

**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НГУ)**

физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени магистра**

Кафедра физики плазмы

Соловьёв Иван Андреевич

Название работы

Исследование источника отрицательных ионов для AMS

Научный руководитель:

Константинов Сергей Германович

Новосибирск – 2009 год

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ускорительные масс-спектрометры (AMS – Accelerator Mass Spectrometer) имеются в большинстве развитых стран и представляют собой мощное средство в научных исследованиях, медицине и т.д. Применение источника отрицательных ионов, принципиально необходимо в составе AMS.

Рассмотрим существующие типы источников отрицательных ионов.

Источник отрицательных ионов с преобразование плазмы на поверхности (два типа). В источниках первого типа используются геометрия разряда Пеннинга, радиальное вытягивание электронов и несущий газ, к которому добавлены пары цезия. В источниках второго типа в качестве разрядной камеры применяется многополюсный генератор плазмы. Данный тип источника разработан и применяется для генерации пучков H^- , рабочий ток до 1А.

Объёмные источники отрицательных ионов основаны на непосредственном вытягивании отрицательных ионов из плазмы разряда. Существуют несколько типов таких источников: дуоплазмотронный, магнетронный, многополюсный. Как видно из названия в составе первого источника используется дуоплазмотрон, в составе второго – магнетрон. Общим элементом является вытягивающий электрод. Источники применяются для генерации пучков H^- , рабочий ток до 100 мА. Многополюсный источник представляет собой камеру, в которой плазма удерживается магнитным полем, разделённую магнитным фильтром на область разряда и область вытягивания. Рабочий ток до 0.5А.

Вышеописанные источники могут применяться для генерации пучков тяжёлых ионов, в частности C^- , однако эти газы вызывают сильное загрязнение и эрозию катодов, что приводит к снижению тока и уменьшению срока службы источника. Оптимальным вариантом источника отрицательных ионов для AMS оказался источник распылительного типа, в котором отсутствует выше описанный эффект. Он обеспечивает получение отрицательных ионов практически любых элементов, которые имеют электронное сродство. Рабочие токи при этом, в зависимости от типа ионов, могут составлять $10 \div 100$ мкА и более. В источнике распылительного типа отсутствует режим газового разряда, что позволяет исключить канал потерь отрицательных ионов за счет обдирки их внутри его камеры. Рабочее давление определяется, в основном, термодесорбцией с внутренних элементов конструкции и, после их тренировки, давление может понижаться до величин на уровне 10^{-7} Торр., что на несколько порядков ниже давления в газоразрядных источниках. Это дает возможность

обеспечивать хороший вакуум на трассе пучка в ускорителе без использования дорогих вакуумных насосов с большой производительностью. В противном случае, потери пучка за счет обдирки на остаточном газе могут привести к снижению точности измерений на AMS. Данный источник также позволяет быстро сменить исследуемый образец, для чего требуется только повернуть барабан с мишенью.

Использование источника отрицательных ионов в составе комплекса ускорительного масс-спектрометра обусловлено недостаточной чувствительностью метода обычной масс-спектропии, которая не позволяет надежно отделить присутствующие в анализируемом пучке изобары: изотопы других элементов и сложные молекул с массой крайне мало отличающейся от массы исследуемого изотопа. Например, при радиоуглеродной датировке, когда определяется соотношение изотопов ^{12}C и ^{14}C , присутствие ионов азота ^{14}N не позволяет достигнуть чувствительности метода выше $\sim 10^{-7}$. Метод обычной масс-спектропии не позволяет выделять долгоживущие изотопы, которые находятся в природе иногда в чрезвычайно малом количестве ($10^{-12} - 10^{-16}$) и практически полностью подавляются фоновым потоком в измерениях. Требуемая чувствительность может быть достигнута добавлением тандемной ускорительной системы в схему измерений, что и означает переход от обычной масс-спектропии к ускорительной. AMS позволяет измерить долю долгоживущего изотопа прямым счетом нераспавшихся ионов. При этом чувствительность метода возрастает на много порядков. В результате становится возможным изучать радиоизотопы космической природы, которые практически не обнаружимы методом регистрации распада. Тандемная схема ускорения имеет 2 существенных достоинства: двукратное использование ускоряющего потенциала при прохождении ускорительного тракта из-за перезарядки ионов и возможность нахождения ионного источника и системы окончательной регистрации под потенциалом “земли”. Тандемный метод ускорения требует применения источника отрицательных ионов с их последующей перезарядкой.

Вероятность образования отрицательных ионов зависит от электронного сродства, поэтому ряд элементов, которые могут измеряться на AMS, ограничен: отрицательные ионы благородных газов и таких элементов, как N, Mg, Mn, Zn, Cd и Hg очень нестабильны и не могут применяться для тандемного ускорения, что обеспечивает отделение изобары азота при изучении масс-спектра углерода.

Целью данной работы является изучение распылительного источника отрицательных ионов. Создание времяпролётной масс-спектрометрической

диагностики, способной разрешить массы 12 и 13, получение и обработка массовых спектров водородных и углеродных образцов. Данная диагностика позволит «на ходу» контролировать массовый состав пучка, следить за точностью попадания цезиевого пучка по образцу и выявлять наличие «грязи».

Основная часть

1 Распылительный источник отрицательных ионов

На рисунке 1 представлена схема источника отрицательных ионов.

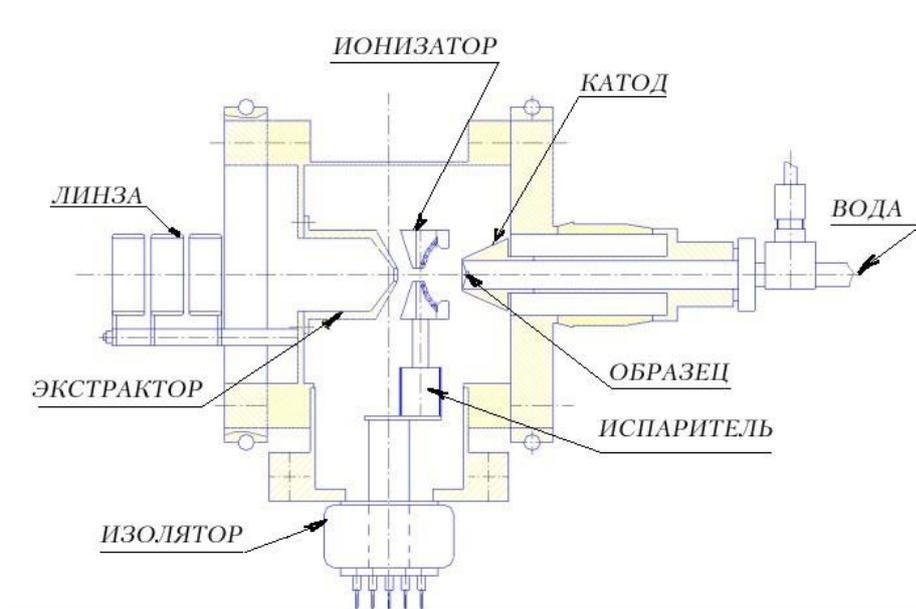


Рис. 1 Схема источника отрицательных ионов

Основные части источника - это вакуумплотный корпус (Рисунок 2), изготовленный из нержавеющей стали, узел катода, на котором располагается исследуемый образец, ионизатор, образующий поток ионов цезия на катод и устройство подачи паров цезия к поверхности ионизатора.



Рис. 2 Внешний вид корпуса источника. Внутри виден экстрактор.

Рабочая поверхность ионизатора представляет собой чашку сферической формы (Рисунок 3) с радиусом 22 мм, изготовленную из тантала вакуумной плавки. Получаемая при этом фокусировка ионов на поверхности образца в малом размере обеспечивает снижение эмиттанса пучка отрицательных ионов.



Рис.3

Вид сферической чашки ионизатора с рабочей стороны

Поверхностная ионизация цезия была исследована в ряде работ (Поверхностная ионизация, *Э. Я. Зандберг и Н. И. Ионов*). Характерная зависимость коэффициента поверхностной ионизации от температуры представлена на рисунке 4.

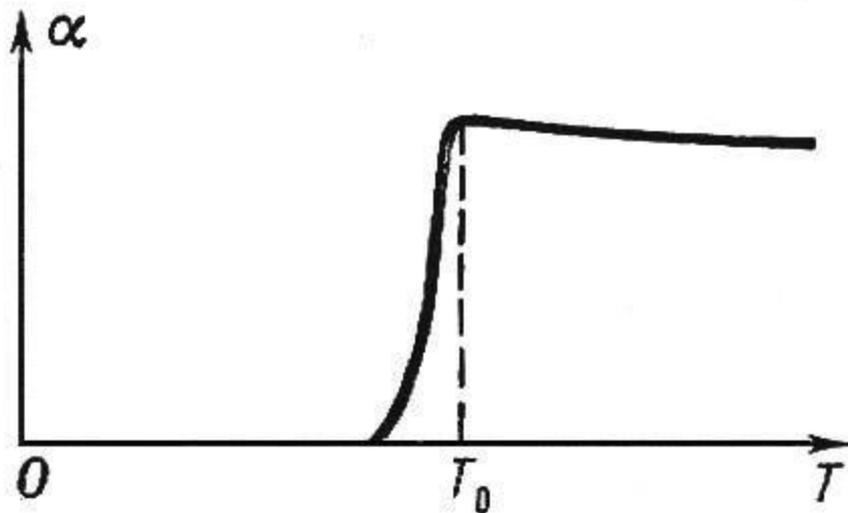


Рис.4

Зависимость коэффициента поверхностной ионизации от температуры.

Начиная от $T \sim 1100-1200^\circ K$ наблюдается зависимость, качественно согласовывающаяся с формулой $\alpha = A \exp \frac{e}{kT} (\varphi - V)$, и ток либо не зависит от температуры, либо слабо уменьшается с её ростом. В области температур ниже указанного значения наблюдается резкое падение ионного тока, связанное с адсорбцией цезия и изменением работы выхода поверхности. Таким образом, температура поверхности ионизатора должна быть более $1100^\circ C$. Это требует серьезного отношения к подбору материалов. Например, материалом нагревателя не может служить обычный нихром, поскольку при таких температурах упругость пара становится недопустимо высокой. непригодной становится и обычная вакуумная керамика, которая используется как трубчатый изолятор для нагревателя. Поэтому материалом нагревателей была выбрана вольфрамовая спираль диаметром 0,6 мм, свитая из провода диаметром 0,2 мм (Рисунок 5).



Рис.5 Внешний вид танталовой чашки ионизатора с обратной стороны.

На Рисунке 5 видна двухзаходная спираль нагревателя ионизатора. Такая спираль используется в катодных узлах мощных модуляторных ламп. Рабочая температура спирали существенно выше, чем температура ионизатора и обычная керамическая трубка для ее изоляции непригодна. Поэтому для этой цели использована керамика из окиси бериллия, которая способна работать при температурах выше 2000°C . На обратную поверхность сферического ионизатора нагреватель укладывается по спирали в 2 захода и, затем включается в параллель. Для уменьшения потерь тепла нагреватель закрывается тройным тепловым экраном (Рисунок 6), изготовленным из танталовой фольги толщиной в 20 мкм.



Рис.6

Внешний вид одного из трех тепловых экранов

Расчет мощности, требуемой для нагрева ионизатора до рабочей температуры, проводился с учетом того обстоятельства, что поверхность ионизатора охлаждается, в основном, за счет излучения. Потери за счет теплопроводности минимальны, т.к. блок ионизатора с нагревателем и тепловыми экранами закреплен на корпусе через тепловые развязки. Рабочие режимы нагревателя ионизатора лежат в области 16-20 В при токе накала более 10А. Температурный режим цезиевого испарителя требует намного меньшей затраты энергии, чем ионизатора, поэтому нагреватель выполнен из однозаходной спирали из нихрома. Напряжение накала составляет около $6\div 8$ В. Для быстрого старта его можно форсировать, а после выхода источника на стабильный режим накал требуется снижать, так как к испарителю поступает дополнительное тепло по трубке – фидеру от ионизатора. Нагреватель испарителя также закрыт тройным тепловым экраном. Испаритель позволяет заряжать его таблетками CsCr_2 с титановым наполнителем в количестве 200 штук, что, при расходе цезия около 1 мг/час дает

возможность непрерывной работы источника порядка 200 часов. Температура корпуса испарителя контролируется с помощью хромель-алюмелевой термопары.

Пучок ионов цезия фокусируется на исследуемый образец, расположенный на катоде. При токе цезиевого пучка 2 мА и напряжении ускорения 6 кВ мощность составит 12 Вт, и без хорошего охлаждения образец может быть разрушен. Поэтому, по катоду, выполненному из медной трубки диаметром 12 мм, циркулирует дистиллированная вода. Образец запрессовывается в медный держатель, который через резьбовое соединение крепится к катодной трубке.

2 Испытательный стенд для источника ионов

2.1 Компоновка стенда



Рис. 7

Источник отрицательных ионов на прямолинейном стенде.

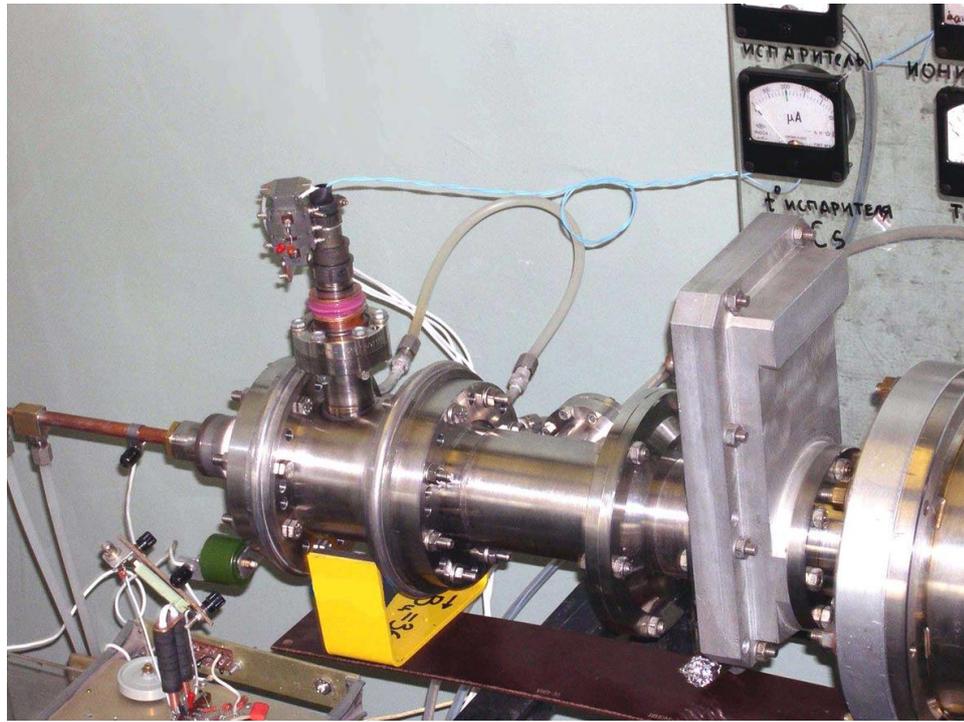
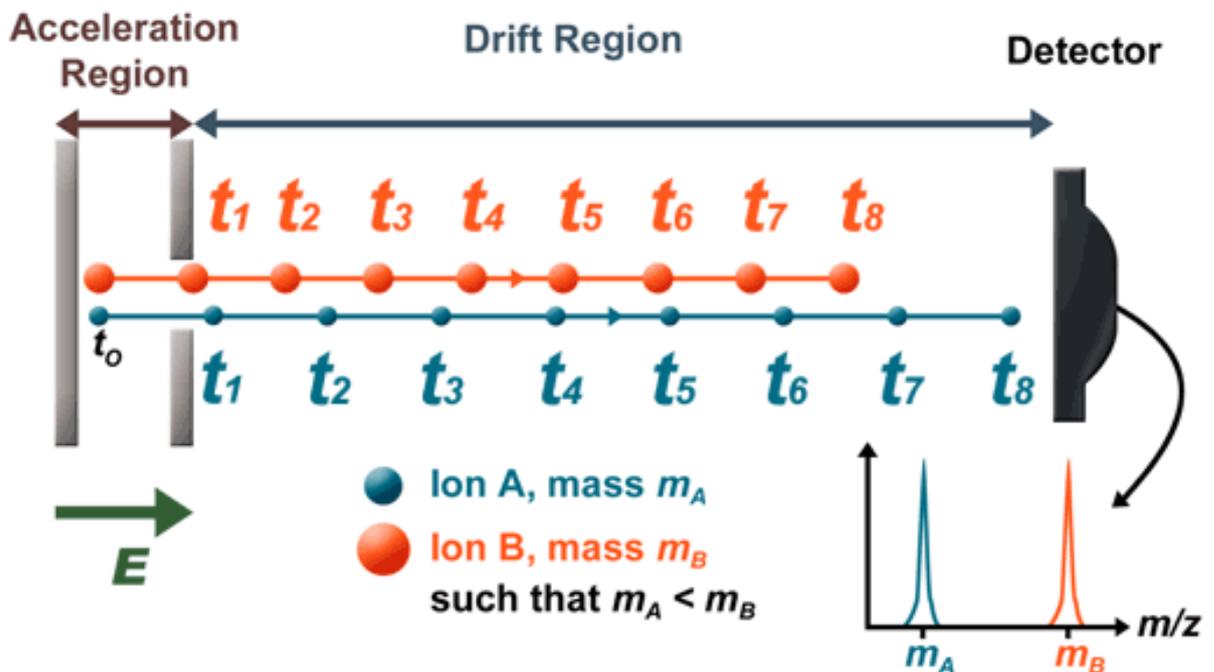


Рис. 8

3. Времяпролётная масс-спектрометрия.

3.1 Основы времяпролётной масс-спектрометрии.

Основным принципом работы времяпролётного масс-спектрометра является разделение ионов различной массы по времени, за которое они проходят определённое расстояние. Непрерывный пучок ионов, имеющих одинаковую энергию, разбивается на короткие импульсы и, из-за различной скорости, ионы разных масс расходятся во времени, после чего регистрируются приёмником. Рассмотрим схему, представленную на рисунке. Ионы двух сортов, имеющие различную массу и одинаковый заряд, проходя область действия ускоряющего потенциала, приобретают одинаковую энергию, но имеют различную скорость. Уравнение движения



ионов имеет вид $\frac{m_i v_i^2}{2} = e\varphi$, где m и v масса и скорость ионов, φ – ускоряющий потенциал. Скорость ионов соответственно $v_i = \sqrt{\frac{2e\varphi}{m_i}}$, а время пролёта $t_i = \frac{L}{\sqrt{\frac{2e\varphi}{m_i}}}$, следовательно разность времён пролёта ионов $\Delta t = \frac{L}{\sqrt{2e\varphi}} (\sqrt{m_1} - \sqrt{m_2})$. Для разрешения двух масс необходимо, чтобы длительность импульса, формирующего ионный пакет, не превышала Δt , иначе регистрируемые сигналы будут накладываться друг на друга. В рамках поставленной задачи необходимо разрешить изотопы углерода, имеющие массу 12 и 13 а.е.м. При величине ускоряющего потенциала от 1 до 10 кВ разность времён пролёта Δt лежит в пределах от 69 до 219 нс.

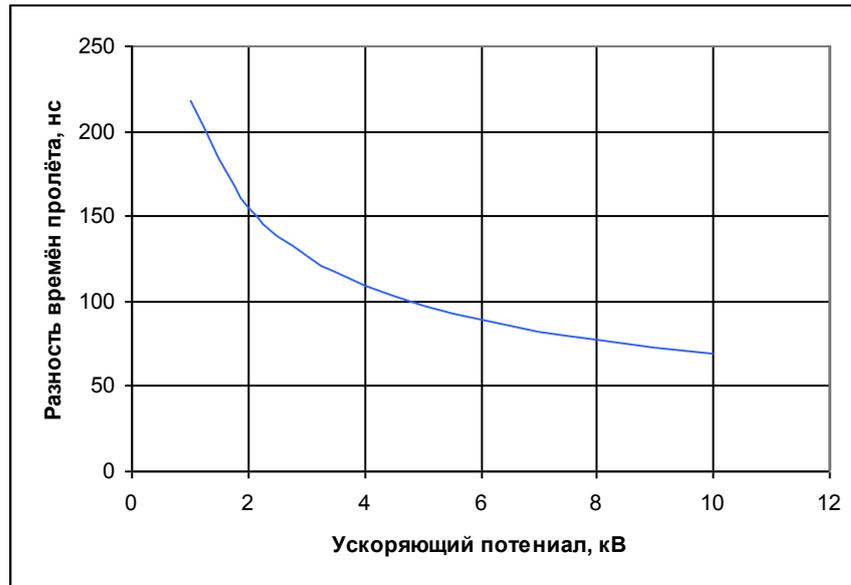


Рис 9.

Зависимость разности времён пролёта изотопов углерода от ускоряющего потенциала

Для работы с водородным пучком отрицательных ионов, была использована пробная система модуляции пучка, состоящая из двух параллельных пластин, на которые подавался отклоняющий импульс. Такая система пригодна для разделения ионов водорода и углерода, но не применима для разделения C12 и C13, поскольку длительность ионного пакета в такой системе в значительной мере определяется длиной пластин. В случае длины пластин равной 8 сантиметров, нельзя получить ионный пакет длительность менее 300нс, при энергии пучка порядка 1 кВ. Вследствие этого в качестве затвора использовался затвор Бредбери – Нильсона, позволяющий получать более короткие ионные пакеты.

3.2 BNG - Затвор Бредбери - Нильсона.

BNG состоит из двух наборов изолированных проводов, расположенных в одной плоскости, на одинаковом расстоянии друг от друга. На провода подается напряжение одинаковой амплитуды и различной полярности. Когда на провода не подаётся напряжение, траектория пучка заряженных частиц, проходящих через затвор, остаётся неизменной (рис. 10). После включения отклоняющего напряжения пучок ионов отклоняется на заданный угол (рис. 10), определяемый напряжением питания и параметрами модулятора (диаметр проводов и расстояние между ними).

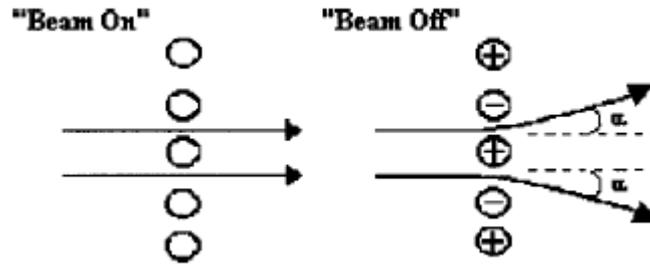


Рис. 10

Аналитическое выражение для потенциальной энергии на поверхности BNG впервые было получено в 1929 году Бесом. Эти результаты можно представить в виде

$$U(x, y) = \frac{kV_p}{\pi} \ln \left[\frac{ch\left(\frac{\pi x}{d}\right) - \sin\left(\frac{\pi y}{d}\right)}{ch\left(\frac{\pi x}{d}\right) + \sin\left(\frac{\pi y}{d}\right)} \right]$$

$$k \equiv \frac{\pi}{2 \ln \operatorname{ctg} \left[\frac{\pi R}{2d} \right]}$$

где R и d – параметры BNG (рис. 11).

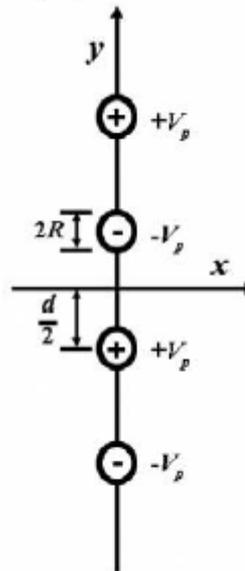


Рис. 11

Траектории ионов могут быть получены из решения уравнения движения в заданном выше потенциале. Пусть ионы движутся вдоль оси x в положительном направлении, тогда:

$$\ddot{x} = -\frac{ze}{M} U' \dot{y} = -\frac{ze}{M} \frac{\partial U}{\partial y}$$

Точка – дифференцирование по времени, штрих дифференцирование по x; z, e и M – зарядовое число, заряд и масса ионов соответственно. Из закона сохранения энергии, кинетическая энергия zeV(x,y) соотносится с потенциальной как,

$$zeV(x, y) = \frac{1}{2} M (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) = zeV_0 - zeU(x, y)$$

где zeV₀ – кинетическая энергия при U(x,y)=0. Используя уравнение 3 и, заменяя переменные в уравнении 2, можно получить дифференциальное уравнение для траектории движения ионов:

$$y'' + \frac{1 + y'^2}{2V} \left(V' y' - \frac{\partial V}{\partial y} \right) = 0$$

Уравнение 5 может быть упрощено при V₀ >> U, при этом V' ~ 0 y'^2 << 1. Используя уравнение 1, получаем:

$$y'' = \frac{1}{2V_0} \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{kV_p}{dV_0} \frac{ch(\pi x/d) \cos(\pi y/d)}{ch^2(\pi x/d) - \sin^2(\pi y/d)}$$

Это уравнение выражает отклоняющую силу BNG. Тангенс угла отклонения может быть вычислен интегрированием этого уравнения. Пусть напряжение питания проводов $\pm V_p$, ионы с кинетической энергией zeV_0 летят на модулятор с $(-\infty, y_0)$. Если напряжение на BNG включается в момент, когда ионы находятся в точке (x_0, y_0) и выключается, когда ионы находятся в точке (x_1, y_0) , то тангенс угла отклонения равен:

$$\tan \alpha(x_0, x_1; y_0) = \int_{x_0}^{x_1} y'' dx = \frac{kV_p}{dV_0} \int_{x_0}^{x_1} \frac{ch(\pi x/d) \cos(\pi y/d)}{ch^2(\pi x/d) - \sin^2(\pi y/d)} dx = k \frac{V_p}{V_0} [\theta(x_1, y_0) - \theta(x_0, y_0)]$$

где $\alpha(x_0, x_1; y_0)$ - угол отклонения и нормализованное отклонение определяется как:

$$\theta(x, y) \equiv \frac{1}{\pi} \left[\arctg \left(\frac{e^{\pi x/d} + \sin(\pi y/d)}{\cos(\pi y/d)} \right) + \arctg \left(\frac{e^{\pi x/d} - \sin(\pi y/d)}{\cos(\pi y/d)} \right) \right]$$

Максимальный угол отклонения определяется как

$$\tan \alpha_{max} = \tan \alpha(-\infty, \infty; y_0) = k \frac{V_p}{V_0}$$

Пучок, падающий на BNG, шире, чем расстояние между соседними проводами, поэтому удобнее использовать усреднённый по всем y_0 угол отклонения, и исключить из расчетов y_0 . Чтобы найти аналитическое выражение для среднего угла отклонения необходимо проинтегрировать уравнение 7 по всем y_0 . Вместо этого также можно использовать уравнение сходное по форме с уравнением 7, где $y_0 = 0$, а расстояние d заменено на d_{eff} [ссылка на статью].

$$\begin{aligned} \tan \alpha_{av}(x_0, x_1) &\approx k \frac{V_p}{V_0} [\theta(x_1, 0; d_{eff}) - \theta(x_0, 0; d_{eff})] \\ &= k \frac{V_p}{V_0} \left[\frac{2}{\pi} \arctg(e^{\pi x_1/d_{eff}}) - \frac{2}{\pi} \arctg(e^{\pi x_0/d_{eff}}) \right] \end{aligned}$$

Наилучшее совпадение достигается при

$$d_{eff} = d \cos\left(\frac{\pi(d - 2R)}{4d}\right)$$

Таким образом, полученные уравнения достаточно точно описывают поведение ионов, отклонённых на BNG, и могут быть использованы для любой геометрии модулятора.

Последнее оставшееся преобразование – переход к зависимости от времени и длительности импульса напряжения подаваемого на модулятор. Для этого необходимо произвести замену $t = x_0/v_0 + \Delta t/2$, в результате получим

$$\tan \alpha_{av}(t; \Delta t) = k \frac{V_p}{V_0} \left[\frac{2}{\pi} \arctg(e^{\pi v_0(t + \Delta t/2)/d_{eff}}) - \frac{2}{\pi} \arctg(e^{\pi v_0(t - \Delta t/2)/d_{eff}}) \right]$$

где $v_0 = \sqrt{\frac{2zeV_0}{M}}$ – скорость ионов, $t=0$ – центр импульса.

В график среднего тангенса угла отклонения, рассчитанный для длительности импульса 100 нс и энергии 5 кВ имеет следующий вид:

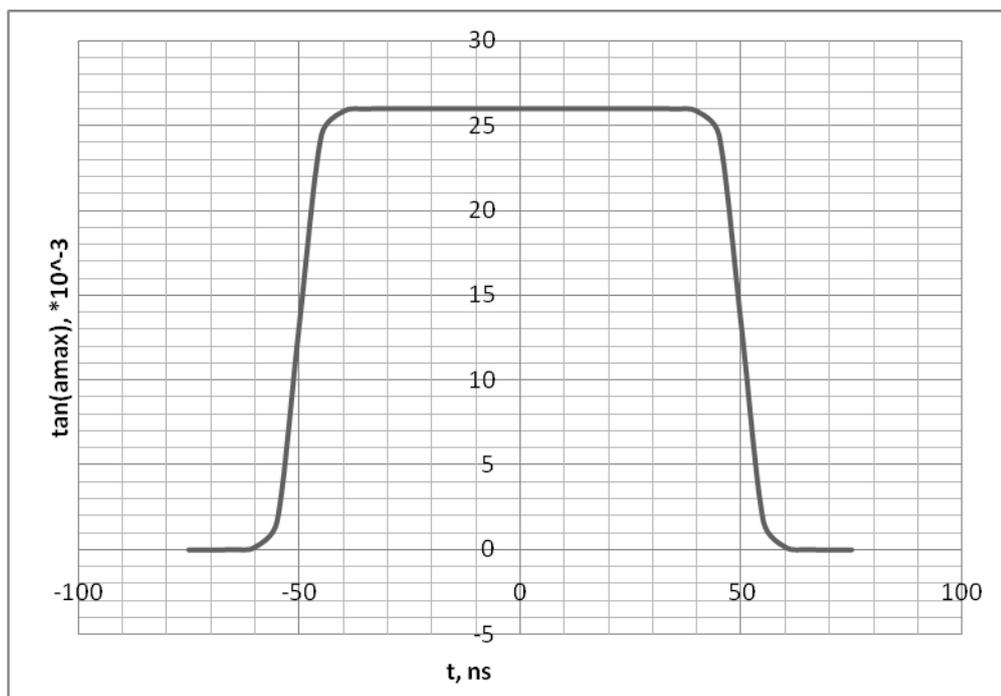


Рис 12.

Зависимость тангенса угла отклонения от времени и длительности импульса.

Для расчёта удовлетворительных параметров модулятора используются приведённые выше формулы для коэффициента k и $d_{эфф}$, а также следствие уравнения 1: эффективная длина действия поля равна $2d$. Время пролёта ионов через модулятор (т.е время пролёта эффективной длины действия поля) должно быть меньше длительности подаваемого импульса.

$$d \leq \frac{\tau \bar{v}}{2}$$

Перейдём к непосредственному расчёту параметров модулятора. Для этого сначала рассчитаем времена пролёта исследуемых ионов в данном случае это изотопы углерода C_{12} и C_{13} . Длина дрейфового промежутка, заданная установкой, составляет 67см. энергия ионов может регулироваться в пределах от 1 до 10 киловольт. Разность времён пролёта лежит в пределах от 68 до 216 наносекунд, поэтому целесообразно выбрать длину импульса модулирующего напряжения равной 50 наносекунд. В соответствии с уравнением 13 $d \leq 3.125 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Радиус проводов подбирается с учётом прозрачности модулятора (соотношение токов падающего и прошедшего пучков) и необходимого напряжения модуляции (радиус входит в соотношения для коэффициента k и $d_{эфф}$, и влияет на максимальный угол отклонения пучка, который также регулируется напряжением модуляции).

Необходимое напряжение затвора рассчитывается из формулы для тангенса максимального угла отклонения пучка, который должен соответствовать параметрам установки. В данном случае угол, необходимый для полного отклонения пучка (пучок не попадает на коллектор), составляет 48мрад (угол рассчитывается из соотношения длины дрейфового пространства и размера коллектора в данном случае они составляют 67см и 30см соответственно) и напряжение питания составляет от 100 до 250 вольт при энергии ионов от 1 до 3 киловольт.

3.3 Конструкция затвора.

Для эксперимента был изготовлен затвор, состоящий из двух параллельных пластин, на которые закреплены 6 стоек для намотки проводов, 2 тефлоновые стойки, имеющий резьбу на 0,5мм задают шаг сетки, 4 оставшиеся состоят из изолированных медных трубок, с помощью шпилек закреплённых на пластинах. Медные трубки также

имеют резьбу на 0,5мм и служат для закрепления двух наборов проводов. Каждый из наборов наматывается отдельно, закрепляется пайкой на медных трубках, после чего обрезаются лишние части. В результате получаем сетку, состоящую из двух наборов изолированных друг от друга проводов, имеющую шаг 0,5мм. Используемые провода имеют диаметр 30 мкм. Поверх пластин устанавливается экран с окошком 30мм на 30мм.

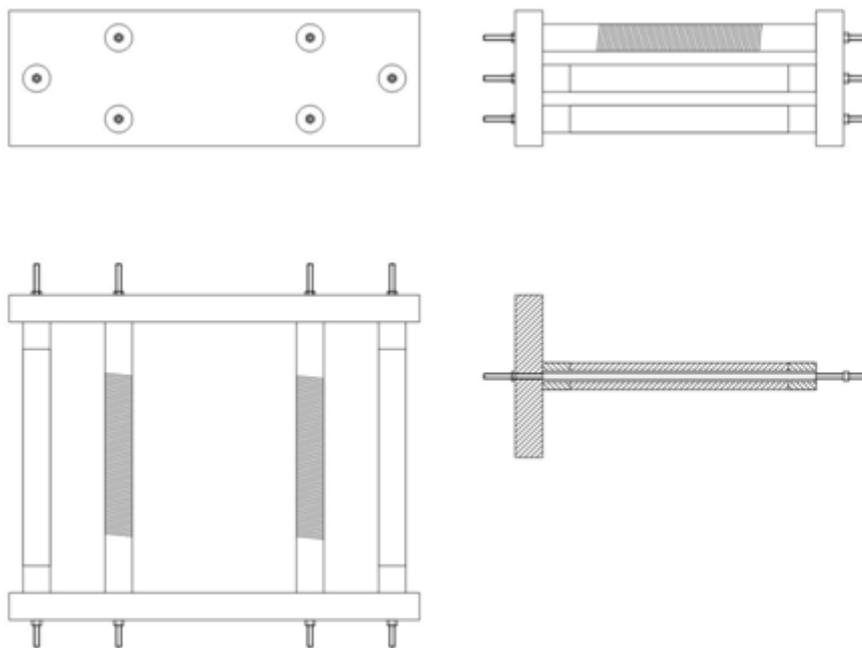


Рис13.
Конструкция первого затвора.

В результате длительной работы, на описанном выше затворе произошёл обрыв нескольких проволочек, что привело к невозможности его дальнейшего использования, поэтому был изготовлен второй модулятор (рис 11_1), имеющий ещё более простую конструкцию. Параметры этого модулятора хуже ($d = 2,5$ мм, $R = 0,08$ мм), но обеспечивают точность необходимую в эксперименте.

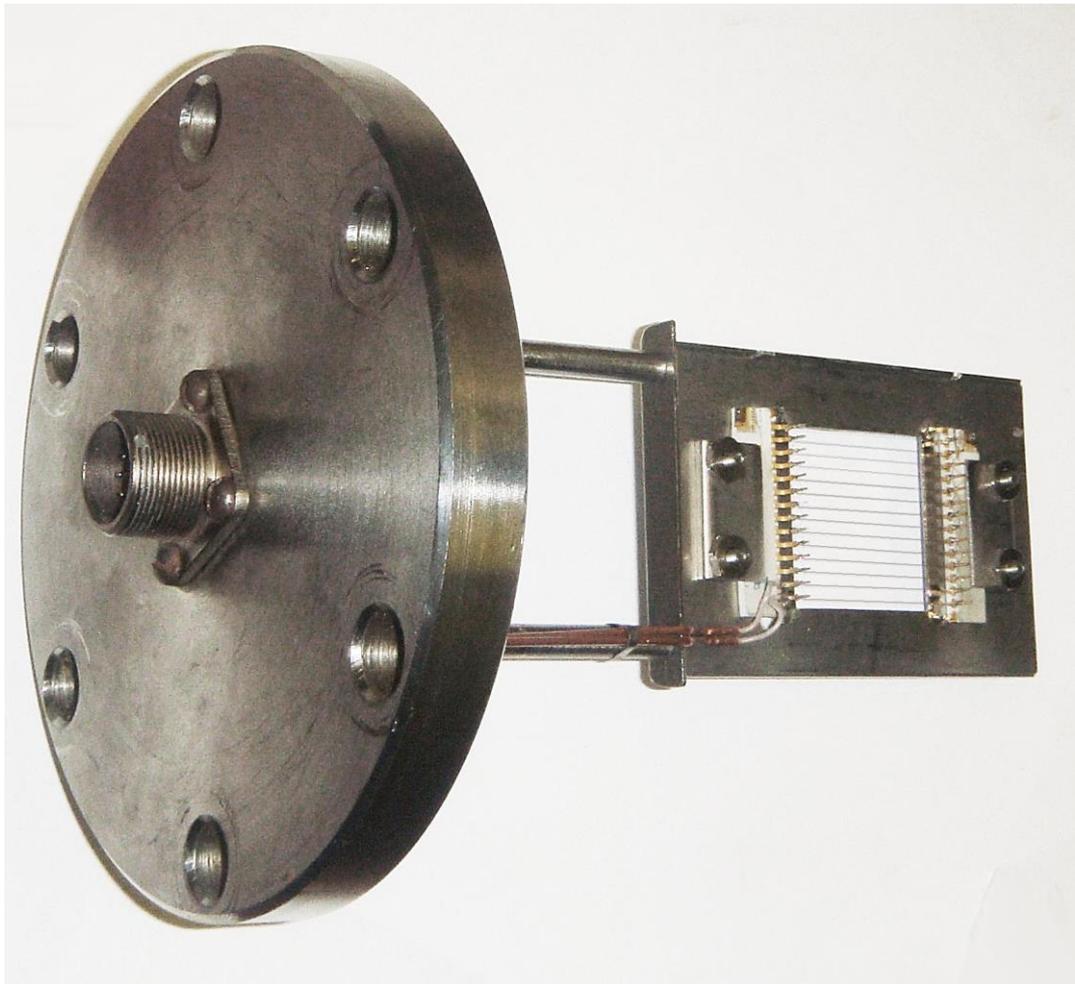


Рис 14
Внешний вид второго модулятора.

3.4 Система питания.

Немаловажной частью системы модуляции пучка является система питания BNG. Её можно разделить на две части: высоко- и низковольтная. В низковольтной части происходит генерация импульса необходимой длительности и передача его в высоковольтную часть, в которой амплитуда импульса увеличивается до необходимых 250 вольт.

Начальный импульс формируется генератором Г5-74 и подаётся на буферный усилитель на транзисторе КП907А. Выходное сопротивление генератора 50 Ом, входное сопротивление буферного усилителя 100 Ом. Пропускная емкость транзистора 30пф соответственно усиление нагрузки выбрано равным 200 Ом, для обеспечения приемлемой передачи импульса $RC = 30\text{пФ} * 200\text{ом} = 6 * 10^{-9}$. Напряжение питания буферного усилителя равно 20 вольтам. Далее через разделительный конденсатор ёмкостью 240пф импульс подаётся на магнитный трансформатор, который состоит из феррита $\mu 300\text{нм}$ с 3 обмотками, содержащими одинаковое количество витков, равное 19. Использование магнитного трансформатора обусловлено тем, что на затворе и истоке одного из транзисторов высоковольтной части должен поддерживаться потенциал -250в. С каждой из вторичных обмоток импульс подаётся на транзисторный ключ, формирующий высоковольтный импульс. Ключи управляются синхронно от одного источника питания. В результате на выходе формируются 2 импульса одинаковой длительности и различной полярности с амплитудой 250в.

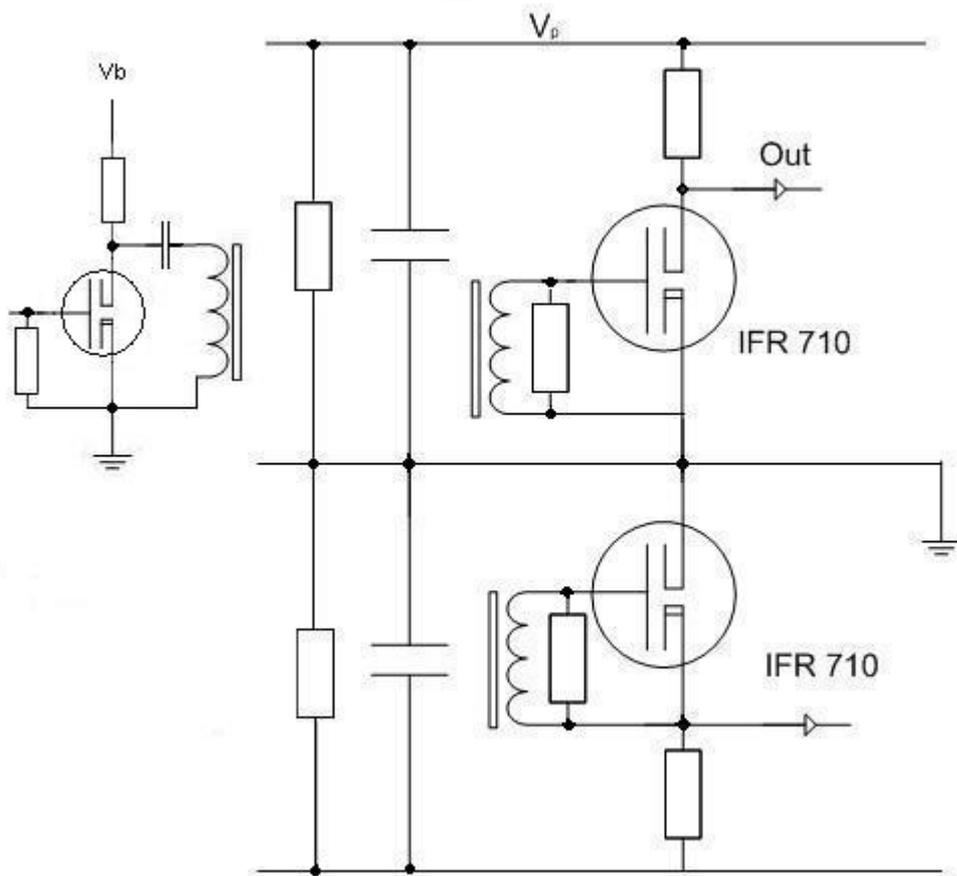


Рис. 15
Система питания.

3.5 Система регистрации.

Для регистрации ионных пакетов используется простой цилиндр Фарадея, измеряющий ток ионного пакета. Запирание вторичных электронов производится магнитным полем. При таком способе регистрации необходимо значительное усиление детектируемого сигнала. Для этого использовались усилитель на основе микросхемы AD8001 и усилительный каскад на транзисторах KT399AM, включённые последовательно. Суммарный коэффициент усиления около 500.

Схема двухкаскадного усилителя представлена на рис. 16.

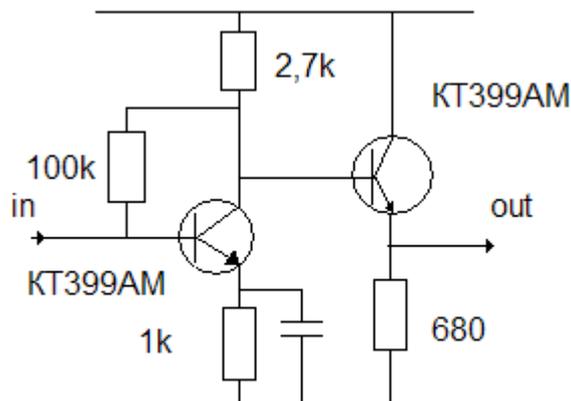


Рис. 16
Схема двухкаскадного усилителя

Суммарный шум составляет примерно 15% амплитуды сигнала, поэтому при регистрации использовался цифровой осциллограф с возможностью усреднения по 64 измерения, что уменьшает шум детектируемого сигнала в 8 раз.

4. Дополнительные системы и расчёты.

В данной системе также необходимо применение корректора, поскольку при различных энергиях пучок распространяется под разными углами и не всегда движется вдоль оси установки. Такое отклонение приводит к необходимости увеличения напряжения на модуляторе для коррекции первоначального отклонения. Вместо этого используется корректор, состоящий из двух пар параллельных пластин, компенсирующих отклонение в плоскости (x,y), пучок распространяется вдоль оси z. Напряжение корректора задаётся независимо для каждой оси и варьируется от 0 до 299 вольт.

При работе источника отрицательных ионов необходимо учитывать потери за счёт обдирки на остаточном газе. Сечение процесса обдирки $\sigma = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, проходное пучком расстояние 380 см. температура остаточного газа 300 К.

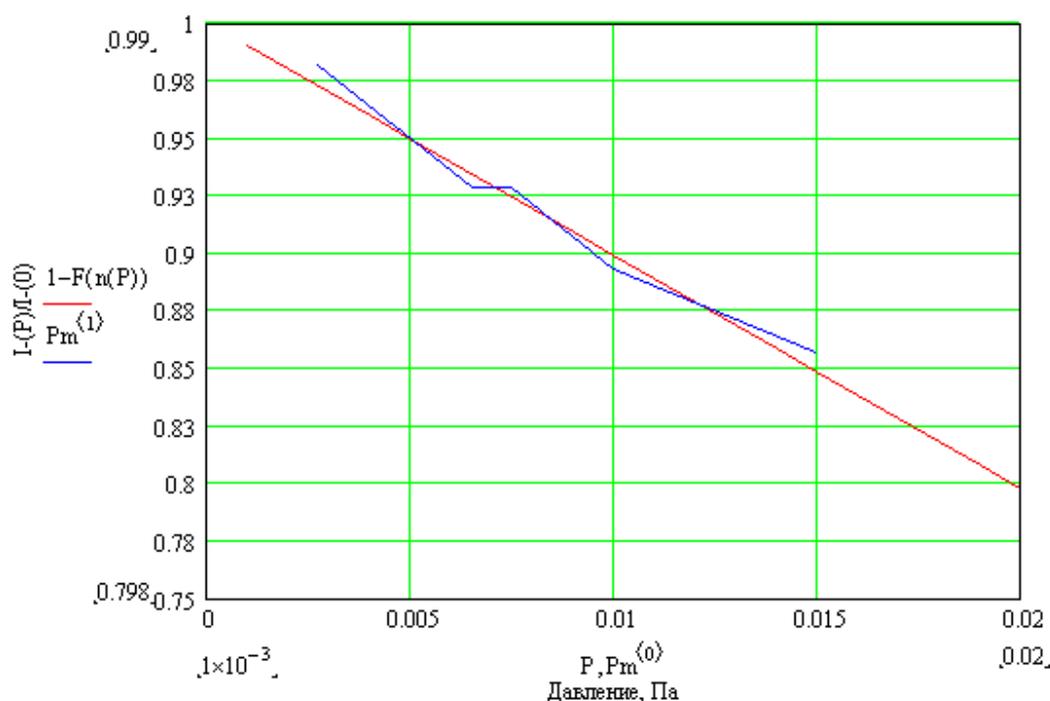


Рис.17 Оценочная кривая, Измерения.

5. Результаты.

Описанная система времяпролётной масс-спектрометрии была изготовлена и смонтирована на установке. В результате измерений были получены следующие спектры.

Спектр без математической обработки (усреднения) рис18. Имеют место сильные шумы, на фоне которых различить пики порядка 5% от максимальных невозможно, поэтому записывался сигнал, усредненный по 64 измерениям (число измерения ограничивается возможностями осциллографа).

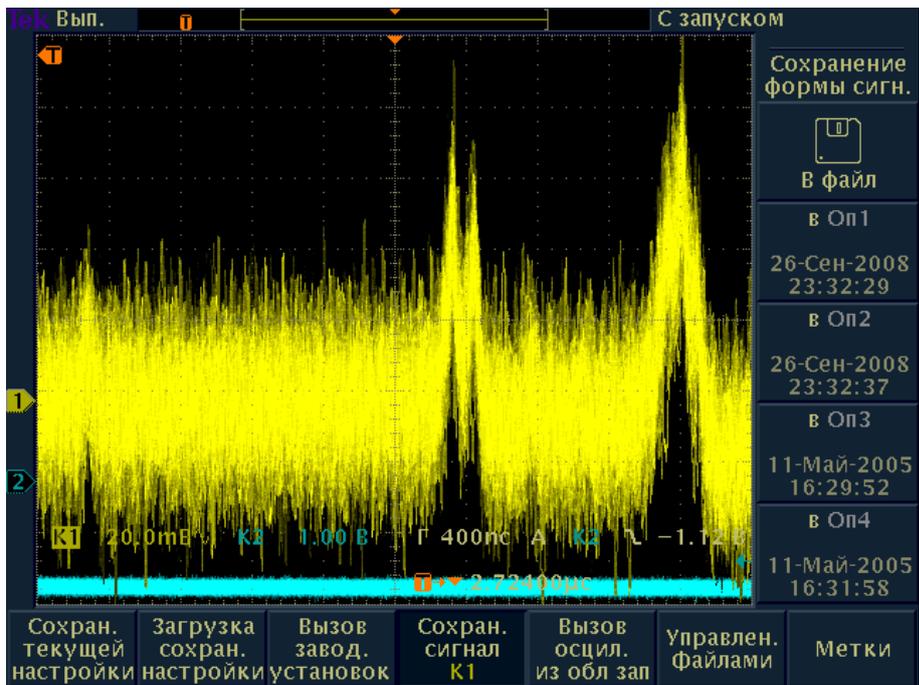


Рис 18.

Необработанный спектр полученный в результат эксперимента.
 «Калибровочный» спектр образца, содержащего равное количество изотопов C_{12} рис19, 20.

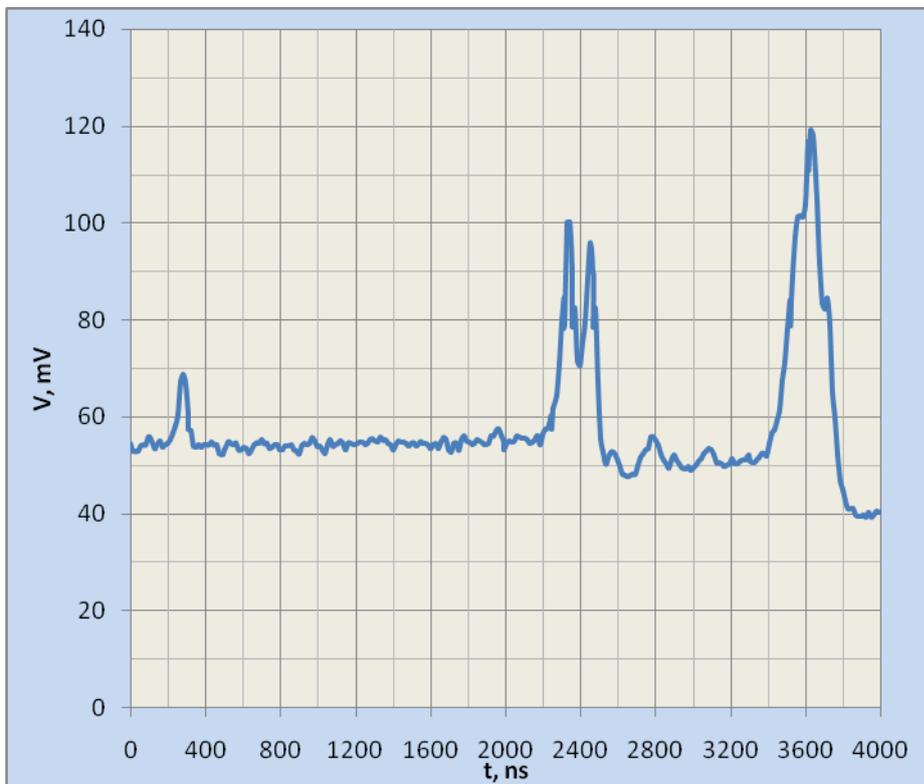


Рис.19 Калибровочный спектр.

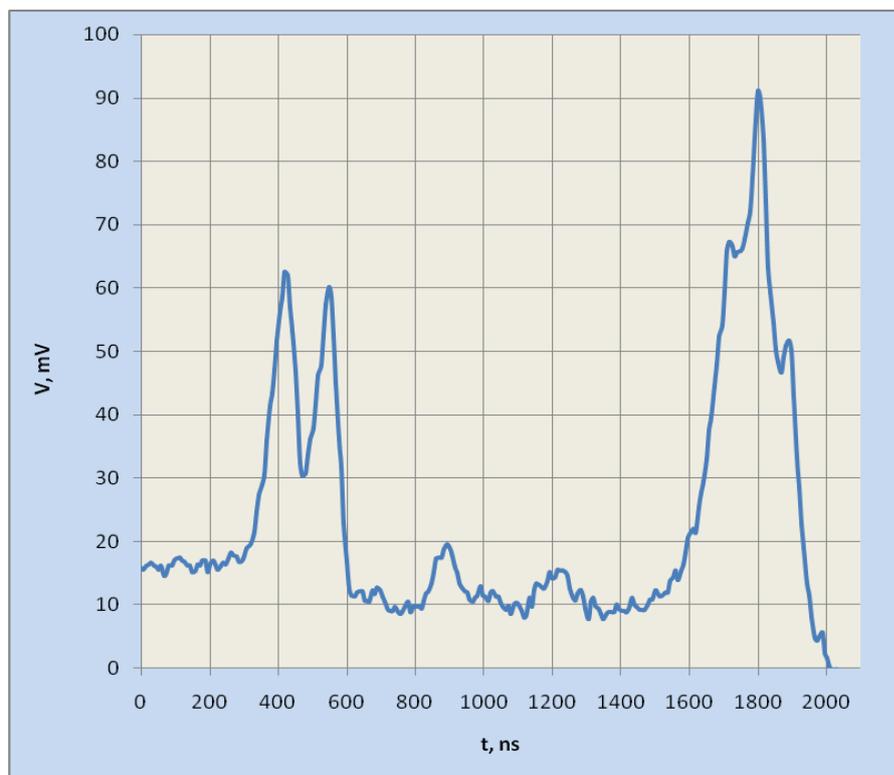


Рис. 20. Калибровочный спектр.

Первый идентифицируемый пик соответствует массе 1 (водорода), следующие два пика соответствуют массам 12 и 13 (пики изотопов углерода), далее масса 16 (кислород), масса 18 (вода), следующие три пика соответствуют массам 24, 25, 26 (кластеры $2C_{12}, C_{12}C_1$). Данный спектр демонстрирует способность данной системы разрешить массы 12 и 13.

«Рабочий» спектр графитового образца рис. 21

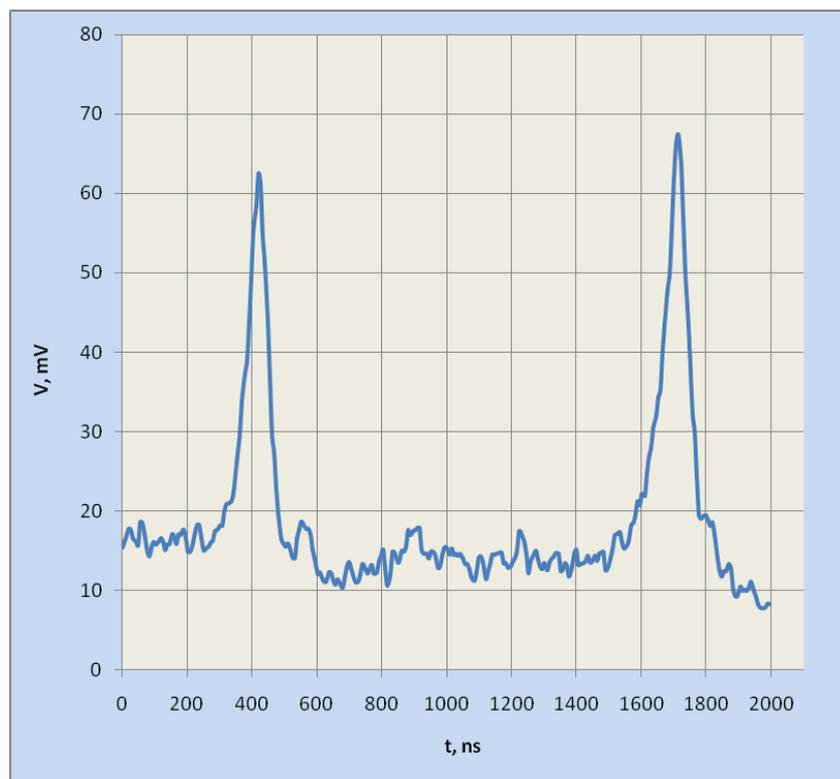


Рис. 21. «Рабочий» спектр

В «рабочем» спектре пики, хорошо различимые в калибровочном спектре, имеют амплитуду порядка шума, поэтому для идентификации пиков необходимо большее усреднение рис. 22.

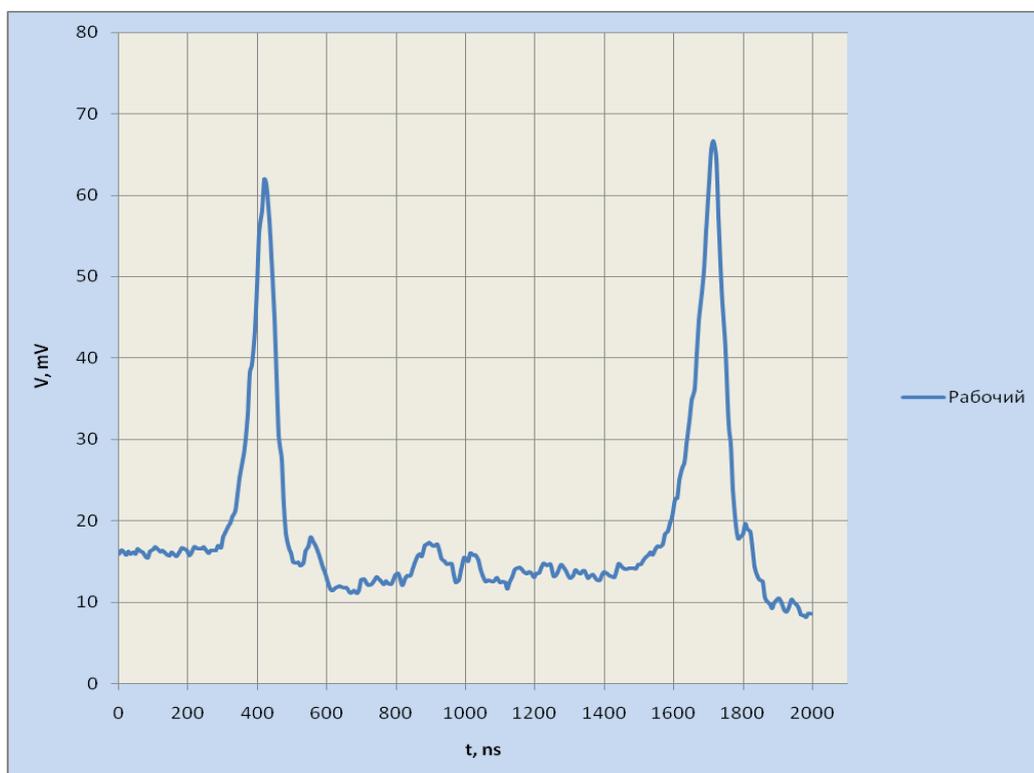


Рис.22. Усреднённый «Рабочий» спектр.

После обработки можно идентифицировать следующие пики: C_{12} , C_{13} , O_{16} , углеродный кластер $2C_{12}(24)$, $C_{12}C_{13}(25)$.

«Малые» пики (C_{13} , $C_{12}C_{13}$), точно соотносятся с соответствующими пиками калибровочного спектра, полученного при такой же энергии рис. 23.

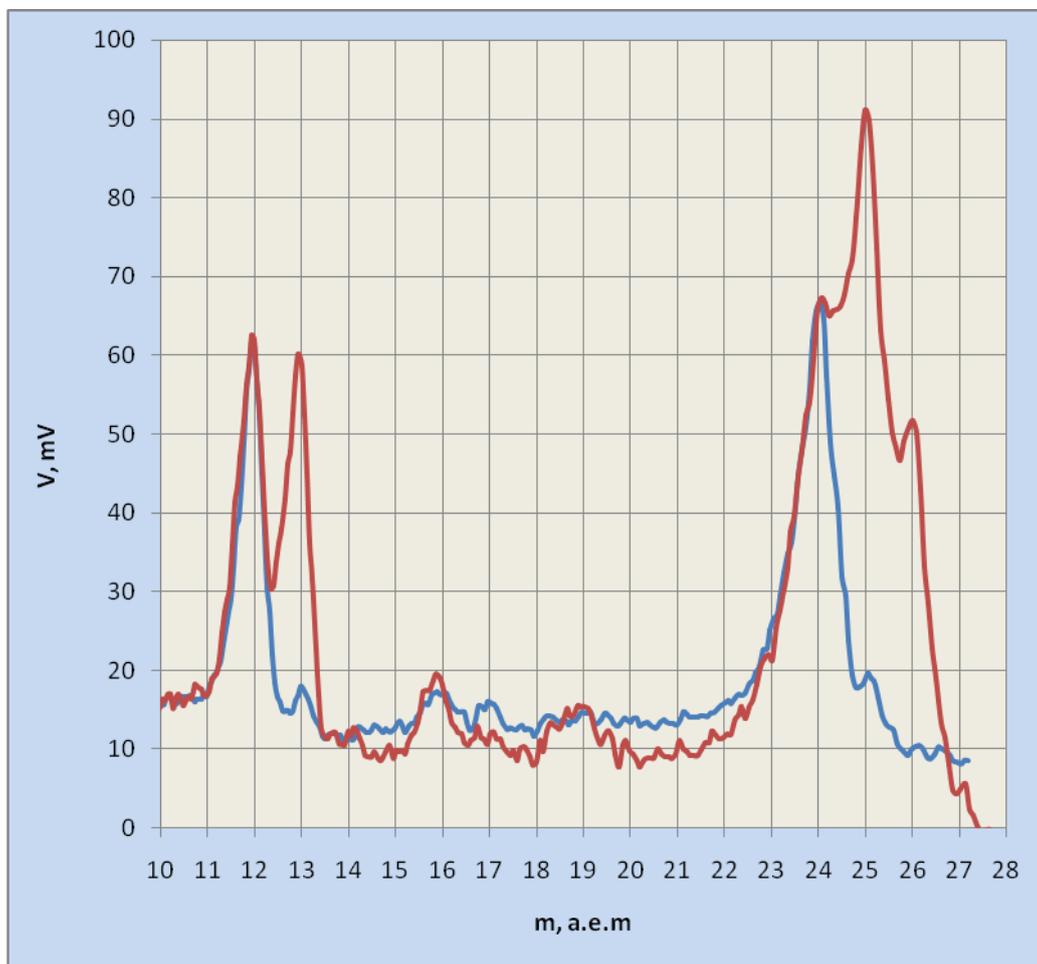


Рис. 23

Заключение.

В результате проделанной работы, был исследован массовый состав пучка источника отрицательных ионов, применяемого в тракте AMS, была рассчитана и сконструирована времяпролетная диагностика, получены и обработаны спектры углеродных образцов. Данная диагностика позволяет в реальном времени отслеживать спектр источника и производить соответствующую калибровку, контролировать точность попадания цезиевого пучка на образец, следить за присутствием «грязи» в образце.

Список литературы.

1. Физика и технология источников ионов./ Под ред. Я. Брауна: Пер. с англ. – М.: Мир, 1998, - 496с.
2. Баранова Л.А., Явор С.Я. Электростатические электронные линзы. М.: Наука., 1982, -192 с.
3. Зандберг Э.Я., Ионов Н.И. Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1969, - 432 с.
4. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М., 1980, - 440 с.
5. Смирнов Б.М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978, -176с.
6. Джонс М.Х. Электроника – практический курс М.:Постмаркет, 1999. – 528с.
7. Yoon, O.K.; Zuleta, I. A.; Kimmel, J. L.; Matthew, D. R.; Zare, R. N. Duty Cycle and Modulation Efficiency of Two-Channel Hadamard Transform Time-of-Flight Mass Spectrometry. J Am Soc Mass Spectrometry 2005, 16, 1888-1901.
8. Kimmel, J. R.; Engelke, F.; Zare R. N. Novel method for the production of finely spaced Bradbury–Nielson gates. Rev. Sci. Instrum., Vol. 72, No. 12, December 2001.