19

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ
Институт теоретической и экспериментальной физики

FERMILAB
SEP 4 1997
LIBRARY

27-97

ITEP-27-97

В.А.Баталин

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО И МАГНИТНОГО ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРА ИОНОВ УРАНА НА ВЫХОДЕ ИНЖЕКТОРА УСКОРИТЕЛЯ ТИПр-1 С ИСТОЧНИКОМ ИОНОВ ТИПА E-MEVVA.

Fermilab Library
0 1160 0057986 4

Москва 1997

УДК 621.387.324 М - 16

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО И МАГНИТНОГО ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРА ИОНОВ УРАНА НА ВЫХОДЕ ИНЖЕКТОРА УСКОРИТЕЛЯ ТИПр-1 С ИСТОЧНИКОМ ИОНОВ ТИПА E-MEVVA.

В.А. Баталин - М., 1997 - 20 с.

E-MEVVA - вакуумнодуговой источник ионов с внешним электронным пучком и каналом дрейфа [1]. Работа с урановым катодом проводилась с 1993 по 1995 г. Изучение состава ионов по удельному заряду выполнялось в этих работах на инжекторе тяжелоионного ускорителя с ПОКФ ТИПр-1 [1] методом времени пролета [2,3,4] и с помощью магнитного анализатора [5]. Измерения эти показали, что при работе источника с выключенным электронным пучком спектр ионов на выходе инжектора не сильно отличается от спектра ионов генерируемого обычным источником MEVVA. При включении электронного пучка в спектре ионов по удельному заряду происходят существенные изменения. На основании сравнения результатов полученных методом времени пролета с результатами магнитного анализа показано, что наиболее вероятным спектром ионов по удельному заряду, возникшим под воздействием электронного пучка, являются последовательность пиков в двух интервалах значений удельных масс (обратныйх удельных зарядов): (5,...8); (20,...34), что соответствует двух (и более) - зарядным ионам углерода, азота и кислорода, (интервал 5,...8) и ионам урана с зарядом от 12+ до 7+, (интервал 20,...34).

THE COMPARATIVE ANALYSIS OF TIME-OF-FLIGHT AND MAGNETIC MEASUREMENTS OF AN URANIUM IONS SPECTRUM AT THE INJECTOR OUTPUT OF THE ACCELERATOR TIPr-1 WITH THE E-MEVVA ION SOURCE .

V.A. Batalin

A E-MEVVA - the vacuum arc source of high charged ions with an external electron beam and channel of drift - the first time was tested in 1991 by work with the copper cathode [1]. The work with the uranium cathode was carried out from 1993 to 1995 . The study of the spectrum of ions on specific masses was carried out in these works at the heavy ion RFQ linac TIPr-1 injector [1] by the time-of-flight method (TOF) [2,3,4] and by a magnetic analyzer [5]. The measurements have shown, that the work of the source with a switched off electron beam gives the spectrum of ions at the injector output not strongly differs from a spectrum of ions generated by a usual source MEVVA. When an electron beam switch on, in the spectrum of ions on specific masses take place the essential changes. The comparative analysis of the time-of-flight and the magnetic measurements of the uranium ions spectrum have shown that the more probable ions spectrum , as a result of e-beam action, consist on the series of peaks in two intervals of specific masses value (5,..8) and (20,...34) . These ones correspond to the twice and more charged ions of carbon, nitrogen and oxygen, (interval 5,...8) and of uranium ions with the charges 12+ ,.. 7+, (interval 20,...34).

Рис. - 10 , список лит. - 7 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 1997

Введение

E-MEVVA - вакуумнодуговой источник высокозарядных ионов с внешним электронным пучком и каналом дрейфа - был впервые испытан в 1991 году при его работе с медным катодом [1]. Работа с урановым катодом проводилась с 1993 по 1995 гг. [2,3,4]. Изучение состава ионов по удельному заряду выполнялось в этих работах методом времени пролета (ВП) на инжекторе тяжелоионного ускорителя с ПОКФ, ТИПр-1 [1]. Измерения эти показали, что при работе источника с выключенным электронным пучком спектр ионов на выходе инжектора не сильно отличается от спектра ионов генерируемого обычным источником MEVVA. При включении электронного пучка (ЭП) в спектре ионов по удельному заряду (удельным массам) происходят существенные изменения, в частности для ионов урана эти изменения состоят в следующем:

1. В спектре исчезают или значительно (на порядок) уменьшаются пики, соответствующие наиболее низкозарядным ионам урана (1+, 2+, 3+).
2. Появляются интенсивные пики в области удельных масс (5,...8); (10,...15); (20,...35) (Рис.3).

Предполагалось, что этот эффект являлся следствием ударной ионизации низкозарядных ионов урана быстрыми электронами в канале

дрейфа и, следовательно, перехода низкозарядных ионов в более высокозарядное состояние.

В 1995 году на выходе инжектора ускорителя ТИПр-1 с установленным на нем источником E-MEVVA были проведены измерения спектра ионов урана с помощью магнитного анализатора [5]. Результаты этих измерений заставили нас в некоторой степени пересмотреть как толкование, так и оценочные выводы прежних, времяпролетных измерений.

Для того, чтобы стали понятны наши рассуждения, приведшие к такому пересмотру, остановимся на некоторых особенностях измерений методом времени пролета.

Методика измерений ВП

На рис.1 показана схема осциллограммы полного импульса тока пучка на выходе инжектора при работе источника с урановым катодом. Вертикальные линии показывают положение стартовых импульсов поджига, (t_{tr}) и запуска ЭП, (t_{eb}). В ускоряющее поле инжектора в режиме ВП измерений полный пучок не попадает, так как тормозится запирающим напряжением на сетке, расположенной между двумя электродами вытягивающего устройства [1]. Отпирающий импульс (t_{ib}) длительностью δt_{ib} снимает запирание и пропускает пучок частиц в ускоритель. Вертикальные полосы на рис.1, символизирующие положение и длительность отпирающего импульса, показывают также положение во времени короткого импульса ионного пучка, ускоренного в инжекторе и пригодного для времяпролетных измерений (δt_{ib} = 2, ...5 μs) . Этот импульс может быть помещен как до, так и после импульса t_{eb} , что символически изображено на схеме (рис.1).

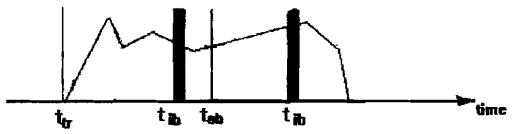

Рис.1 Схема расположения импульсов поджига и запуска электронного и ионного пучков на импульсе полного тока пучка.

Как показали измерения, спектр ионного пучка зависит от времени задержки вырезанного пучка относительно момента поджига (t_{tr}). Оборудование времяпролетного метода дает возможность вырезать для измерений любую часть полного импульса тока пучка. Сигнал запуска отпирающего импульсного напряжения, t_{ib} на рис.1, определяет время, протекшее от импульса поджига t_{tr} , которое будем считать начальным $t_{tr} = 0$, и следовательно определяет момент появления тока пучка ионов на выходе инжектора. Однако, для определения положения во времени выделенного импульса при работе электронной пушки, этого недостаточно - необходимо знать еще момент включения ЭП t_{eb} , который определяет интервал времени $\Delta t = t_{ib} - t_{eb}$, так как измеряемый спектр существенно зависит от величины Δt. Теперь, после определения Δt , положение короткого импульса (δt_{ib} = 2, ...5 μs) для времяпролетного измерения вполне определено во времени. При работе без ЭП, для получения зависимости спектра ионного пучка на выходе инжектора от времени, достаточно знать величину t_{ib} . Чтобы получить полную картину зависимости спектра от времени t_{ib}, в этом случае достаточно пройти по всем значениям t_{ib} , т.е. от поджига до хвоста полного

импульса тока пучка. Полученное на опыте распределение спектра при изменении t_{ib} схематически показано на рис.2. При работе же с ЭП эту процедуру необходимо проделать для каждого положения ЭП, т.е. для каждого значения $t_{eb} < t_{ib}$. Только такой набор измерений (таб.1) позволит надежно определить на спектре ионов эффект от включения ЭП и зависимость этого эффекта от положения импульса запуска ЭП во времени относительно момента поджига.

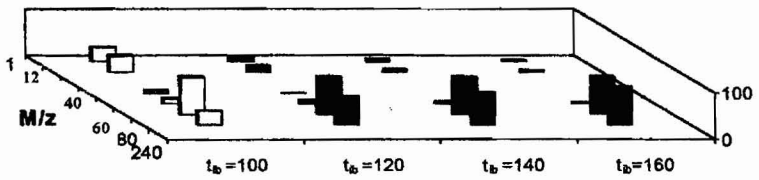

Рис.2 Зависимость спектра удельных масс ионов от времени t_{ib} .

Результаты ВП измерений

Попытаемся теперь на доступном для рассмотрения языке (в обозримом виде) представить результаты времяпролетных измерений для E-MEVVA с урановым катодом.

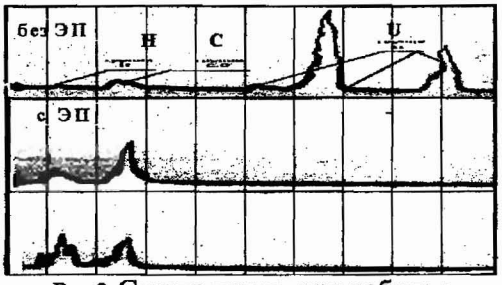

Рис.3 Спектр ионов при работе с электронным пучком (ЭП) и без него.

Типичный спектр для работы без ЭП, рис.3 (для $t_{eb} > t_{ib}$, см. рис.1), состоит из трех групп ионов. Из них группа **U** относится к ионам урана (заряды 1+,..,4+). Эта группа отличается для каждого данного значения t_{ib} стабильностью по величине и положению пиков. Зависимость от t_{ib} имеет монотонный характер, как это видно из схемы рис.2 (выход низкозарядных ионов растет с t_{ib}).

Совсем иначе ведут себя две другие группы ионов, "**H**" (H_1^+, H_2^+) и "**C**" (C_{12}^+,..), которые стабильны по составу, но меняются от импульса к импульсу по интенсивности, (а) и (б) рис.4.

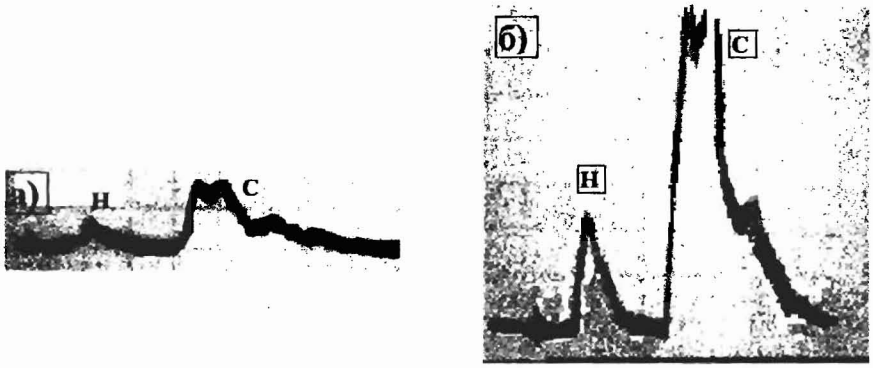

Рис.4 Две осциллограммы спектра ионов групп "H" и "C" при развертке 5 μs/cm и одинаковой чувствительности по вертикальной оси.

Интенсивность типа (а) составляет примерно 90% всех пиков, в то время как интенсивность типа (б) возникает не так редко, чтобы считать ее просто отклонением от среднего. Количество пиков типа (б) при измерениях явно не укладывается на гауссову кривую. Таким образом возникновение этих пиков представляет собой явление, для объяснения

которого по-видимому требуется привлечь особый механизм генерации ионов. Экспериментального материала недостаточно для того, чтобы с хорошей степенью надежности указать такой механизм. Можно лишь предположить, что поджигающий разряд по поверхности изолятора, либо основной - дуговой разряд между катодом и анодом, переходит в стадию вызывающую интенсивное освобождение газа из поверхностей изолятора и электродов или интенсивную дезинтеграцию органических пленок на этих поверхностях (органические загрязнения от паров масла).

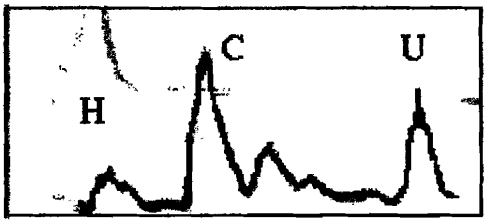

Рис. 5 Спектр групп "H" , "C" и "U" для обычного источника типа MEVVA при развертке 5 μs/cm.

Прежде чем перейти к обсуждению изменений, которые происходят в спектре всех указанных групп ионов при включении ЭП, остановимся более подробно на характере и составе групп "H" и "C". На рис.4 показан участок спектра, содержащий эти группы, снятый при скорости развертки 5 μs/cm, а на рис.5, показан тот же участок спектра для обычного источника ионов типа MEVVA.

Если для группы "H" состав спектра очевиден, это ионы H^+, H_2^+, H_3^+ , то для группы "C" состав спектра не так ясен. Анализ "C"- пиков на рис. 4, 5 показывает, что они, вероятнее всего, соответствуют удельным массам : 12, 14, 16, 18, 27 (однозарядные углерод, азот, кислород, молекула воды и алюминий).

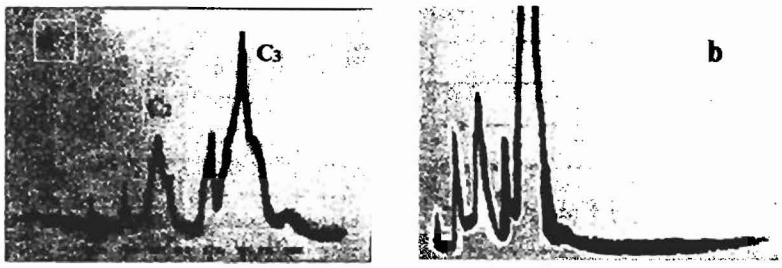

Рис.6 Времяпролетный спектр ионов на выходе инжектора при включении ЭП: a) развертка 5 μs/cm, b) развертка 10 μs/cm.

Посмотрим теперь как меняется этот спектр при включении ЭП. Из рис.6 (a, b) видно, что меняется не только соотношение пиков в группах "H" и "C", но и появляются новые группы пиков, назовем их "C_2 " (удельные массы 5 ...8) и "C_3 " (удельные массы 20 ...35). При этом появление пиков 5 ...8 коррелирует с исчезновением пиков 12 ...18 в группе "C" , а появление обеих групп "$C_{2,3}$ " всегда связано с исчезновением всей группы пиков "U". С точки зрения анализа причин такой корреляции интересно рассмотреть, как развивается это явление при возрастании энергии электронов от 2,2 до 8 keV, рис. 7.

Как видно из осциллограмм рис.7, эффект изменения спектра, связанный с включением ЭП, начинает проявлять себя при энергии электронов выше 4 keV. При энергии превышающей 5 keV уже присутствуют все особенности нового спектра: т.е. появляются группы "C_2 ", "C_3 ", изменяется распределение линий спектра в группах "H", "C", а также почти полностью исчезает группа "U" (это видно на

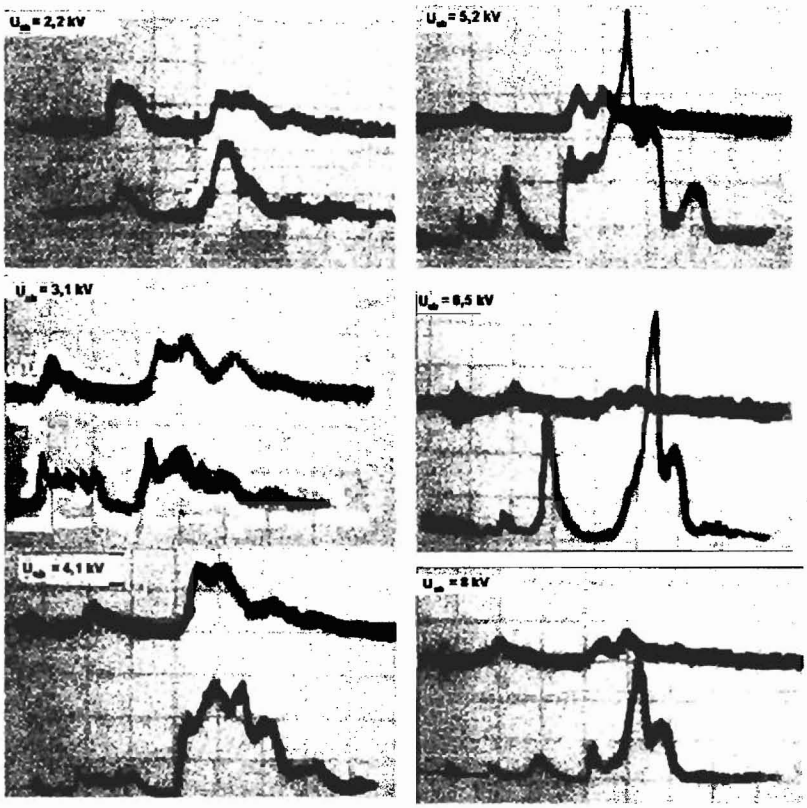

Рис.7 Зависимость эффекта включения ЭП от энергии электронов. Верхний луч - без ЭП.

осциллограммах аналогичных рис.7 при развертке 10 μs/cm). Таким образом зависимость ЭП-спектра от энергии электронов подтверждает неслучайный характер трансформации первичного спектра под воздействием электронного пучка. **Можно с большой степенью достоверности утверждать, что воздействие пучка электронов с энергией E_e > 5 кэВ приводит к ионизации ионов группы "С" (C^+,..), т.е. к**

образованию ионов C^{2+} , C^{3+} , .. (группа "C_2") а также к ионизации ионов группы урана U^{+} , U^{2+} , .. и появлению ионов U^{12+} , U^{11+} , .. ,U^{7+} (группа "C_3") и возможно более высокозарядных ионов урана, попадающих в группу "C_2".

Приведем теперь таблицу появления эффекта от включения ЭП в зависимости от величин t_{eb} и t_{ib}.

t_{eb}\ t_{ib}	100	110	120	130	140	150	160	170
10	X, O		O	O				
20	X, O		X		O			
30		X	X		O			
40	X							
50			X				O	
60	O		X	X	X	X, O	O	O
70	O			X				
80	O	O					X	

Таблица 1. Распределение эффекта ЭП по временам t_{eb} , t_{ib} .
X - наличие эффекта, O - отсутствие эффекта,

На основании данных таблицы 1 можно сделать вывод, что ЭП-эффект присутствует на протяжении времени порядка 30 μs для спектров полученных при $\Delta t = t_{ib} - t_{eb} = 80 \ldots 110$ μs . При этом следует отметить, что наиболее ярко выражен ЭП эффект, который представлен на рис.6 , он имеет место для значений $t_{eb} = 40, \ldots 60$ μs. Для измерений с магнитным анализатором (МА) было выбрано время запуска ЭП равное 50 микросекундам , т.е. $t_{eb} = 50$ μs .

Обсуждение результатов измерений

Прежде чем перейти к краткому изложению результатов магнитных измерений и сравнению их с результатами времяпролетных измерений, обратим внимание на принципиальные отличия этих двух методов.

1) Перезарядка ионов, которая в нашем случае при пролете ионов вдоль измерительного канала сводится главным образом к уменьшению заряда ионов в результате процессов рекомбинации, по разному сказывается на результатах измерений. При ВП методе уменьшение заряда ионов приводит лишь к уменьшению величины тока пучка данной компоненты спектра, при этом положение пика в спектре не меняется, так как практически не меняется скорость пролета ионов. При магнитном анализе потерявшие заряд ионы создают новые пики в спектре, которые при этом из-за низкой разрешающей способности нашего спектрометра трудно однозначно интерпретировать.

2) Основные МА измерения проводились при полной длительности импульса тока пучка (т.е. без использования системы временной модуляции импульса). Это могло сказаться на параметрах как первичного (исходного) так и вторичного (полученного под воздействием ЭП) пучка ионов.

3) Результаты МА измерений, в частности спектры ионов по удельному заряду, строились на основании большого числа измерений тока пучка на выходе инжектора, растянутых во времени на многие десятки минут, тогда как ВП-спектр возникал на экране осциллографа (и фотографировался) за один импульс тока пучка. Таким образом МА-спектр представляет собой усредненный по времени (по набору импульсов) спектр, в то время как времяпролетный - есть мгновенный (одноимпульсный) спектр.

Перейдем теперь к краткому перечню результатов измерений с МА. На опыте основное отличие МА-спектров (рис.8,9) при работе с ЭП от спектров без ЭП состоит в следующем:

1) величина пиков, соответствующих низкозарядным ионам урана (1+,2+,3+) в спектре пучка по удельным зарядам, существенно (в несколько раз) уменьшается при включении ЭП.

2) величины пиков для групп "H" и "C" увеличиваются.

3) в спектре появляются новые группы пиков: "C_2" (5 ...8), "B" (38 ...43), "D" (48 ...57) , "E" (63 ...70).

Отметим теперь совпадения и различия для двух методов измерений при работе источника с ЭП .

По пункту (1) имеет место хорошее совпадение результатов. Хотя для МА-спектра (рис.8,9) полное исчезновение низкозарядных ионов урана не наблюдается, это следует считать закономерным ввиду усредненным по многим импульсам тока пучка данным МА-спектра.

Эффект увеличения "H" и "C" пиков в МА-спектре (пункт 2) явно совпадает с результатами ВП- измерений для "H" группы (рис. 6,7). На спектрах видно, что вместо пиков с удельными зарядами 1/2, 1/3 (ионы H_2^+, H_3^+) возникает четкий протонный пик. Это по-видимому частично связанно с процессом диссоциации молекулы водорода под воздействием ЭП. В то же время появление пика 1/12 в ВП-спектре не столь явно прослеживается на спектрограммах с ЭП рис.6,7 ввиду размытого характера пика (1/12,...1/16) в спектре без ЭП. Возможный механизм увеличения пика 1/12 , который фиксируется МА- методом, может быть связан с процессом разрушения электронным пучком органических молекул (пары форвакуумного масла). При этом появляется много атомов водорода и углерода, которые в результате ионизации их

могут быть причиной существенного роста пиков, которые соответствуют ионам этих элементов.

Наиболее существенным отличием двух типов (ВП и МА) ЭП-спектров (т.е. спектров под воздействием ЭП) является изменение в положении и величине новых пиков (см. выше пункт 3).

А) Группа пиков "C_2" появляется в МА-спектре, так же как и в ВП-спектре, но ее появление не коррелирует с резким уменьшением и даже исчезновением пиков "С" в ВП-спектре. Более того пик с удельным зарядом 1/12 в МА-спектре даже увеличивается.

Б) Группа сливающихся пиков "C_3" (20, ...32) в ВП-спектре вырождается в два пика (27 - 30) и (32 -34), т.е. практически отсутствует в МА-спектре.

В) Зато появляются две группы МА-пиков , "Д" (49, ...58) и "Е" и (63, ...66), которые никогда не появляются в ВП-спектрах.

Возможные объяснения этих данных.

Для (А) . Ход зависимость энергии электронов от времени, в частности падение энергии от ее максимального до значения менее 4 keV за время порядка 10 μs, создает преимущество для генерации протонов и ионов углерода по отношению к генерации высокозарядных ионов за время длительности ЭП. В режиме МА- измерений (длинные импульсы тока пучка) это преимущество реализуется в связи с большой длительностью импульса ЭП, пригодного для генерации однозарядных ионов. В режиме ВП- измерений в выделенном коротком импульсе тока пучка это преимущество практически не может быть заметным, так как короткий импульс настраивается на выделение высокозарядных ионов.

Для (Б) и (В). Удовлетворительным объяснением в этом случае может быть процесс потери заряда высокозарядными ионами в измерительном канале магнитного анализатора в результате рекомбинации этих ионов при прохождении участка измерительного канала с относительно плохим вакуумом (на порядок хуже, чем в ускорительной трубке). В случае процессов рекомбинации ионы из группы "C_3" в результате захвата

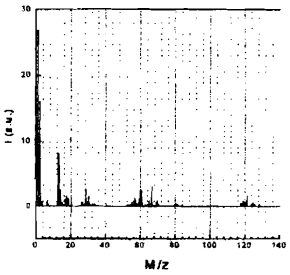

Рис.8 МА- спектр с ЭП

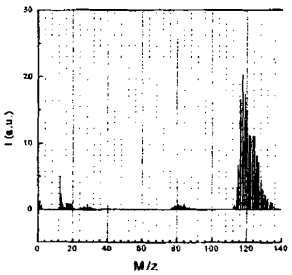

Рис.9 МА-спектр без ЭП

нескольких электронов переходят в группы "Д" и "Е". Для ВП метода такое изменение в спектре неощутимо, так как скорость потерявших заряд ионов практически не меняется. **Таким образом наиболее вероятным результатом действия ЭП для ионов урана, подтвержденным двумя методами измерений , следует считать появление группы ионов "C_3", т.е. появление ионов U^{12+}, U^{11+}, .. ,U^{7+}.**

Сравнение данных расчетно-теоретического изучения процессов генерации ионов в E-MEVVA и аналогичных с ней устройствах с данными наших измерений.

Мы убедились, что результаты измерений по составу спектров удельных зарядов ионов на выходе инжектора для двух методов измерений

частично совпадают, а различия между ними находят разумное объяснение. В то же время имеется целый ряд эффектов, сопровождающих работу источника E-MEVVA, которые не вполне укладываются в простую концепцию ударной ионизации. Это прежде всего определенного рода нестабильности. Поэтому желательно подвергнуть сравнительному анализу данные расчетно-теоретического изучения источника E-MEVVA и аналогичных E-MEVVA устройств на предмет отыскания источников и объяснения причин некоторых типов нестабильностей при работе источника E-MEVVA.

Прежде всего обозначим возможные параметры плазмы в канале дрейфа и определим времена релаксации процессов установления равновесного состояния для электронной и ионных составляющих этой многокомпонентной системы, а также для процесса выравнивания температуры в ней.

Время релаксации для электрон - электронных столкновений (в секундах)

$$t_{ee} = (7 \cdot 10^{-10}) \frac{\beta (T_e)^{\frac{3}{2}}}{\ln\Lambda (j_e)} \qquad (1)$$

где β - приведенная скорость частиц, T_e - температура в градусах Кельвина, j_e - плотность тока частиц в А/см^2 , $\ln\Lambda$ - кулоновский логарифм.

Времена релаксации для однозарядных ион - ионных столкновений и для процесса выравнивания температур при прочих равных условиях связаны с временем t_{ee} следующими соотношениями:

$$t_{ii} = t_{ee}\sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \; ; \qquad t_{ie} = \frac{t_{ee}}{2}\frac{m_i}{m_e} t_{ee} \qquad (2)$$

Таким образом для оценки времен релаксации необходимо знать скорость дрейфа составляющих плазмы, их температуру и плотность тока частиц каждой из составляющих.

Для плазмы исходящей из катодного пятна плотность тока для электронов и тяжелых частиц составляет величину более 100 А/см^2 (плотность частиц = ($1.6 \cdot 10^{21}$ ч/см^2)/ скорость дрейфа плазменной струи) , а $t_{ee} < 10^{-8}$ с, так что эту плазму можно считать равновесной вблизи катодного пятна. На некотором расстоянии от катода плазменная струя, расширяясь по закону обратных квадратов, теряет свойство равновесной системы. В канале дрейфа плазменные струи от различных катодных пятен смешиваются, образуя новую систему заряженных частиц. Попробуем оценить ее параметры, основываясь на данных опыта [1,2]. Измерения показали, что скорость однозарядных тяжелых ионов на выходе из канала дрейфа составляет величину порядка $3 \cdot 10^4$ м/с, то есть $\beta = 10^{-4}$. Для оценки примем $j_e = 0.05$ А, что соответствует наблюдаемому на опыте току ионов, равному 0.5 А (плотность частиц = $2.7 \cdot 10^{13}$ ч/см^2); T_e = 55000 K (порядка 5 eV). Время релаксации для электронов будет в этом случае $t_{ee} = (3.6)10^{-6}$ с, а t_{ii} для однозарядных ионов в $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ раз больше . Таким образом, так как время пролета ионами канала дрейфа не превышает 30 μs, в канале дрейфа только электронная составляющая плазмы, сопутствующая тяжелым ионам, может находится в равновесном состоянии (для ионов с зарядом Ze время релаксации $t_{jj} = t_{ii} Z^{-3}$, то есть в Z^3 раз меньше, чем t_{ii} , однако, ток высокозаряженных ионов слишком невелик для того, чтобы иметь малое время релаксации).

Для пролетающего сквозь канал дрейфа быстрого электронного пучка, исходящего из электронной пушки, сила динамического трения для электронов , которая обратно пропорциональна третьей степени разности

скоростей, ничтожно мала, так что единственным мыслимым парным взаимодействием быстрых электронов пучка является рассеяние (упругое и неупругое) на частицах составляющих плазму. Это означает, что наше предположение о процессе ступенчатой ионизации в канале дрейфа достаточно обосновано. Вместе с тем в результате неупругого рассеяния, значительная часть электронов потока теряет энергию и возможно вступает в заметное взаимодействие с электронами и ионами плазмы. Этот процесс в неравновесной системе очень трудно оценить путем расчета. Мы можем попытаться выяснить, на основании данных эксперимента, имеются ли наблюдаемые на опыте явления свидетельствующие о таком характере взаимодействия. Кроме того следует оценить возможную неустойчивость плазменного и электронного пучка при их коллективном взаимодействии (пучковые неустойчивости плазмы). Важными параметрами для такой оценки являются: соотношение плотностей частиц в плазме и электронном пучке, их дебаевские радиусы и плазменные частоты.

Плотность тока в ЭП. Величина тока ЭП измеренная на выходе электронной пушки колеблется в пределах от 10 до 50 А. Для выходного отверстия в пушке 1.... 1,5 мм плотность тока в области отверстия таким образом составляет величину в пределах от 1000 до 3000 А/см^2 . Хотя для параметров пушки (U_a =1000 V , 1 ~ 1 мм) плотность тока ограниченного объемным зарядом не должна превышать 10 А/см^2 , для микроплазменного катода, применяемого в пушке, нужно учесть, что предельный ток первичных электронов в плотном устойчивом плазменном пучке может превысить ток Пирса более, чем на два порядка величины [6]. Вместе с тем нельзя исключить и образование в электронной пушке виртуального катода, который и может явиться причиной наблюдаемой неустойчивости в работе электронной пушки. При ускорении электронов в ускоряющем

зазоре (l_e = 3 см) ускоряющим напряжением V_e (< 10 kV) в высоком вакууме сохраниться такая плотность может только в условиях возникновения виртуального катода (пульсирующего во времени), то есть в неустойчивом режиме работы с пульсирующей во времени плотностью тока (частоту пульсаций трудно оценить). В стационарном режиме плотность должна упасть до величины < 0,25 А/см^2. Вместе с тем в этом ускоряющем зазоре вакуум на порядок хуже, чем в области ускорения ионов, так что в этом зазоре может возникнуть плазма в результате ионизации газа самим электронным пучком. Таким образом соответствующее увеличение предельного тока и его плотности произойдет и на этом участке пути потока электронов. На участке дрейфа ЭП от ускоряющего электрода ,V_e , до входа в ионный источник предельный ток ЭП определяется выражением [6] :

$I_l = 133 \cdot 10^{-6} \dfrac{V_0^{\frac{3}{2}}}{1 + 2\ln\dfrac{R}{a}}$ (здесь напряжение V_0 -в вольтах, ток, I_l - в амперах, a -радиус пучка, R - радиус канала) [6]. Для V_e = 10 kV это дает величину I_l= 133 А при $a = R$.

Эффективную плотность тока ЭП в канале дрейфа можно оценить по экспериментальным данным приведенным на рис.6, в частности по появлению ионов C^{2+} в спектре под воздействием ЭП. Сечение ионизации C^+ в C^{2+} для энергии электронов 5 keV составляет величину порядка 10^{-17} см^2 [7]. Это дает для фактора ионизации величину 10^{17} см$^{-2}$, что для длительности ЭП $\Delta t_{eb} = 5 \cdot 10^{-5}$ с составляет величину порядка 500 А/см^2 для плотности тока ЭП (плотность частиц = 10^{11} ч/см^2). Такая же плотность по порядку величины требуется для появления в спектре (группа C_3) ионов урана (12+....6+) при ступенчатой ионизации низкозарядных ионов урана [7]. Каким образом соответствующие параметры ЭП возникают и

поддерживаются при работе E-MEVVA предстоит выяснить на опыте, в частности на основании улучшения системы диагностики ЭП.

Из предыдущего рассмотрения следует, что основные неустойчивости работы ионного источника могут быть связаны с нестабильностями ЭП, заложенными в конструкции электронной пушки и каналов транспортировки электронов. Влияние ЭП на плазму в канале дрейфа не может быть значительным ввиду низкой плотности частиц в нем по отношению к плотности частиц в плазме.

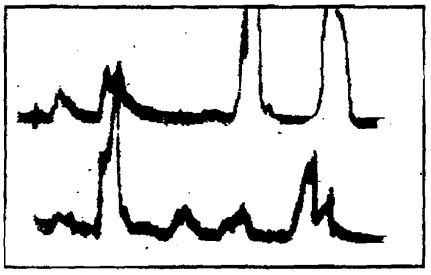

рис.10 Раздвоение первичных линий спектра под действием ЭП (нижний луч).

В некоторых режимах работа ЭП при включении ЭП вместе с появлением новых линий в спектре (а иногда и вместо появления новых линий) происходят и другие изменения в спектре ионов, в частности раздвоение первичных линий (U^{+1} , U^{+2}). Хотя этот эффект может быть следствием нестабильности параметров ЭП (изменение плотности тока ЭП и энергии электронов) нельзя исключить и влияние электронов возникающих при неупругом рассеянии первичного ЭП на ионах плазмы. Эти явления требуют более внимательного изучения.

Список литературы

1. V.A.Batalin, Yr.N.Volkov, T.V.Kulevoy, S.V.Petrenko // Rev. Sci. Instrum., 1994, 65 (10), P.3101 - 3108; M., Preprint ITEP, 1991, №37 .

2. V.A.Batalin, Yr.N.Volkov, T.V.Kulevoy, S.V.Petrenko M., Preprint ITEP, 1994, №33.

3. V.A.Batalin, Yr.N.Volkov, T.V.Kulevoy, S.V.Petrenko // Proc. Intr. Conf. Linac-94, 1994, Tsukuba, Japan, P. 390 -392.

4. V.A.Batalin, Yr.N.Volkov, T.V.Kulevoy, S.V.Petrenko // Proc. Intr. Conf. EPAC - 94, 1994, London, England, P. 1560 - 1562.

5. V.A.Batalin, Yr.N.Volkov, T.V.Kulevoy, S.V.Petrenko // Proc. Workshop on Vacuum Arc Ion Sources, 1995, P. 37 - 59, Berkeley, USA.

6. М.В.Незлин, Электронные пучки в плазме. // Итоги науки и техники. Физика плазмы, Т.5, ВИНИТИ, М., 1984, С.5, 62.

7. Е.Д.Донец // Physica Scripta., 1983, Vol. T.3, P.11-18,.