накала  $I_h$  приводит, с одной стороны, к увеличению ионного тока  $I_+$ , с другой, начиная с некоторого значения  $I_h$ , к уменьшению разрешающей силы RP. Откуда следует, что погоня за большим ионным током не всегда приводит к наилучшим результатам разделения.

В качестве примера ионного источника, с извлечением ионов перпендикулярно его магнитному полю, интересным является источник, предложенный Фриманом /21/. Принцип действия этого источника хорошо виден из рисунка 4.

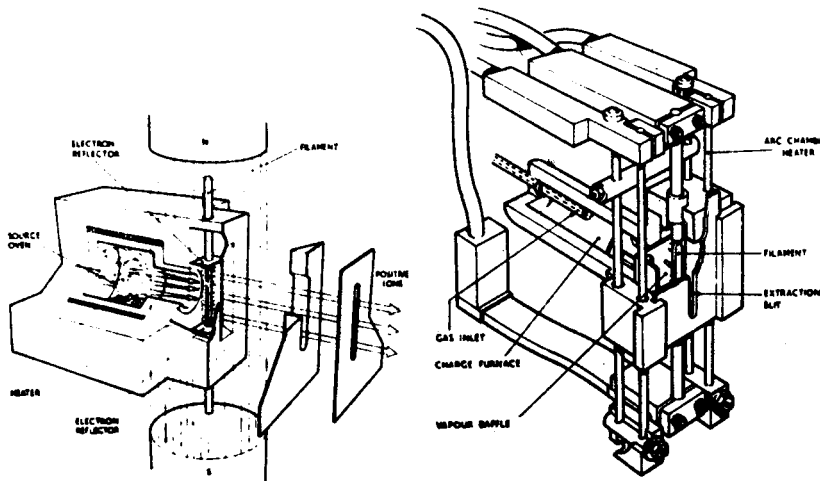
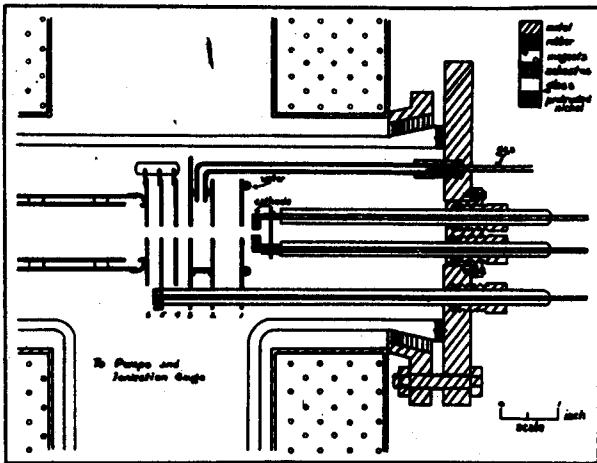


Рис. 4. Ионный источник /21/.

Особенностью источника Фримана является мощный катод, простирающийся вдоль всей разрядной камеры вблизи выходного отверстия. Выходное отверстие в данном источнике выполнено в виде щели. Изготавливается катод из танталового прутка диаметром 5-8 мм. Ток накала катода достигает 200 ампер. При таком большом токе существенное влияние на движение электронов оказывает магнитное поле, создаваемое током накала. Совместное действие этого поля и поля внешнего магнита, силовые линии которого направлены вдоль катода, заставляет электроны двигаться вблизи катода. Кроме того, мощный катод позволяет хорошо локализовать дугу на его поверхности. Все это вместе взятое способствует образованию большой плотности ионов вблизи выходной щели. Одновременно катод экранирует щель от попадания в нее нейтральных атомов. Наличие сравнительно большого магнитного поля катода позволяет снизить напряженность внешнего магнитного поля, что приводит к уменьшению пробоев в ионном источнике и снижает вероятность возникновения вредных колебаний пучка. Изготовление разрядной камеры, выходной щели и печки для испарения твердых образцов из одного куска графита делает этот источник достаточно герметичным, а следовательно, улучшается его эффективность. Данный ионный источник был использован при получении ионов плутония, самария, гадолиния и европия.

## 2. Источники ионов с осциллирующей электроном

Прототипом источников этого типа является ионный источник, описанный Финкельштейном еще в 1940 г.<sup>/22/</sup>. Схематично этот ионный источник изображен на рис. 5. Изготовлен он был из пирексового стекла и имел металлический фланец, на котором укреплены: катод К, электроды 1,2,3, находящиеся под потенциалом анода, и электроды 4,5,6, имеющие потенциал ниже анодного. Весь источник помещается в катушки соленоида, создающие магнитное поле, направленное вдоль оси источника. Тогда электроны, эмитированные раскаленным катодом, под действием электрического и магнитного полей будут осциллировать между электродами, благодаря чему путь их в газе возрастает, а следовательно, возрастает и количество ионов, которое они образуют.



Значительное усовершенствование этого источника было сделано Кистемакером /23/ и К.О. Нильсеном /24/. Построенные ими источники ионов имеют хорошую эффективность и расходуют малую мощность, поэтому они приобрели широкое распространение особенно с масс-сепараторами лабораторного типа /14,25,26/. Ионный источник, сконструированный К.О.Нильсеном, приведен на рисунке 6. Он может работать в режиме дуги низкого давления, если пластина с выходным отверстием будет иметь потенциал анода. Если же она будет иметь потенциал катода, то будет служить отражателем электронов и возвращать их в область разряда. Под таким же потенциалом находится и пластина на противоположном конце камеры. Тогда одновременное действие электрического и магнитного полей возбуждает осцилляции первичных электронов в разрядной камере, что приводит к многократному прохождению ими разрядного промежутка. В связи с этим увеличивается ионизация газа, то есть  $\nu$  в формуле (1), где эффект осцилляции электронов учитывается коэффициентом  $k$ .

Число осцилляций электронов зависит от их энергии и природы газа. Исследование этого вопроса для некоторых газов было произведено Кистемакером /23/. Он определил число осцилляций при постоянном давлении  $4 \cdot 10^{-4}$  мм рт.ст. и разной энергии электронов. Полученные им значения  $\nu$  приведены в таблице 1.

ТАБЛИЦА I

Потенциал анода в вольтах	Число осцилляций электронов в газе		
	He	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
50	24	8	3
100	32	20	6
150	48	32	9

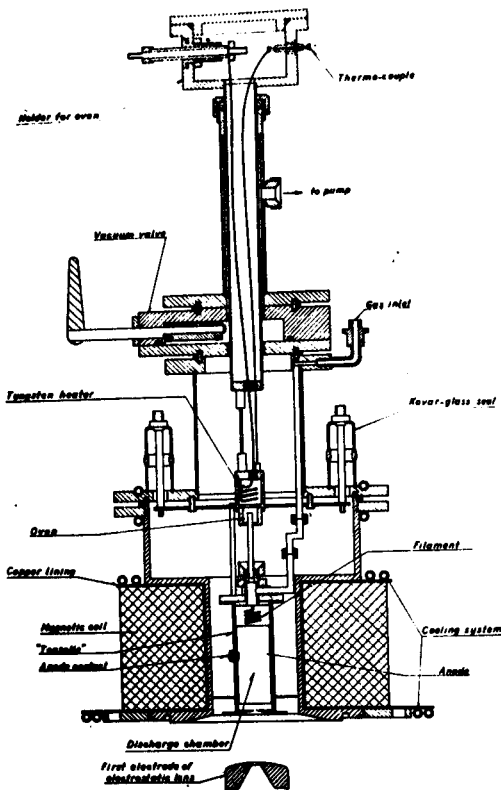


Рис. 6. Ионный источник /24/.

Зависимость числа осцилляций от давления была получена К.О.Нильсеном и представлена на рисунке 7.

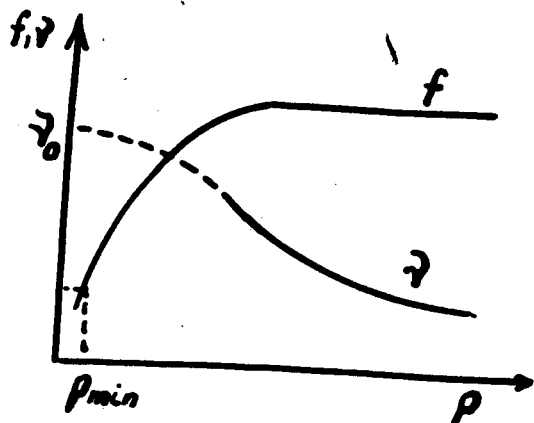


Рис. 7.  
Зависимость количества осцилляций электронов  $\nu$  и количества пар ионов  $f$ , образованных первичными электронами от давления газа  $\rho$ .

Как видно из рисунка, при малых давлениях  $\nu$  практически не зависит от давления. На этом же рисунке представлена зависимость числа пар ионов  $f$ , образуемых каждым первичным электроном. Число  $f$  сначала растет с увеличением давления, а затем становится постоянным.

Обычно ионные источники с осцилляцией электронов работают при малых давлениях ( $\approx 0,5 \cdot 10^{-3}$  мм рт.ст.). При использовании таких давлений удается уменьшить пробой между источником и вытягивающим электродом, а также экономно расходовать газ или пар. Последнее особенно важно при разделении малых количеств дефицитных изотопов.

### 3. Плазмотрон и дуоплазмотрон

Одним из интересных источников ионов для разделения газов и легколетучих элементов является источник, предложенный М.Ардене<sup>127/</sup>. Этот источник схематично изображен на рисунке 8. В нем разряд поддерживается в системе трех электродов: анода А, катода К и промежуточного электрода М. Промежуточный электрод М имеет специальную форму и потенциал, средний по отношению к аноду и катоду. Этот электрод играет важную роль в формировании плазмы вблизи выходного отверстия. Как видно из рисунка, промежуточный электрод является еще и частью магнитопровода, включающего анод. Это позволяет получать сильное неоднородное магнитное поле на маленьком участке перед выходным

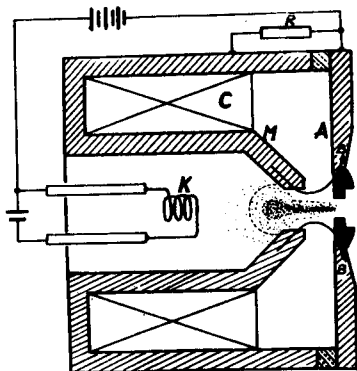


Рис. 8  
Схематичное изображение ионного источника дуоплазмотронного типа.  
К - катод,  
А - анод  
М - промежуточный электрод,  
С - катушка электромагнита,  
В - поток магнитной индукции,  
R - омическое сопротивление.

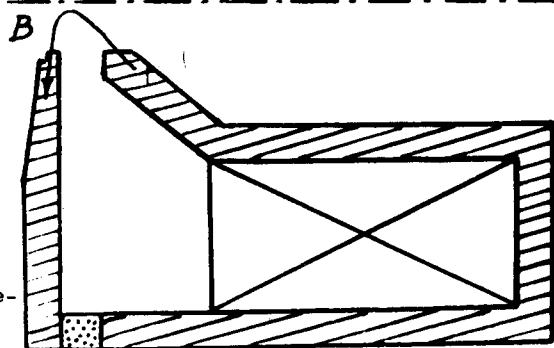
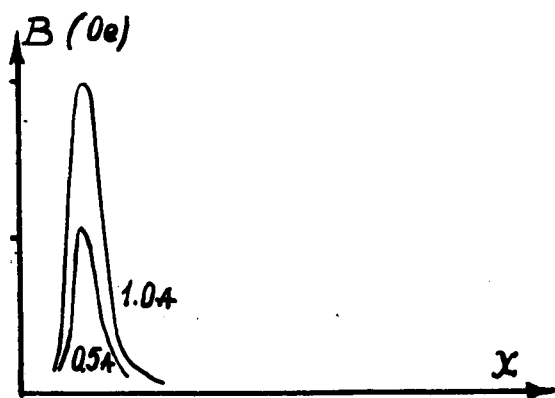
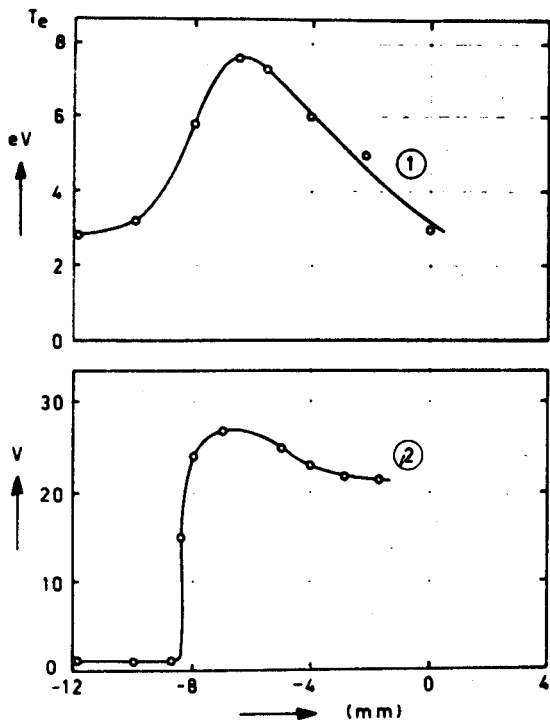


Рис. 9  
Распределение магнитного поля вдоль оси дуоплазмотрона (измерения произведены автором Д.Мончка).

Рис. 10

Распределение электронной температуры  $T_e$  и потенциала  $V$  на оси дуоплазматрона (28).



отверстием. Распределение магнитного поля на оси дуоплазматрона приведено на рисунке 8. Первоначально разряд возникает между раскаленным катодом  $K$  и промежуточным электродом  $M$ , в результате чего возрастает разность потенциалов между  $M$  и  $A$ , и разряд устремляется в узкое отверстие электрода  $M$ . Такое сжатие разряда приводит к резкому увеличению плотности электронного тока. Наличие сильного магнитного поля перед выходным отверстием приводит к еще большему сжатию плазмы. Сжатая плазма имеет большую электронную температуру  $T_e$ , в основном, из-за большого числа столкновений электронов. Наличие большой плотности электронов и большой их температуры, естественно, приводит к увеличению концентрации ионов, которая достигает величины порядка  $10^{14} \frac{\text{ион}}{\text{см}^3}$ . На рисунке 10 показано распределение электронной температуры и потенциала на оси дуоплазматрона, причём ноль на оси абсцисс соответствует положению выходного отверстия, а точка (-8) мм соответствует положению отверстия в про-

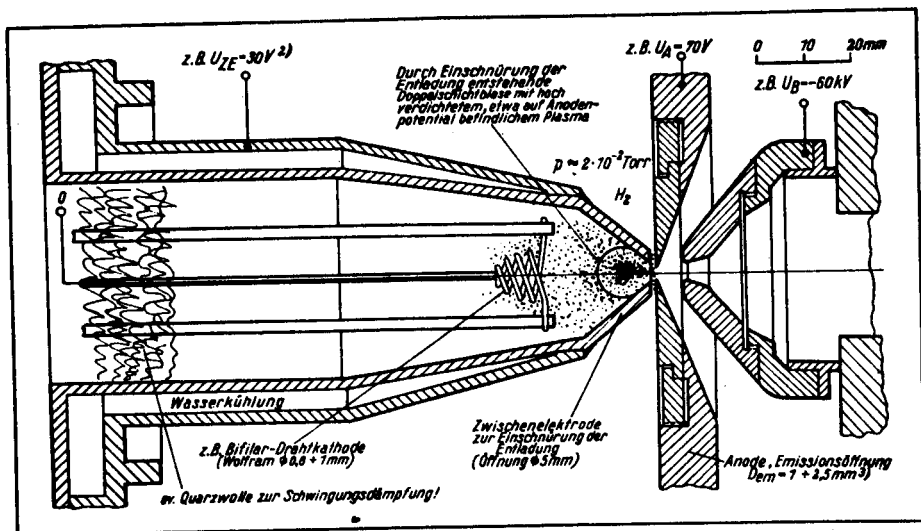


Рис. 11. Ионный источник плазмотрон /27/.

межэлектродном пространстве  $M$  /28/. Ионный источник типа дуоплазмотрона для масс-сепаратора был изготовлен в Орсе /28/. При испытании этого источника на аргоне получена очень хорошая эффективность – 44 % при ионном токе  $80 \mu A$  (и 8% при  $500 \mu A$ ).

Более прост в конструктивном отношении ионный источник плазмотрон, схематично изображенный на рисунке 11. В отличие от дуоплазмотрона, в нем использовано только геометрическое сжатие плазмы вблизи выходного отверстия. Плазмотрон имеет сравнительно большую эффективность и используется при электромагнитном разделении /3,5,30/.



Вопрос геометрического сжатия плазмы изучен Лапгмюром и другими авторами<sup>/31/</sup>. Лапгмюром было показано, что в месте сжатия плазмы образуется интенсивно светящийся шар, который характеризуется большой электронной температурой и большой плотностью положительных ионов. Со стороны катода этот шар окружен плазмой с меньшей концентрацией ионов. Наличие двух соседних областей с плазмой разной плотности требует существования между ними двойного слоя положительного и отрицательного пространственного заряда. Толщина этого слоя и падение потенциала на нем определяется соотношением ионного тока, направленного к катоду, и электронного навстречу ему, т.е. наблюдается такая же картина, как и у накаливаемого катода. Поэтому плазму перед шаром, так называемую катодную плазму, можно рассматривать как квази-катод.

Одним из условий стабильности разряда является постоянство потока электронов, ионизирующих газ вдоль оси камеры ионного источника. Это условие может быть выражено следующим образом:

$$n_e \cdot e \cdot k_e \cdot E \cdot S = \text{Const} , \quad (5)$$

где  $E$  - напряженность электрического поля,  
 $k_e$  - подвижность электронов,  
 $n_e$  - плотность потока первичных электронов,  
 $S$  - поперечное сечение разрядной камеры.

Отсюда видно, что изменение плотности потока электронов можно получить не только геометрическим сжатием, но и путем изменения подвижности электронов. Подвижность электронов  $k_e$ , как известно<sup>/32/</sup>, описывается выражением (6).

$$k_e = [m_e (\omega_i + \nu + \omega_{cykl,e})]^{-1} , \quad (6)$$

где  $\omega_{cykl,e} = \frac{eH}{cm_e}$  - частота движения электрона по спиральной линии в электрическом и магнитном поле,

$\nu$  - частота упругих столкновений электронов в плазме,

$\omega$  - радиочастота, действующая на электрон в плазме.

Как видно, изменение подвижности электронов может быть произведено путем изменения одного из трех факторов  $\nu$ ,  $\omega$  и  $\omega_{cykl,e}$ . Изменение  $\omega_{cykl,e}$  достигается изменением локального магнитного поля, что и используется в

дуоплазмотронах и магнитных ловушках. Изменение  $\nu$  связано с изменением давления в ионном источнике, и в настоящее время не известны такие источники, в которых для установления режима работы использовалось бы это явление, так же, как и изменение  $\omega$ .

## II. ИЗВЛЕЧЕНИЕ ИОНОВ ИЗ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

С точки зрения электромагнитного разделения изотопов не менее важной, по сравнению с получением ионов, является проблема извлечения ионов из источника и формирование пучков требуемой конфигурации. Извлечение ионов из ионного источника производится с помощью вытягивающего электрода, расположенного вблизи выходного отверстия и имеющего отрицательный потенциал относительно источника. Действие этого электрода подобно действию зонда, введенного внутрь плазмы /8/. Поведение плазменной границы существенно зависит от потенциала, поданного на зонд, что иллюстрируется рисунком 12.

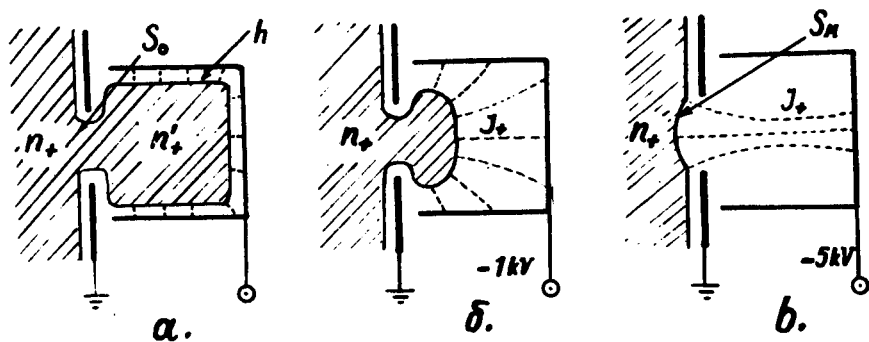


Рис. 12. Положение границы плазмы в зависимости от отрицательного потенциала на зонде

- а - зонд изолирован
- б - потенциал зонда (- 1 кв)
- в - потенциал зонда (- 5 кв)

На рис. 12 а представлен случай, когда зонд электрически изолирован. Тогда плазма путем диффузии проникает через выходное отверстие разрядной камеры и занимает внутренний объем зонда. Вследствие разности в подвижностях электронов и положительных ионов, зонд заряжается отрицательно по сравнению с плазмой. Величину этого отрицательного потенциала  $U$  можно определить из равенства плотностей ионного и электронного токов.

$$\frac{en_+}{4} \sqrt{\frac{kT_e}{m_+}} = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \quad \dots \quad - \frac{eU}{kT_e}$$

откуда

$$U = \frac{kT_e}{e} \ln \sqrt{\frac{8m_+}{\pi m_e}} \quad (7)$$

Под влиянием этого потенциала граница плазмы отодвигается от стенок зонда на расстояние  $h$  порядка дебаевской длины экранирования.

$$h = \left( \frac{kT_e}{4\pi n_+ e^2} \right)^{1/2} \quad (8)$$

В обычных условиях ионного источника  $h$  составляет небольшую долю миллиметра.

В случае подачи на зонд небольшого отрицательного потенциала электроны плазмы уже не в состоянии будут преодолеть потенциал стенок. В цели зонда будет зарегистрирован ток только положительных ионов. При этом граница плазмы сильно отодвинется от стенок и примет форму, называемую выпуклым мениском. Этот случай изображен на рис. 12 б. Если отрицательный потенциал зонда будет достаточно большим, то граница плазмы переместится внутрь ионного источника и примет форму вогнутого мениска (рис. 12 в).

Поскольку имеется три основные формы мениска плазмы, обычно рассматривается и три случая формирования пучка: от выпуклого, плоского и вогнутого мениска. Все эти случаи изображены на рисунке 13 а, б и в. Случай плоского мениска может рассматриваться как идеальный. Практически очень трудно удержать плазму с такой плоской границей, так как незначительные изменения какого-либо параметра разряда приводят к изменению положения границы плазмы. По-

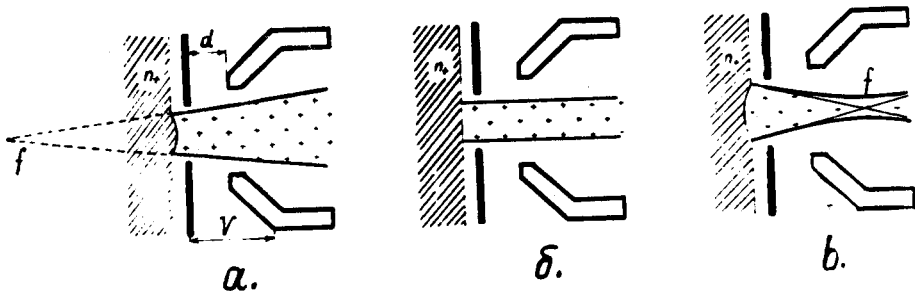


Рис. 13. Три случая формирования ионного пучка

а - выпуклый мениск

б - плоский мениск

в - вогнутый мениск

этому для масс-сепараторов формирование пучка производится от выпуклого и вогнутого мениска.

Через границу плазмы положительные ионы проходят путем диффузии, и ток ионов определяется следующим образом:

$$I_+ = j_+ S_M \quad (9)$$

где  $S_M$  - поверхность мениска плазмы, а

$j_+$  - плотность тока ионов, причём

$$j_+ = e n_+ v_+ = \frac{e n_+}{4} \sqrt{\frac{k T_e}{m_+}} \quad (10)$$

В формуле (10) скорость ионов  $v_+$  определяется не ионной, а электронной температурой, потому что на границе плазмы всегда есть слабое электрическое поле, ускоряющие ионы в направлении мениска<sup>/9/</sup>. Из формулы (9) видно, что ток ионов прямо пропорционален поверхности мениска  $S_M$ . Значит, чем больше поверхность мениска, тем больший ток ионов можно получить в пучке. Это указывает на то, что выгоднее использовать выпуклый или вогнутый мениск по сравнению с плоским при одинаковом выходном отверстии разрядной камеры. Форма мениска задается параметрами вытягивающей системы. Влияние этих параметров на ток ионов было изучено К.О.Нильсеном<sup>/20/</sup>. Полученные им ре-

зультаты представлены в виде кривых рисунка 14 а и б. Теоретический анализ этих кривых показывает, что величина ионного тока  $I_+$  с потенциалом  $V$ , ускоряющим ионы, и геометрическими параметрами вытягивающей системы связаны законом "трех вторых", который в данном случае может быть записан следующим образом:

$$I_+ = C(S_M \theta) \frac{S_0 V^{3/2}}{d^2 \sqrt{m_+}}, \quad (11)$$

где  $C$  - постоянная зависящая от  $S_M$  и  $\theta$ ,

$S_M$  - поверхность мениска,

$\theta$  - угол выхода,

$S_0$  - поверхность выходного отверстия разрядной камеры,

$V$  - ускоряющий потенциал,

$d$  - расстояние между выходным отверстием и вытягивающим электродом.

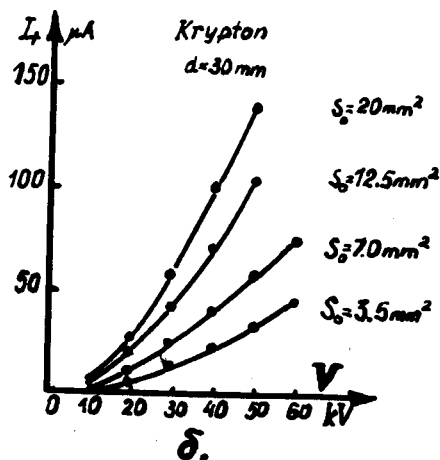
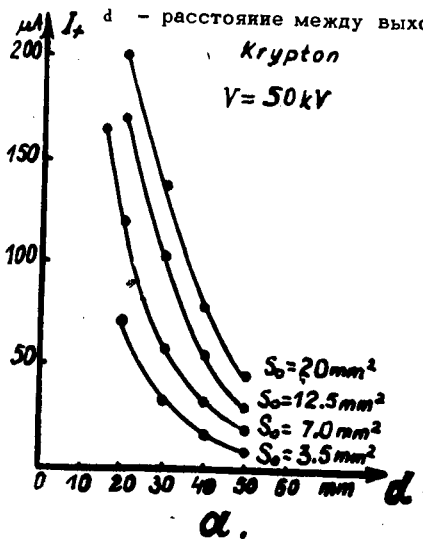


Рис. 14. Зависимость тока ионов  $I_+$  от ускоряющего напряжения  $V$  (кривые б) и от расстояния  $d$  между отверстием ионного источника и вытягивающим электродом (кривые а).  $S_0$  - площадь выходного отверстия ионного источника /20/.

Такая же зависимость была получена Кистемакером и другими авторами /23,33,34/

Полученные результаты подтверждают, что вытягиваемый из ионного источника

ток ионов ограничен пространственным зарядом подобно тому, как и ток электронов в двухэлектронной лампе. Однако в отличие от диода, поверхность, эмитирующая ионы (мениск плазмы), не является фиксированной. Ее форма и положение относительно выходного отверстия изменяются в зависимости от параметров плазмы и вытягивающей системы. Для каждого данного случая положение мениска будет определяться равенством плотности тока, ограниченного пространственным зарядом, и тока ионов, диффундирующих через единицу поверхности мениска. При этом перед вытягивающим электродом возникает область падения потенциала, в которой электрическое поле уменьшается от максимальной величины у вытягивающего электрода до нуля у границы плазмы. Условие стабильности мениска можно записать следующим образом:

$$\frac{en_+}{4} \sqrt{\frac{kT_0}{m_+}} S_M = C(S_M \theta) \frac{S_0 V^{3/2}}{d^2 \sqrt{m_+}} \quad (12)$$

Отсюда видно, что форма и величина поверхности мениска  $S_M$  зависит, как уже упоминалось раньше, от параметров вытягивающей системы ( $d, V, C$ ) и параметров плазмы ( $n_+; T_e$ ).

В связи с тем, что поверхность плазмы является излучателем ионов, форма мениска имеет определяющее значение для формирования пучка требуемой конфигурации. Формирование мениска плазмы, а затем пучка ионов производится с помощью ионно-оптической системы той или иной конструкции. При конструировании ионно-оптической системы обычно пользуются методами фокусировки электронных пучков, разработанными и описанными Пирсом<sup>/35/</sup>. Но при этом надо учитывать, что при фокусировке ионного пучка мениск плазмы является одним из электродов фокусирующей системы. Это, однако, является отрицательной стороной ионно-оптической системы, т.к. делает ее зависимой от параметров плазмы. Особенно плохо в том случае, когда в источнике ионов часто меняется плотность ионов  $n_+$  или в случае щелевых источников ионов, где трудно получить равномерное распределение плотности ионов вдоль щели. Чтобы обойти эту трудность и всё же зафиксировать положение мениска, Рейфеншвеллер<sup>/36/</sup> предложил закрывать выходное отверстие ионного источника металлической сеткой требуемой формы. Это позволяет получить условия, аналогичные тем, которые имеют место при фиксированной эмитирующей поверхности. Но этот метод не нашел широкого практического применения, потому что сетки очень быстро выходят из строя.

Формирование пучка от вогнутого мениска используется в сепараторах скандинавского типа, имеющих источники ионов с круглым отверстием и дающие сравнительно небольшие ионные токи. Чтобы получить вогнутый мениск, надо иметь сравнительно большую (70 кв) разность потенциалов между ионным источником и вытягивающим электродом. Если напряжение будет недостаточным, то, особенно при работе с большими плотностями ионов, мениск может стать выпуклым, и большая часть ионов будет теряться на вытягивающем электроде. Но делать напряжение слишком большим опасно, так как в случае вогнутого мениска электрическое поле проникает в область разряда, что может приводить к нестабильности последнего. С другой стороны, производить отбор ионов с границы плазмы, расположенной внутри ионного источника, выгодно, потому что там плазма имеет наибольшую плотность, что позволяет получать достаточно интенсивный пучок ионов. Однако стремиться к очень интенсивным пучкам от вогнутого мениска не стоит, так как в этом случае пространственный заряд отрицательно сказывается на фокусировке ионного пучка. Дело в том, что расталкивание ионного пучка пространственным зарядом, особенно в области между мениском и вытягивающим электродом, где пространственный заряд не может быть скомпенсирован, не позволяет получить точечное изображение источника. Изображение вогнутого мениска является действительным, но не точечным, как это хорошо видно на рисунке 13 в. Причем расталкивание пучка тем больше, чем больше ток ионов, как видно из следующего выражения.

$$\frac{dr}{dz} = \sqrt{\frac{I_+}{v^3/2} \cdot \frac{10^6}{0,77} \log \frac{r}{r_0} m^{\frac{1}{2}}}, \quad (13)$$

где  $r$  и  $r_0$  - радиусы сечения пучка ионов на расстоянии  $dz$ . Невозможность получить точечное изображение источника приводит к возникновению дополнительной aberrации, которая не позволяет получать узкие линии масс на коллекторе. В последнее время появилась работа, в которой указывается на возможность частично скомпенсировать эту aberrацию с помощью дополнительных электростатических и магнитных линз /52,42/.

Способ формирования пучка от выпуклого мениска (Рис. 13 а) используется в сепараторах лабораторного типа в основном со щелевыми источниками ионов. В этом случае пучок ионов расходится непосредственно после выхода из щели и изображение источника излучения является точечным и мнимым. Точечное изображение источника позволяет получать относительно узкие линии масс на коллекторе. Как показал своими исследованиями Шаве /37,38,40/, расходящийся пучок дает лучшее разрешение, чем сходящийся. При формировании ионного пучка от выпуклого мениска на вытягивающий электрод подается обычно значительно меньшее напряжение ( $\sim 10$  кВ), что снижает вероятность пробоев. Кроме того, для расходящегося пучка данной интенсивности используется большее межэлектродное расстояние, что тоже снижает вероятность пробоев и позволяет получать расходящиеся пучки со значительно большей интенсивностью, чем сходящиеся при одинаковом межэлектродном расстоянии. Естественно, что максимальная расходимость должна определяться размерами входного окна анализатора, иначе ионный пучок будет теряться на стенках вакуумной камеры.

На преимущества расходящегося пучка с точки зрения компенсации объемного заряда указывает Райко /38/.

### III. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Для того, чтобы охарактеризовать работу ионного источника, существует понятие эффективности ионного источника в отличие от эффективности разделения на масс-сепараторе. Эффективность ионного источника определяется обычно отношением количества полученных ионов к полному числу нейтральных атомов газа или пара в источнике. Если считать, что ионный источник является герметичным, так что ионы и газ могут вытекать из него только через выходное отверстие, то эффективность источника может быть выражена следующим образом:

$$\eta' = \frac{I_+}{I_+ + I_g} \quad (14)$$



где  $I_g$  - поток нейтральных атомов газа через выходное отверстие ионного источника.

В обычных источниках ионов поток газа через выходное отверстие значительно больше потока ионов, диффундирующих через мениск, поэтому в формуле (14) членом  $I_+$  в знаменателе можно пренебречь, и эффективность будет определяться как

$$\eta = \frac{I_+}{I_g} \quad (15)$$

Наиболее часто пользуются именно этим выражением эффективности ионного источника. И только в тех случаях, когда  $I_+$  одного порядка с  $I_g$ , надо использовать формулу (14). Между собой  $\eta'$  и  $\eta$  связаны отношением (16)

$$\eta' = \frac{\eta}{\eta + 1} \quad (16)$$

Поток нейтральных атомов через выходное отверстие площадью  $S_0$  можно выразить как

$$I_g = \frac{1}{4} n_g v_g S_0 = n_g S_0 \sqrt{\frac{k T_g}{2 \pi m_+}} \quad (17)$$

где  $T_g$  - температура нейтральных атомов.

Коэффициент 1/4 в этом выражении указывает, что только 1/4 часть всех нейтральных атомов имеет тепловую скорость, направленную перпендикулярно выходному отверстию.

Используя выражение (9), (10) и (17) и учитывая, что мениск может быть расположен на расстоянии  $x$  от колонны электронов в разрядной камере, можно для эффективности получить следующее выражение

$$\eta = \frac{n_+}{n_g} \sqrt{0,4 \frac{T_e}{T_g}} \cdot \frac{S_M}{S_0} e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (18)$$

Из этого выражения видно, что эффективность источника ионов зависит не только от параметров плазмы ( $n_+$ ,  $T_e$ ), но и от параметров вытягивающей системы ( $V$ ,  $d$  и  $C$ ), которые, согласно выражению (12), определяют величину  $S_M$ . Таким образом, эффективность можно увеличить путем изменения как тех, так и других параметров. Как следует из выражений (14) и (18), одним из способов увеличить эффективность является увеличение степени ионизации газа  $N$ .

$$N = \frac{n_+}{n_+ + n_e} \quad (19)$$

Большую степень ионизации можно получить только тогда, когда длина свободного пробега  $\lambda$  сравнима с геометрическими размерами разрядной камеры  $l$ , т.е.  $\lambda$  должна удовлетворять следующему неравенству

$$\lambda = \frac{1}{n_e \sigma} \leq l, \quad (20)$$

где  $n_e$  - плотность электронов в плазме,  
 $\sigma$  - сечение ионизации электронами.

Общезвестно, что средняя величина  $\sigma$  имеет порядок  $10^{-15} \text{ см}^2$ , тогда согласно (20)  $n_e l \geq 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , а так как  $l$  не может быть больше нескольких сантиметров, то плотность плазмы  $n_{\text{пл.}} = n_e = n_+$  должна быть порядка  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует полностью ионизованному газу при давлении  $3 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт.ст.}$  Получить такой полностью ионизованный газ практически невозможно. В ионных источниках, используемых при электромагнитном разделении изотопов, обычно получается плотность плазмы порядка  $10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Причём это получается лишь при использовании внешнего магнитного поля. В магнитном поле, как известно, электрон будет двигаться уже не прямолинейно, тогда при том же самом значении  $\lambda$  все же можно удовлетворить неравенству (20), если в него вместо  $\lambda$  подставить значение  $\lambda_H$ , обозначающее расстояние по прямой до места столкновения электрона с нейтральным атомом при наличии магнитного поля  $H$ .

$$\lambda_H = \lambda \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda}{r}\right)^2}, \quad (21)$$

где  $r$  - радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле.

Другим способом повышения эффективности ионных источников является увеличение скорости ионов  $v_+$  на границе плазмы, что связано, согласно выражению (10), с повышением электронной температуры  $T_e$ . Повышение  $T_e$  в ионных источниках достигается осцилляцией электронов, сжатием плазмы и т.д., о чём упоминалось раньше.

Влияние параметров вытягивающей системы на эффективность ионного источника изучалось К.О.Нильсеном<sup>/20/</sup> и И.Шаве<sup>/40/</sup>. На основании данных, полученных ими, можно видеть, что эффективность значительно увеличивается с уменьшением расстояния от источника до вытягивающего электрода. Это отчетливо видно на рисунке 15, где приведен график, построенный по данным, взятым из работы К.О.Нильсена. Однако уменьшение  $d$  нельзя сделать меньше некоторой критической величины  $d_{min}$ , при которой возникают электрические

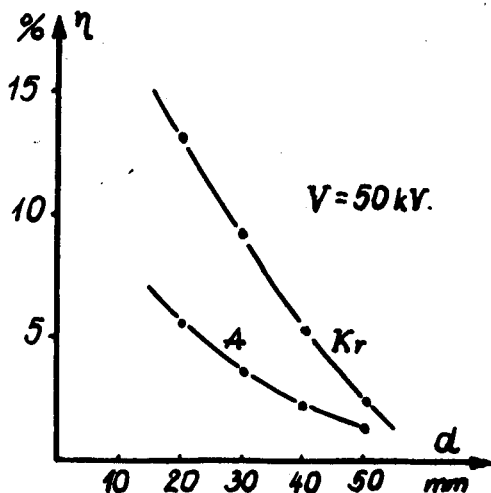


Рис. 15  
Зависимость эффективности  $\eta$  ионного источника от расстояния  $d$  между источником и вытягивающим электродом<sup>/20/</sup>.

пробой. Значение величины  $d_{\min}$  может быть оценено согласно следующему выражению, заимствованному из работы /41/

$$d_{\min} = \frac{V}{B \cdot 10^6}, \quad (22)$$

где  $B$  - постоянная, зависящая от формы и материала электрода,  
 $V$  - ускоряющий потенциал.

При практическом использовании этого выражения надо учитывать, что оно выведено при условии, когда наличием газа, выходящего из эмиссионной щели, пренебрегают.

Интересно рассмотреть проблему эффективности с другой точки зрения. Как уже говорилось выше, для того, чтобы получить определяемую магнитным анализатором расходимость пучка ионов, надо формировать соответствующий мениск плазмы. А для этого необходимо строго определить параметры вытягивающей системы и сделать постоянным значение  $v_+$ . Тогда, согласно формуле (18), эффективность будет зависеть от концентрации нейтральных атомов  $n_g$  в разрядной камере. Шаве /37/ показал, что эффективность ионного источника уменьшается с увеличением расхода газа  $D_0$ , то есть с увеличением общего давления газа в разрядной камере (рис. 18).

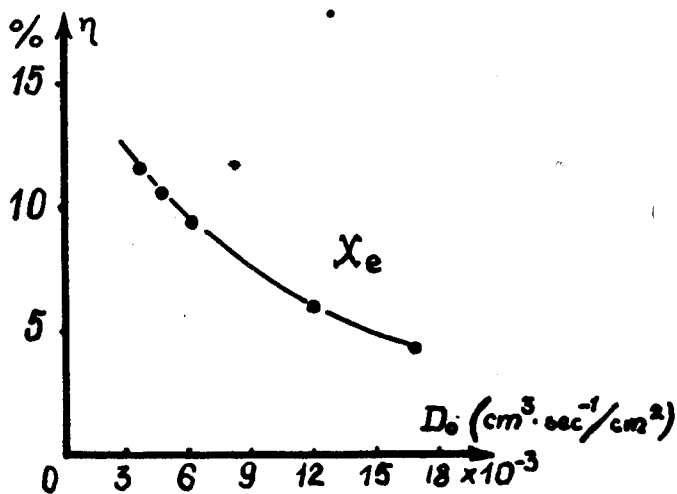


Рис. 18. Зависимость эффективности  $\eta$  ионного источника от расхода газа  $D_0$ . /37/

Однако, как уже говорилось, чтобы получить стабильные условия разряда, давление в разрядной камере не должно быть меньше некоторого определенного давления  $P_{\min}$ , соответствующего наименьшей концентрации нейтрального газа  $n_{g \min}$  (4). Это означает, что максимальная эффективность  $\eta_{\max}$  получится при давлении, несколько превышающем  $P_{\min}$ . Используя формулы (4) и (18), можно получить формулу для  $\eta_{\max}$ .

$$\eta_{\max} = n + \frac{P}{S_w + S_k} \sqrt{\frac{0,4 m + T_0}{m T_g}} \kappa \sigma \gamma \frac{S_M}{S_0} e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (23)$$

Эта формула хорошо подтверждается экспериментально. Из нее видно, что  $\eta_{\max}$  зависит от очень большого числа различных параметров. Влияние одного из этих параметров - сечения  $\sigma$  - на эффективность источника - хорошо видно на рисунке 17. Здесь приведены кривые из работы Нильсена /20/, выражающие зависимость эффективности от анодного напряжения разрядной камеры. Как видно, значение  $\eta_{\max}$  максимально только при определенной энергии электронов. Влияние

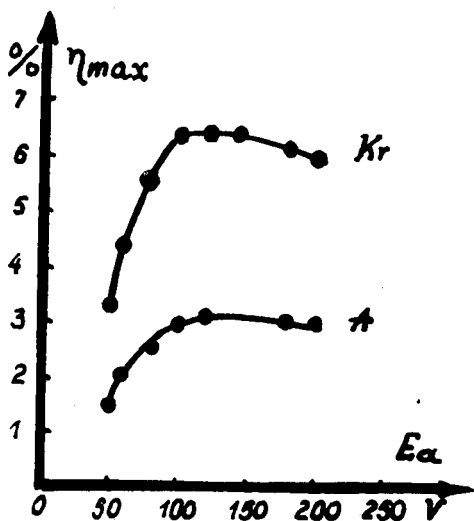


Рис. 17.  
Зависимость максимальной эффективности  $\eta_{\max}$  от анодного напряжения разряда  $E_a$  /20/.

других параметров на эффективность тоже изучалось экспериментально и находится в хорошем согласии с вышеприведенной формулой.

В настоящее время значительно усовершенствованы конструкции ионных источников и изучены физические процессы, происходящие в разрядной камере и при извлечении ионов из источника. Знание физических процессов позволяет подобрать наилучший режим работы ионного источника, а значит, получать наибольшую эффективность при значительных токах ионов. Некоторые средние величины эффективности и диапазоны рабочих давлений ионных источников, используемых при электромагнитном разделении изотопов, приведены в таблице II.

Таблица II

Тип ионного источника	Диапазон давлений в мм рт.ст.	Эффективность %
Дуговой	$10^{-3} - 10^{-2}$	2 - 70
С осциллирующей электродами	$10^{-5} - 10^{-2}$	10 - 50
Дуоплазмотрон	$10^{-2}$	до 100

При выборе ионного источника надо учитывать, что значения эффективности для одного и того же источника различны для легколетучих и труднолетучих элементов. Наибольшая эффективность всегда получается при разделении газов.

#### IV. КОЛЕБАНИЕ ПЛАЗМЫ В ИОННЫХ ИСТОЧНИКАХ

С точки зрения чистоты разделения изотопов, необходимо иметь стабильный пучок ионов. Как известно, объемный заряд достаточно интенсивных и стабильных ионных пучков автоматически компенсируется электронами, образовавшимися в результате ионизации остаточного газа. Однако практически плотность ионного тока в пучке под влиянием различных причин всегда пульсирует, что приводит к частичной декомпенсации объемного заряда, а следовательно, к дефокусировке линий на коллекторе.

Явления, приводящие к нарушению компенсации заряда пучка, носят в литературе название "hash" (портить). Основная часть этих явлений связана с процессами, происходящими в ионном источнике. Примером могут служить электрические колебания и шумы в плазме, передаваемые пучку ионов, в результате чего создаются дополнительные электрические поля в пучке, отклоняющие ионы от их нормальных траекторий. Очевидно, чтобы избежать подобных явлений, надо создавать в ионном источнике плазму, как можно более стабильную. Однако получение стабильной плазмы весьма затруднительно. В большинстве ионных источников встречаются флуктуации плазмы, характер которых очень сложен. Некоторая часть флуктуаций может быть вызвана внешними факторами, такими как нестабильность напряжения накала катода, анодного напряжения и магнитного поля источника. Влияние этих параметров на разряд легко ликвидировать путем хорошей стабилизации питания ионного источника. Кроме этих флуктуаций в плазме ионного источника наблюдаются колебания с частотой в интервале  $10^{-3}$ - $10^4$  МГц. /28/ Эти колебания связаны с внутренними свойствами плазмы и устранить их достаточно трудно. Влияние же их на процессы, происходящие в плазме, значительно. Они изменяют такие важные параметры, как коэффициент диффузии электронов поперек магнитного поля, путь релаксации электрона и т.д. /43/ Они проявляются в изменении анодного тока и тока ионов, вытягиваемых из источника.

Одной из причин, ведущих к возникновению явления "hash", может быть слишком низкое рабочее давление газа в разрядной камере. Если давление в источнике  $P$  меньше  $P_{min}$ , определяемого уравнением (4), то разряд становится нестабильным, что в конце концов приводит к появлению шумов и релаксационных колебаний. Возникновение этих колебаний может быть интерпретировано, как переход плазмы из одного состояния в другое, отличающееся друг от друга плотностью плазмы, распределением энергии первичных и вторичных электронов и т.д. /8/ Наиболее сильно явлению "hash" подвержены ионные источники, в которых пучок электронов ускоряется в двойном слое у катода, а затем проходит через плазму к аноду. Согласно Лангмюру /44/, возникающие в таких условиях электронные колебания плазмы имеют частоту

$$\nu_e = \sqrt{\frac{n_e e^3}{m_e}} \quad (24)$$

Кроме того, теорией Лангмюра предусматривается возможность осцилляций в плазме, вызванных смещением положительных ионов. Частота этих колебаний может быть выражена аналогично:

$$\nu_+ = \sqrt{\frac{n_+ e^2}{\pi m_+}} \quad (25)$$

Колебания ионов имеют малую амплитуду и их трудно выделить в чистом виде, но они всегда имеют место в разряде. В случае разряда в магнитном поле картина колебаний усложняется. Возникает еще ряд других колебаний с определенной частотой и наложенные на них шумы. При этом важную роль играют взаимодействия отдельных видов колебаний. Разнообразие этих колебательных процессов усложняет борьбу с ними. Вопросом взаимодействия электронного пучка с плазмой занимались кроме Лангмюра и другие авторы<sup>/46,47/</sup>. Они обнаружили, что как в плазме, так и в пучке электронов, проходящем через плазму, возбуждаются продольные электромагнитные волны с нарастающей амплитудой. При этом нарастание амплитуды пропорционально следующему выражению

$$\sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{v}\right)^2} \quad (26)$$

где  $v_0$  — тепловая скорость электронов в плазме,

$v$  — скорость движения пучка,

которое справедливо только для немодулированного пучка электронов<sup>/48/</sup>. Из этого выражения следует, что когда  $v = v_0$ , никаких возбуждений в плазме не наблюдается. Другими словами, хорошее распределение частиц в пучке и в плазме по энергиям оказывает стабилизирующее действие на плазму и пучок ионов. Интересным с этой точки зрения является ионный источник, описанный Фриманом<sup>/21/</sup>, где благодаря хорошей конфигурации магнитного и электрического полей нет строго выделенного пучка электронов. Полученная в таких условиях плазма очень стабильна, что значительно улучшает разрешающую способность прибора.



### З а к л ю ч е н и е

Итак, можно сказать, что каждый из описанных ионных источников имеет недостатки и свои преимущества. Поэтому при практическом использовании ионного источника выбор зависит от поставленной физической задачи и от свойств разделяемого вещества. Идеальным был бы ионный источник, который одновременно мог бы удовлетворить следующим основным требованиям:

- 1 - высокая плотность вытягиваемых ионных токов;
- 2 - хорошая стабильность ионного пучка;
- 3 - моноэнергетичность ионов в вытягиваемом пучке;
- 4 - большая эффективность для всех элементов;
- 5 - отсутствие молекулярных ионов в вытягиваемом пучке;
- 6 - малое время приготовления ионного источника для работы, что особенно важно в случае разделения короткоживущих изотопов;
- 7 - небольшая потребляемая мощность.

Но до настоящего времени еще не построен такой идеальный источник ионов, поэтому в каждом отдельном случае используется тот или иной тип источника, наиболее удовлетворяющий поставленной задаче. Так, например, источник дуоплазмотронного типа характеризуется большими токами ионов, но употребляется пока только для получения ионов газов. Для получения ионов твердых веществ применение его ограничено тем, что в нем нельзя получить достаточно высоких температур, потому что промежуточный электрод должен быть выполнен из магнитного материала, который нельзя нагреть выше точки Кюри (для железа  $T_c = 770^\circ\text{C}$ ). Для получения ионов твердых веществ лучшие результаты могут быть получены при использовании дуговых ионных источников и с осциллирующей электронов. Но этот последний оказался неудовлетворительным с точки зрения стабильности разряда. Исследования показали, что осциллирующий пучок электронов увеличивает нестабильность плазмы в источнике, что плохо отражается на пучке ионов, а следовательно, на разрешающей силе всего прибора.

По-видимому, дальнейшее изучение физических процессов, происходящих в разрядной камере, позволит создать ионные источники более совершенные, чем описанные в настоящей работе.

## Л и т е р а т у р а

1. M.L.Smith, Electromagnetically enriched isotopes and mass spectrometry (Butterworths, London 1956).
2. J. Kistemaker, J. Bigeleisen and A.O.C. Nier, Proc. Intern. Symposium on isotope separation (North.Holland Publ.Co. Amsterdam 1958).
3. M.J. Higatsberger and F.P. Viehböck, Electromagnetic Separation of radioactive isotopes (Springer Verlag, Vienna 1961).
4. J. Koch and K.O. Nielsen, Proc. Intern. Conference on isotope separators and their applications (Nucl. Intern. and Meth., Volume, 38, 1965).
5. J. Koch, R.H.V.M. Dawton, M.L. Smith and W. Valchner, Electromagnetic isotope separators and applications of electromagnetically enriched isotopes (North-Holland Publ.Co. Amsterdam 1958).
6. А.Эйгель, Ионизованные газы, Физматгиз, Москва 1959.
7. I. Langmuir, Phys. Rev., 1929, 33, 954.
8. I. Langmuir, Phys. Rev., 1929, 34, 876.
9. D. Bohm, E.H.S. Burhop et al., The Characteristics of electrical discharges in magnetic fields (Editors: A. Guthrie and R.K. Wakerling, New York 1949).
10. M.A. Tuve, O. Dahl, L.R. Hafstad, Phys. Rev., 1935, 48, 241.
11. E.S. Lamar, W.W. Buechner, Journ. Appl. Phys., 1947, 18, 22.
12. S.K. Allison, Rev. Sci. Inst., 1948, 19, 291.
13. J. Koch and B. Bendt-Nielsen, Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1944, 8, 22.
14. I. Bergström, S. Thulin, N. Svartholm and K. Siegbahn, Arkiv Fysik, 1949, 1, 281.
15. W. Zuk, D. Maczka and J. Pomorski, Nucl. Instr. and Meth., 1965, 37, 249.
16. R. Bernas, L. Kaluszyner and J. Druaux, J. Phys. Radium, 1954, 15, 273.
17. C.E. Norman, L.O. Love, W.A. Bell and W.K. Prater, Proc. Harwell Isotope Conf. Ch. I (1955).
18. J.L. Sarrouy, J. Camplan, J. S. Dionisio, J. Fournet-Fayas, G. Levy and J. Obert, Nucl. Instr. and Meth., 1965, 38, 249.
19. В. Жук, Э. Крупа, Д. Мокчка, Ю. Поморски, Материалы девятого совещания по ядерной спектроскопии нейтроно-дефицитных изотопов и теории деформированных ядер, Дубна, 1966.

20. O.Almēn and K.O.Nielsen, Nucl. Instr., 1957, 1, 302.
21. J.H.Freeman, Nucl. Instr. and Meth., 1963, 22, 306.
22. A.T.Finkelstein, Rev.Sci.Instr., 1940, 11, 94.
23. J.Kistemaker, and H.L.Douwes Dekker, Physica, 1950, 16, 198, 209.
24. K.O.Nielsen, Nucl. Instr., 1957, 1, 289.
25. G.Andersson, Ark.Fys., 1957, 12, 331.
26. J.Uhler and T.Alvāger, Arc.Fys. 1958, 14, 473.
27. M.Ardenne, Tabellen zur Angewandten Physik, DVW Berlin, 1964.
28. J.Kistemaker, P.K.Roll and J.Politiek, Nucl. Instr. and Meth., 1965, 38, 1.
29. J.L.Sarro and R.Klapish, Electromagnetic separation of radioactive isotopes (Springer, Verlag, Vienna 1961), 184.
30. L.Severac, Nucl. Instr. and Meth., 1965, 38, 12.
31. L.Langmuir and H.Mott-Smith, Gen.Electr.Rev., 1924, 27, 449, 810.
32. S.C.Brown, Basic data of plasma physics (Wiley, New York, 1959).
33. W.L.Rautenbach, Nucl.Instr. and Meth., 1961, 12, 169.
34. F.Bisi and B.De Michelis, Nuovo Cim., 1959, 9, 861.
35. J.R.Pierce, Theory and Designs of Electron Beams, New York, 1954.
36. O.Reifenschweiler and K.R.Fröhner, Nucl.Instr. and Meth., 1964, 30, 298.
37. I.Chavet-Choueka, Thésis, Paris, 1965.
38. I.Chavet, R.Bernas, Nucl. Instr. and Meth., 1967, 47, 77.
39. В.И.Райко, Преприят ИАЭ, Москва, 1965, 974.
40. I.Chavet, R.Bernas, Nucl.Instr. and Meth., 1967, 51, 77.
41. M.Rabinovitz and E.E.Donaldson, J.Appl.Phys., 1965, 36, 1314.
42. G.Rudstam, Nucl. Instr. and Meth., 1965, 38, 282.
43. L.Langmuir, Phys. Rev., 1925, 26, 585.
44. L.Langmuir and L.Tonks, Phys. Rev. 1929, 33, 195.
45. E.Gerber, Ann. d. Phys., 1934, 20, 529.
46. D.Bohm, E.Gross, Phys. Rev., 1949, 75, 1851, 1864.
47. А.И.Ахлезер, Я.Б.Файнберг, ЖЭТФ, 1951, 21, 1262.
48. И.Ф.Харченко, Я.Б.Файнберг и др., ЖЭТФ, 1960, 38, 685.
49. G.Sidenius, Nucl.Instr. and Meth., 1965, 38, 19.
50. М.Д.Габович, Плазменные источники ионов, Изд-во Наукова Думка, Киев, 1964.

51. М.Д.Габович, П.Т.Э., 1967, 3, 5.

52. S.Sundell, CERN NP Internal Report, 64-13 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

28 сентября 1967 года.