

# ИМПУЛЬСНЫЙ ИОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ХОЛЛА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИЙ МЕЖДУ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ В АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

*В. М. Быстрицкий*<sup>1,\*</sup>, *Вит. М. Быстрицкий*<sup>2</sup>,  
*Г. Н. Дудкин*<sup>3</sup>, *Б. А. Нечаев*<sup>3</sup>, *В. Н. Падалко*<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Калифорнийский университет, Ирвайн, США

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
Томск, Россия

ВВЕДЕНИЕ	531
ХОЛЛОВСКИЙ ИСТОЧНИК ИОНОВ	533
ДИАГНОСТИКА ИОННОГО ПУЧКА И ХОЛЛОВСКОГО ИСТОЧНИКА	543
ЗАГРЯЗНЕНИЕ/ОЧИСТКА ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ	554
СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ИОНОВ НА УСКОРИТЕЛЕ ХОЛЛА (ИДМ-40)	558
АЛГОРИТМ РАБОТЫ СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ИОНОВ УСКОРИТЕЛЯ ИДМ-40	564
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	565
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	566

# ИМПУЛЬСНЫЙ ИОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ХОЛЛА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИЙ МЕЖДУ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ В АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

*В. М. Быстрицкий*<sup>1,\*</sup>, *Вит. М. Быстрицкий*<sup>2</sup>,  
*Г. Н. Дудкин*<sup>3</sup>, *Б. А. Нечаев*<sup>3</sup>, *В. Н. Падалко*<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Калифорнийский университет, Ирвайн, США

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
Томск, Россия

Рассмотрены факторы, определяющие ограничения токовых характеристик ионного диода с магнитной изоляцией (ИДМ). Для конкретной конструкции ИДМ-40, предназначенной для ускорения легких ионов с целью исследования ядерных реакций с малыми сечениями в астрофизическом диапазоне энергии частиц во входном канале (2–40 кэВ), получены удельные токовые характеристики, близкие к максимально возможному. Экспериментально показано, что подобранные оптимальные условия работы элементов ИДМ-40 обеспечивают высокую стабильность параметров (энергетическое распределение и состав пучков ускоренных частиц, степень нейтрализации) нарастающего в течение рабочего импульса потока ускоренных частиц.

The factors of determining the restrictions of current characteristics of the ion diode with magnetic isolation (IDM) are considered. For a specific design of IDM-40 intended for acceleration of heavy ions for investigation of nuclear reactions with small cross sections in the astrophysical energy range of particles in the entrance channel (2–40 keV), the specific current characteristics close to greatest possible are obtained. It is experimentally shown that the picked-up optimum operating conditions of the IDM-40 elements provide high stability of parameters (energy distribution and structure of the accelerated particle beams, extent of neutralization) of the accelerated particle beams during the pulse.

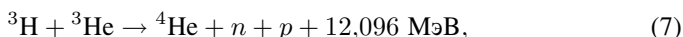
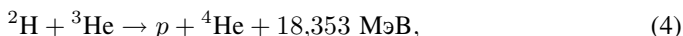
PACS: 29.20.Ej; 26.20.Np; 98.80.Ft

---

\*E-mail: bystvm@jinr.ru

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование реакций между легкими ядрами ( $pd$ ,  $dd$ ,  $d^3\text{He}$ ,  $d^6\text{Li}$ , ...)



в области ультранизких значений энергии (единицы–десятки кэВ) представляет большой интерес с точки зрения как ядерной физики, так и ядерной астрофизики [1–23]. Изучение реакций между легкими ядрами, входящих в звездные циклы, позволит корректно описать картину изначального нуклеосинтеза и нуклеосинтеза звезд. Эти исследования крайне важны с точки зрения построения модели горения и эволюции звезд [24–27].

Основная проблема при изучении реакций связана с чрезвычайно малыми эффективными сечениями данных реакций и их экспоненциальной зависимостью от энергии столкновения ионов. Для ее решения в области рассматриваемых значений энергии  $\sim 2\text{--}40$  кэВ необходимы высокоинтенсивные (10–100 А) импульсные пучки легких ионов  $\text{H}^+$ ,  $\text{D}^+$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  в достаточно широком диапазоне длительностей импульса 1–50 мкс и более.

Начиная с 2002 г. нами проведено достаточно большое количество экспериментов с использованием плазменного импульсного ускорителя Холла [11–13, 15–23], посвященных изучению  $pd$ - и  $dd$ -реакций, протекающих в дейтерированном полиэтилене, тяжелой воде  $\text{D}_2\text{O}$  и в дейтеридах титана, циркония и тантала в диапазоне значений энергии частиц во входном канале 6–19 кэВ. Впервые получен целый ряд важных физических результатов: измерен потенциал электронной экранировки для реакции  $pd$ -синтеза в мишени из дейтерида титана, обнаружено явление каналирования при протекании  $dd$ -реакции в мишени из дейтерида титана с текстурой [100]; измерены потенциалы и значения астрофизических S-факторов для  $pd$ - и  $dd$ -реакций; доказано отсутствие температурной зависимости потенциалов экранирования.

С целью расширения энергетического интервала исследования процессов (1)–(8), а также повышения интенсивности пучков ускоренных ионов в 2013–2014 гг. нами произведена модернизация холловского ускорителя ионов.

Для получения ионных пучков высокой интенсивности при низких значениях ускоряющего напряжения обычно используются ионные источники

с замкнутым холловским током. Принципиальной особенностью организации процесса ускорения в таких источниках является сохранение квазинейтральности ускоряемого слоя вследствие резкого ограничения поперечной подвижности замагниченных электронов в магнитном поле [28]. В этих условиях снимаются ограничения на плотность ионного тока  $j_i$  пространственным зарядом и, как следствие, предельные значения плотности тока определяются индукцией  $B$  внешнего магнитного поля  $j_{i \max} \approx B/2\mu_0 \rho_i$ , где  $\rho_i$  — ларморовский радиус ионов,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость. Это свойство позволяет отбирать большие значения ионного тока при весьма низких значениях ускоряющего напряжения.

Такая схема ускорения реализована в различных модификациях холловских ионных источников, работающих в непрерывном режиме и использующих в качестве эмиттера ионов плазму, образующуюся в результате ионизации поступающего со стороны анода газа дрейфующими электронами в ускоряемом слое. Использование такого подхода применительно к рассматриваемой задаче получения импульсных ионных пучков вызывает серьезные затруднения. Они, в основном, имеют две причины:

- 1) большая инерционность процессов ионизации газа в высоковакуумном разряде и наработки плазмы затягивает на десятки микросекунд выход на стационарный режим;
- 2) широкий энергетический спектр ионов, энергия которых в первом приближении определяется электрическим потенциалом в точке рождения иона в ускоряемом слое.

С учетом особенностей поставленной нами задачи при разработке импульсного холловского ионного источника за основу принята одноступенчатая схема ускорения с узким анодным слоем, в которой необходимый уровень и безынерционность ионной эмиссии обеспечиваются внешним индукционным плазменным источником с импульсным напуском газа. Широкие возможности таких плазменных источников были использованы ранее при получении мощных ионных пучков [28].

Устойчивость процесса ускорения в такой схеме, связанная с воспроизводством электронов в катодной части ускоряемого слоя, обеспечивается, как и в холловских источниках, работающих в непрерывном режиме, за счет процессов вторичной эмиссии с катодных стенок (ионно-электронной эмиссии, эмиссии из катодных пятен), вспомогательной ионизации нейтралов, поступающих со стороны анода, и внешним источником электронов.

Соблюдение баланса между электронами, уходящими из слоя на анод вследствие диффузии поперек магнитного поля и поступающими из катодной части, определяет как протяженность и сохранение ускоряемого слоя, так и эффективность генерации ионного пучка и его параметры в целом.

В одноступенчатой схеме ускорения ионов длительность импульса  $\sim 1-20$  мкс отбираемого ионного тока ограничена поступлением плазмы из

индукционного плазменного источника. Ниже дано описание одноступенчатого холловского источника со знакопеременным магнитным полем и конической баллистической фокусировкой для увеличения плотности пучка на мишени.

## 1. ХОЛЛОВСКИЙ ИСТОЧНИК ИОНОВ

**1.1. Конструкция и принцип работы.** Конструктивная компоновка элементов модифицированного холловского источника ионов с конической баллистической фокусировкой показана на рис. 1. В данном устройстве импульсным источником ускоренных ионов является ионный диод с магнитной изоляцией (ИДМ-40). Импульсный режим работы ускорителя с относительно высоким количеством ускоренных частиц за один импульс ( $\sim 5 \cdot 10^{14}$ ) позволяет значительно упростить задачу с подавлением уровня фона.

Катоды источника сделаны в виде двух коаксиальных конических лезвий из нержавеющей стали, образующих кольцевой зазор для вывода ионного пучка. Две катушки, расположенные в экранах из нержавеющей стали, обеспечивают изолирующее радиальное импульсное магнитное поле со временем нарастания 100 мкс, структура которого в ускоряющем зазоре задается непрозрачным для магнитного поля коническим анодом. В результате в ускоряющем зазоре формируются магнитные поверхности, параллельные поверхности анодного электрода.

Анод из дюраля толщиной 5 мм имеет систему азимутально-симметричных прорезей шириной 5 мм напротив кольцевого зазора между катодами. Площадь анода 120 см<sup>2</sup>. Коническая геометрия электродов служит для балли-

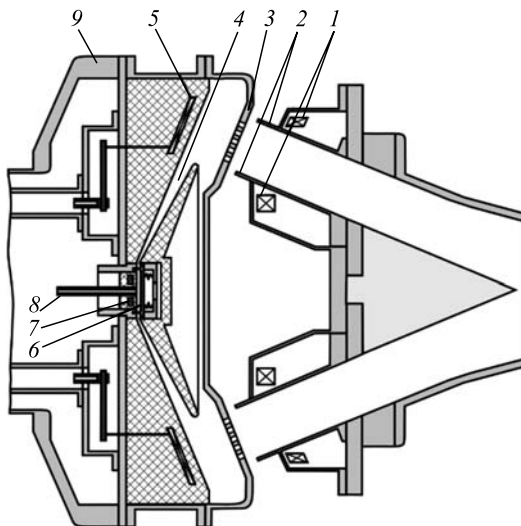


Рис. 1. Конструктивная схема холловского источника ионов: 1 — катушки изолирующего магнитного поля; 2 — конические катоды; 3 — анод; 4 — сопло Лавалю; 5 — ударная катушка; 6 — импульсный газовый клапан; 7 — катушка клапана; 8 — подвод газа ( $H_2$  или  $D_2$ ); 9 — анодная полость

стической фокусировки ионного пучка. Полный угол фокусировки плазмы —  $45^\circ$ , при этом фокусное расстояние составляет 210 мм. Источник плазмы расположен внутри анодной полости и включает в себя электродинамический клапан на оси, сопло Лавала для истечения газа и одновитковую ударную катушку.

Для генерации предварительной плазмы используется ударная катушка. В этом случае в области вихревого электрического поля, возникающего при разряде колебательного LC-контура (ударной катушки), происходит ионизация рабочего газа, напускаемого с помощью импульсного газового клапана. Металлический корпус, в котором расположены ударная катушка и газовый клапан, закреплен на изоляторе. Через концентрические прорезы в торцевой части корпуса ионизованный газ поступает в область ускорения. Разность потенциалов, определяющая ускоряющее напряжение, прикладывается между корпусом (анодом) и заземленным катодом. В катоде встроены магнитные катушки для создания радиального магнитного поля в области ускорения ионов. Магнитное поле необходимо для подавления электронной проводимости (магнитной изоляции).

Ускоренные ионы транспортируются по коаксиальному конусному каналу. Использование конусной геометрии позволяет обеспечить определенную (баллистическую) фокусировку ионного потока на мишени. Перед мишенью располагается сетка под отрицательным потенциалом ( $-150$  В) для очищения ионного потока от электронов и для подавления вторичной ионно-электронной эмиссии из мишени. Подавление вторичной эмиссии из мишени необходимо для корректного измерения количества падающих на мишень ускоренных заряженных частиц (гидридов, дейтеридов и тритидов металлов).

Для эффективного ускорения ионов необходимо подавить электронную проводимость  $\sigma_0$  в области ускорения. При наличии магнитного поля электронная проводимость  $\sigma_H$  вдоль вектора напряженности ускоряющего поля (перпендикулярно магнитному полю) определяется степенью замагниченности  $\beta$  электронов:  $\sigma_H = \sigma_0 \beta / (1 + \beta^2)$ . Очевидно, что степень замагниченности должна быть  $\beta = \omega_{ce} / \nu_{ei} \gg 1$ , где  $\omega_{ce} = eH/mc$  — циклотронная частота электронов,  $\nu_{ei} \approx 20(n/(T_e)^{3/2})$  — частота парных столкновений,  $n$  — концентрация плазмы,  $T_e$  — электронная температура,  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света,  $H$  — напряженность магнитного поля. При измеренной (с помощью электростатического анализатора энергии) температуре электронов (порядка  $0,5$ – $1$  эВ) и заданной величине степени замагниченности  $\beta \geq 1000$  ( $H = 3$  кГс) максимальная концентрация плазмы на выходе из ионного источника не должна превышать величины  $n_{\max} = (5 \cdot 10^{-4} eH/mc)(T_e)^{3/2} \approx 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В противном случае эффективная подвижность электронов поперек магнитного поля в силу парных столкновений будет превышать подвижность ионов, т. е. магнитная изоляция диода будет нарушена.

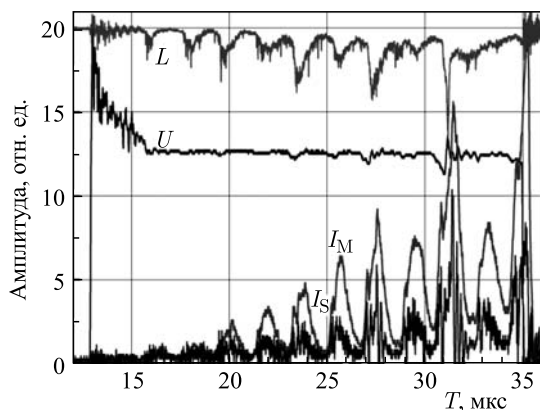


Рис. 2. Осциллограммы ускоряющего напряжения  $U$ , тока мишени  $I_M$ , тока сетки  $I_S$  и свечения плазмы в области ускорения  $L$

На рис. 2 приведены осциллограммы ускоряющего напряжения, тока мишени, тока сетки и свечения плазмы в области ускорения. Длительность осциллограмм ограничена длительностью работы ударной катушки (источника ионов). Из осциллограмм видно, что после  $\sim 30$  мкс процесс ускорения ионов дейтерия носит неустойчивый характер, а на осциллограммах напряжения и свечения плазмы появляются признаки пробойного характера. С другой стороны, до  $\approx 16$  мкс ускоряющее напряжение еще не установилось.

Таким образом, для дальнейших экспериментов был выбран временной интервал от 18 до 30 мкс. Результаты экспериментов показали, что в данном интервале при устойчивой работе ускорителя наибольшая амплитуда импульса тока ускоренных дейтронов (при 27,5 мкс) соответствует величине порядка 150 А (или  $5 \cdot 10^{14}$  частиц за импульс длительностью 10 мкс). Такой ток получен при экспериментально подобранном расположении концентрических прорезей и их оптимальной общей площади  $s \approx 100$  см<sup>2</sup>. Следует отметить, что в экспериментах с меньшими общими площадями прорезей получена примерно такая же максимальная плотность тока, измеряемая на аноде. Это свидетельствует о равномерном распределении потока плазмы по площади анода.

Плазменный источник — одна из основных подсистем, обеспечивающих генерацию ионного пучка и предназначенных для получения плазмы нужной плотности с заданным сортом ионов. При разработке за основу взят источник, использующий безэлектродный индукционный разряд с импульсным напуском газа [29]. Плазменный источник состоит из ударной индукционной катушки, импульсного газового клапана и сопла Лаваля, соединенного с газовой распределительной камерой (см. рис. 1).

Пробой газа с образованием плазмы осуществляется в индуцированном электрическом поле, генерируемом ударной катушкой. Далее плазма поступает в ускоряющий зазор сквозь прорези в аноде, тормозится радиальным изолирующим магнитным полем, образуя плазменный слой на поверхности анода. При подаче импульса напряжения на анод ионы отбираются с границы анодного плазменного слоя и ускоряются в эффективном магнитно-изолированном зазоре диода. Роль псевдокатодного электрода в таком зазоре выполняет слой электронов, поступающих с катодных стенок за счет вторичной ионно-электронной эмиссии и заполняющих магнитные поверхности внутри катодной полости. Одновременно электроны совершают в азимутальном направлении замкнутый (холловский) дрейф в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Такая организация ускоряющего процесса позволила перевести источник в так называемый вакуумный режим работы с размером ускоряющего зазора в несколько ларморовских радиусов замагниченных электронов. Важным следствием такого преобразования является минимизация энергетического разброса ускоряемых ионов и устранение основного недостатка холловских источников с распределенным электрическим полем в плазме.

В то же время использование непрозрачного для изолирующего магнитного поля анода сохраняет постоянным магнитный поток в ускоряющем зазоре во время импульса. Это позволяет получить конфигурацию знакопеременного магнитного поля, создаваемого катушками с нулевым потоком, пересекаемым пучком ионов при движении к фокусу и выполнить одно из основных условий эффективной баллистической фокусировки.

Рассмотрим кратко конструктивные особенности и характеристики отдельных узлов плазменного источника и их систем импульсного питания и развязки.

**1.2. Импульсный газовый клапан.** Одним из наиболее важных узлов ионного источника является газовый клапан, в значительной степени определяющий стабильность работы и параметры плазменного источника. От ра-

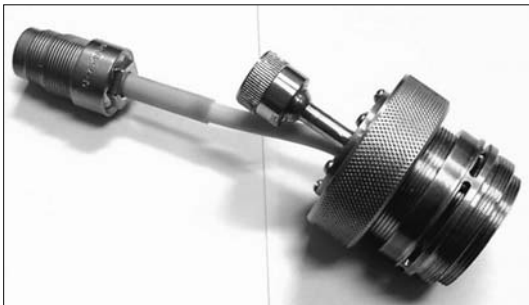


Рис. 3. Внешний вид импульсного газового клапана



боты клапана зависят размеры газового облака, объем выпускаемого газа и его давление в активной зоне разряда.

Нами разработан клапан электродинамического типа, обладающий наибольшим быстродействием. Максимальный объем выпускаемого газа ( $0,3 \text{ см}^3$  при атмосферном давлении) определялся давлением газа под чашкой клапана и ее размерами. Характеристики работы клапана зависят от многих факторов: жесткости поджимающей пружины, веса чашки, амплитуды и длительно-

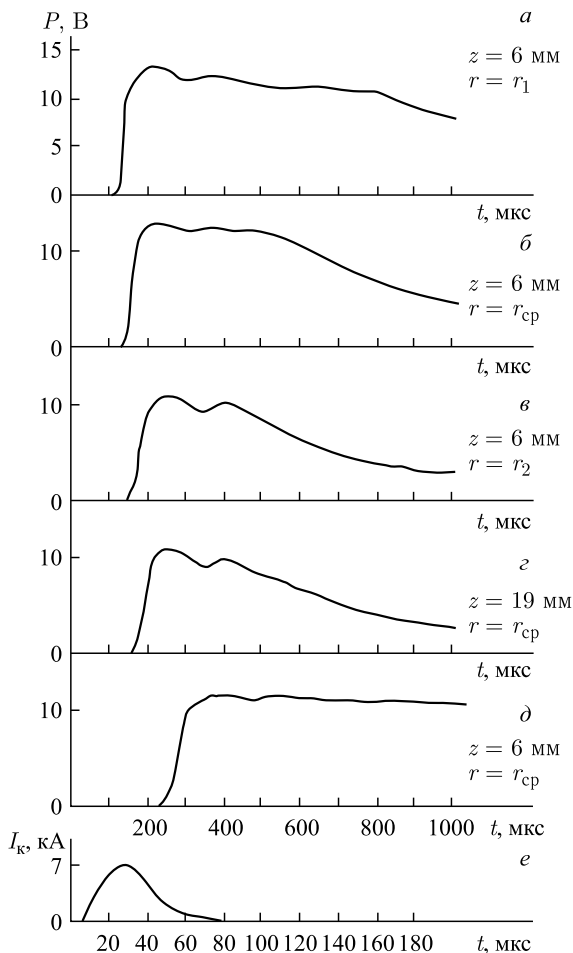


Рис. 4. Осциллограммы импульсов давления водорода (а-з), воздуха (д) вблизи плоскости ударной катушки и тока в катушке клапана (е):  $z$  — расстояние по нормали до плоскости ударной катушки;  $r$ ,  $r_{cp}$ ,  $r_2$  — внутренний, средний и внешний радиусы катушки

сти импульса магнитного поля, создаваемого катушкой клапана. Для клапана данного типа необходимы малые времена нарастания магнитного поля, при которых оно не проникало бы в материал чашки клапана. Так как глубина скин-слоя  $G = 503,3\sqrt{\rho/\mu f}$ , то для отсутствия проникновения поля в чашку должно выполняться условие  $G \ll d$ , где  $d$  — толщина чашки,  $\rho$  — проводимость материала чашки,  $\mu$  — магнитная проницаемость. Исходя также из механической прочности толщина чашки из дюрала была выбрана  $d \approx 1,5$  мм. Катушка клапана прямоугольного сечения, выполненная из медной ленты толщиной 0,5 мм, укладывалась в выборку в латунном корпусе клапана и заливалась эпоксидным компаундом. Число витков и высота катушки составляли 14 и 3 мм соответственно. Индуктивность плоской катушки составляла 2,5 мкГн. Чашка клапана уплотнялась вакуумно по тефлоновому кольцу с помощью короткого пружинного сильфона из нержавеющей стали. Внешний вид клапана приведен на рис. 3.

Для определения характеристик газового потока, создаваемого с помощью клапана, были проведены измерения во времени давления газа вблизи плоскости ударной катушки датчиком на основе небольшой ячейки Пеннинга. Пространственное разрешение датчика составляло  $\sim 4$  мм. Магнитное поле напряженностью  $B \approx 4,5$  кГс в объеме датчика создавалось постоянными самарий-кобальтовыми магнитами.

На рис. 4 приведены осциллограммы импульсов давления водорода  $H_2$  на внутреннем, среднем и внешнем радиусах ударной катушки и осциллограмма тока в катушке клапана. Для сравнения приведена осциллограмма импульса давления при напуске воздуха. При задержке напуска водорода  $\sim 220$  мкс давление на среднем радиусе ударной катушки составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  Торр.

**1.3. Ударная индукционная катушка.** Импульсная ударная катушка предназначена для генерации вихревого электрического поля, от величины которого в соответствии с законом Пашена зависит как диапазон значений давления, в котором может быть осуществлен пробой газа, так и его временная задержка. Для получения максимальной ЭДС ( $\varepsilon$ ) в зоне разряда параметры ударной катушки должны быть оптимизированы.

Пусть  $L_K = N^2 L_0$  — индуктивность ударной катушки,  $N$  — число витков,  $L_0$  — индуктивность ударной катушки и плазменного витка с током  $M = N L_0$ , тогда ЭДС на поверхности катушки составляет  $\varepsilon = M dI/dt$ , где  $I$  — ток в контуре ударной катушки. Для колебательного разряда  $dI/dt \approx U_{\text{зар}}/L$  и  $\varepsilon = \frac{L_0 N}{L_0 N^2 + L_n} U_{\text{зар}}$ , где  $U_{\text{зар}}$  — зарядное напряжение на конденсаторной батарее ударной катушки,  $L = (h_0 N^2 + h_n)$  — полная индуктивность цепи,  $L_n$  — индуктивность до ударной катушки.

Из условия  $d\varepsilon/dN = 0$  следует, что максимальная величина ЭДС достигается при  $N_{\text{зар}} \approx (L_n/L_0)^{1/2}$  и, как и число витков ударной катушки, зависит от  $L_n$  паразитной индуктивности разрядного контура. Наиболее оптимальным

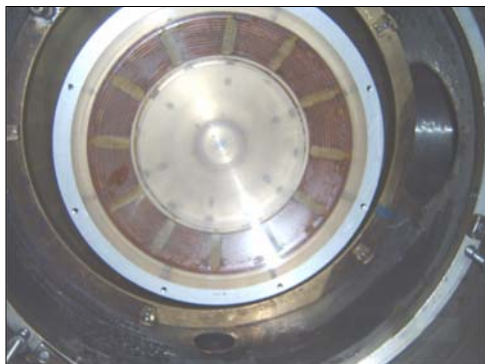


Рис. 5. Внешний вид индукционного плазменного источника, установленного в вакуумной камере

вариантом является  $N = 1$  и  $L_n \ll L_0$ , что при индуктивности одновитковой ударной катушки  $L_0 \approx 250$  нГн предъявляет жесткие требования к индуктивности импульсного генератора для питания ударной катушки.

Конструктивно коническая ударная одновитковая катушка сделана многозаходной и залита эпоксидным компаундом в корпусе из оргстекла. Внешний вид плазменного источника, установленного в вакуумной камере для измерения характеристик газового потока, показан на рис. 5.

Ударная катушка запитывалась от низкоиндуктивного  $L_T \approx 120$  нГн генератора коаксиальной компоновки с емкостью  $C \approx 0,8$  мкФ,  $U_T \leq 20$  кВ с помощью тригatronного газового разрядника. Для уменьшения индуктивности подводов к плазменному источнику генераторы ударной катушки и клапана изготовлены в виде одного блока и установлены на потенциальном электроде в камере с трансформаторным маслом. Подвод зарядных напряжений, импульсов управления и подключение диагностики осуществляется через развязывающий дроссель с ферромагнитным (пермаллой 50 НП) сердечником. Дроссель имеет три витка, выполненных коаксиальными кабелями, на сердечнике сечением  $S \approx 100$  см<sup>2</sup>.

**1.4. Электромагнит.** Одним из основных элементов катодного блока ионного источника является электромагнит, предназначенный для создания поперечного изолирующего магнитного поля в ускоряющем зазоре.

Магнитное поле, создаваемое данным магнитом, необходимо для поддержания сильной пристеночной проводимости протяженного ускоряемого слоя плазмы и использования диэлектрически ускоряющего канала.

Для рассматриваемого нами случая узкого (прианодного) ускоряемого слоя и канала с металлическими стенками протяженность слоя определяется характером объемной электронной проводимости поперек магнитного поля.



Рис. 6. Внешний вид электромагнита холловского ионного источника

В этом случае размер слоя составляет несколько электронных ларморовских радиусов  $\rho_l$  и при кулоновской проводимости принимает минимальное значение порядка  $\rho_l$  [29]. Если принять  $\rho_l \approx 1\text{--}3$  мм при  $U \leq 10$  кВ, имеем  $B \approx 1\text{--}2$  кГс в качестве ориентира при разработке электромагнита. В катодном канале магнитное поле создано знакопеременным для компенсации азимутального момента ионов на выходе из канала. Недостатком холловских источников с протяженной зоной ускорения является широкий энергетический спектр ускоряемых ионов из-за ионизации нейтралов в самом ускоряемом слое плазмы.

Электромагнит состоит из ярма и двух пар конических полюсов, выполненных из магнитомягкого железа шириной 10 мм, каждая из которых образует кольцевой зазор шириной  $\sim 26$  мм (рис. 6). Внешние полюсы соединены шпильками, на которых расположены 12 последовательно соединенных катушек с числом витков  $n \approx 1000$  в каждой. Внутренняя катушка имеет число витков  $n \approx 5000$ . Катушки внешнего контура и внутренняя катушка имеют раздельное питание от источников постоянного тока. Катодный канал внутри электромагнита сделан из тонкой немагнитной нержавеющей стали. Электромагнит имеет системы юстировки и крепления на опорном фланце внутри вакуумной камеры. Внешний вид электромагнита после сборки показан на рис. 6. Измеренное значение магнитного поля в середине кольцевого зазора между полюсами составляет  $B \approx 3,6$  кГс и может быть увеличено за счет дополнительных источников постоянного тока.

**1.5. Генератор импульсов ускоряющего напряжения.** Основные характеристики генератора импульсов на ускоряющее напряжение 7–45 кВ следующие: диапазон импульсного напряжения — 7–45 кВ; максимальный ток

нагрузки — 20 кА; длительность плоской части импульса — 40 мкс; частота импульсов — не менее 1 Гц.

Генератор состоит из:

- 1) зарядного устройства мощностью 7 кВА;
- 2) системы управления, построенной на базе микроконтроллера (предназначенной для управления источником, контроля, индикации и связи с компьютером по интерфейсу RS485).

Блок генератора импульсов размещен в электромагнитном экране и находится в маслonaполненном контейнере для минимизации импульсных наводок на системы ускорителя. Высоковольтный импульс подводится коротким экранированным коаксиальным вводом непосредственно на анодный узел ускорителя.

В генераторе использованы тиратроны новой разработки ТДИ-50к/50: мощные и сверхмощные тиратроны с дуговой формой разряда в парах материала электродов, предназначенные для коммутации заряда от  $10^{-3}$  до  $10^6$  Кл в импульсе.

Эти тиратроны имеют небольшой ток подогрева генератора водорода (2,5 А) и малое падение напряжения во включенном состоянии. Благодаря этим приборам ресурс генератора и качество импульса существенно возросли. На рис. 7 представлена электрическая схема импульсного генератора 7–45 кВ.

Конденсатор C0 заряжается зарядным устройством через токоограничивающий резистор R1. Тиратрон T1 через токоограничивающий резистор R2 коммутирует C0 в нагрузку (анод). Тиратрон T2 формирует задний фронт ускоряющего импульса. Цепь R2–C1 служит для пускового разогрева тиратрона T1 и корректирует спад напряжения на нагрузке. Тиратроны управля-

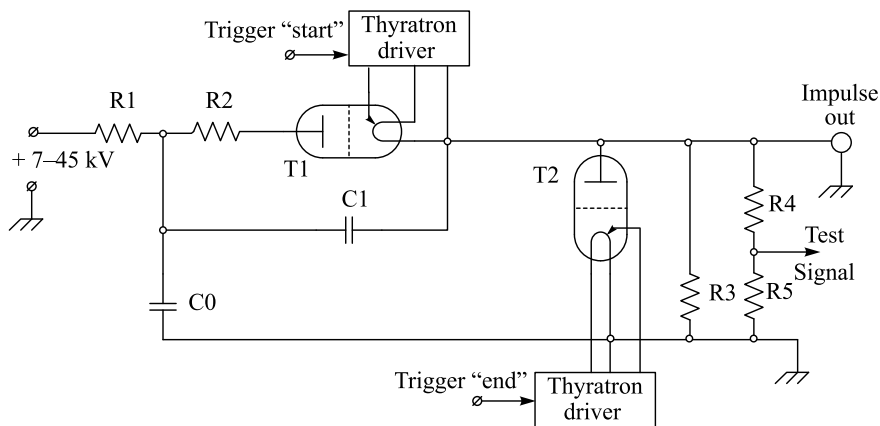


Рис. 7. Схема генератора высоковольтных импульсов

ются посредством блоков драйверов с оптической развязкой управляющего сигнала.

Широкий диапазон параметров плазмы, создаваемой разработанным нами источником ионов, легко перекрывает необходимый уровень ионной эмиссии  $\geq 1$  А/см<sup>2</sup>, а замена напускаемого газа позволяет достаточно просто переходить от одного сорта ионов к другому.

Существенное значение для стабильности работы ионного источника имеют свойства материалов, используемых в области ускорения ионов. Так, использование дюралюминиевого анода значительно улучшает стабильность ускоряющего напряжения по сравнению с латунным анодом (рис. 8). Таким образом, в результате оптимизации работы элементов ускорителя количество ускоренных частиц за 10 мкс в настоящее время составляет  $\approx 5 \cdot 10^{14}$ .

Полученные рабочие параметры устройства позволяют исследовать указанные в постановочной части ядерные реакции с необходимой точностью, начиная с энергии ускоренных дейтронов порядка 6 кэВ и выше. Ограничения энергии снизу при регистрации редких событий на данном этапе определяются только внешними фоновыми условиями.

Оптимальная работа ускорителя обеспечивается экспериментально подобранными временными интервалами между последовательными запусками драйверов: газового клапана → магнитного поля → ударной катушки → ускоряющего электрического поля → среза ускоряющего напряжения → запуска осциллографов. Временные интервалы задаются генератором задержанных оптических сигналов. Связь между генератором и драйверами обеспечивается с помощью световодов. Количество ускоренных частиц в одном цикле ускорения регулируется в широком диапазоне за счет изменения тока в индуктивности клапана и давления рабочего газа в объеме клапана.

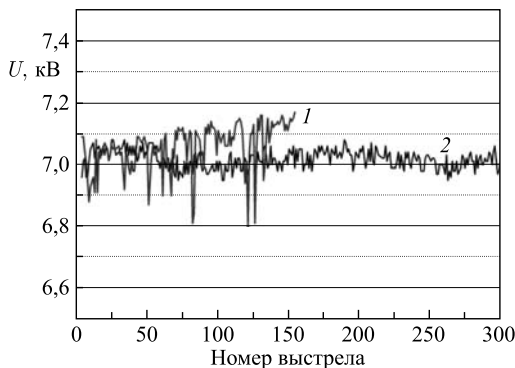


Рис. 8. Долговременная стабильность ускоряющего напряжения: 1 — медный анод; 2 — дюралюминиевый анод

Отметим, что для обеспечения полученных интегральных характеристик необходимо поддерживать рабочий вакуум  $\leq 10^{-7}$  мм рт. ст. В нашем случае безмасляная откачка обеспечивается применением сухого форвакуумного (с цеолитовой ловушкой), турбомолекулярного и криогенного насосов. Безмасляная откачка позволяет поддерживать необходимую чистоту поверхности мишени [30].

## 2. ДИАГНОСТИКА ИОННОГО ПУЧКА И ХОЛЛОВСКОГО ИСТОЧНИКА

Рассмотрим комплекс электрофизической диагностики, подготовленной для измерения параметров холловского источника и генерируемых ионных пучков. Для измерения напряжения на аноде холловского источника, полного и ионного токов разработаны достаточно стандартные устройства: активный делитель напряжения и пояса Роговского. Для измерения полного тока источника  $I_{\text{п}} \approx I_i + I_e$ , состоящего из ионного  $I_i$  и электронного  $I_e$  токов используется пояс Роговского [31], расположенный в вакуумной камере, работающей в режиме трансформатора тока. В этом случае напряжение  $U$  на выходе пояса, выполненного в виде тороидальной катушки с индуктивностью  $L$ , нагруженной на сопротивление  $R_{\text{н}}$ , дает значение измеряемого тока  $I \approx N/R_{\text{н}} U$  при условии  $\tau = L/R_{\text{н}} \gg \tau_{\text{и}}$ , где  $\tau_{\text{и}}$  — длительность импульса, а отношение  $N/R_{\text{н}}$  определяется как чувствительность пояса, где  $N$  — число витков тороидальной обмотки пояса. Заметим, что малая погрешность измерения тока в конце импульса  $\Delta I/I \leq \tau_{\text{и}}/\tau$  требует большой индуктивности обмотки и, следовательно, размеров пояса.

**2.1. Измерение плотности тока.** Для измерения плотности тока в различных сечениях ионного пучка разработаны одиночные коллимированные цилиндры Фарадея (КЦФ) или выполненные в виде линейки (рис. 9), позволяющей за один импульс получить распределение по сечению пучка.

КЦФ имеют расположенный в корпусе коллектор или систему коллекторов, изготовленных в виде полого стакана глубиной 5–10 мм (для уменьшения эффекта вторичной электронной эмиссии) и нагруженных на волновое сопротивление кабеля РК-75. Коллекторы закрыты коллиматорами с отверстиями 0,5–1 мм. Для сброса электронов, сопровождающих ионный пу-

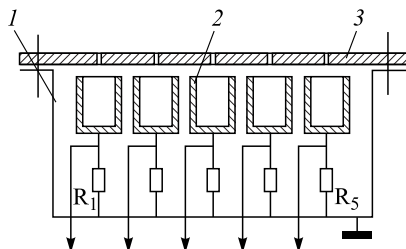


Рис. 9. Принципиальная схема линейки КЦФ: 1 — корпус; 2 — коллектор; 3 — коллимационная пластина;  $R_1$ – $R_5$  — нагрузочные сопротивления

чок, и подавления вторичной электронной эмиссии с коллектора используется поперечное магнитное поле  $\sim 2-3$  кГс, создаваемое в области КЦФ постоянными самарий-кобальтовыми магнитами. Этот метод является наиболее эффективным, особенно при проведении измерений плотности тока ионного пучка в области присутствия сторонней плазмы.

**2.2. Измерение энергетического спектра ионов.** При исследовании ядерных реакций при низких значениях энергии столкновения частиц необходимо с максимально возможной точностью измерять как энергетический спектр ускоренных частиц, так и количество частиц, падающих на мишень. Если в качестве мишени используется металл, насыщенный изотопами водорода, то такую мишень можно использовать в качестве коллектора для измерения интегрального тока заряженных частиц. Ток необходимо измерять на всей площади мишени, поскольку пространственная неоднородность и динамическая нестабильность потока исключают возможность его локального измерения коллектором малой площади. Для определения истинного потока ускоренных частиц необходимо учитывать коэффициент вторичной эмиссии электронов под действием падающих на мишень заряженных и быстрых нейтральных частиц.

Для измерения энергетического спектра ускоренных частиц используется широкоапертурный (диаметром входного окна 90 мм) многосеточный электростатический спектрометр, позволяющий измерять спектр ионов непосредственно на мишени в рабочей конфигурации (рис. 10).

На входную сетку S1 подается потенциал  $-150$  В для очистки ионного пучка от электронов. На этой же сетке измеряется опорное (входное) значение ионного тока. На высоковольтную сетку S2 подается положительный потенциал  $U$ , отсекающий из потока ионы с энергией меньше  $U$  (эВ). Для обеспечения симметричной геометрии электрического поля до и после по-

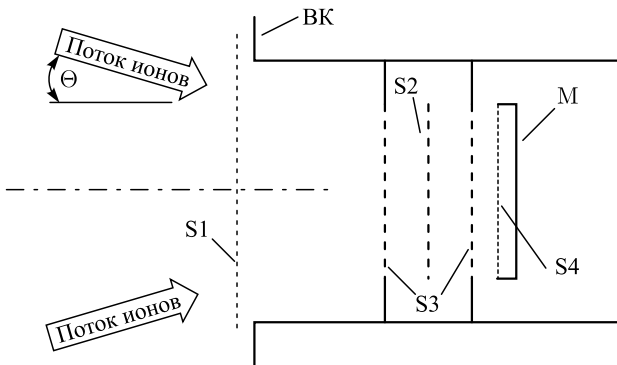


Рис. 10. Электростатический спектрометр: ВК — вакуумная камера; S1–S4 — металлические сетки (пояснения в тексте); M — мишень



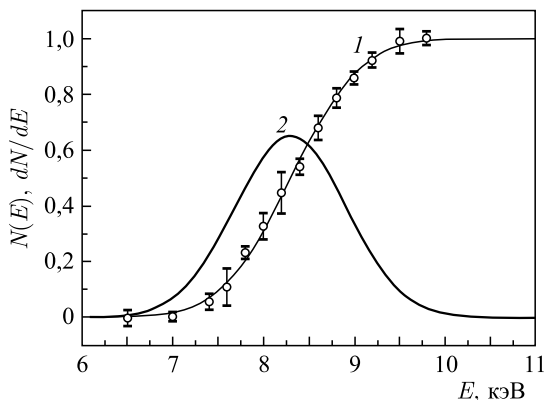


Рис. 11. Энергетическое распределение ускоренных частиц: 1 — интегральный спектр; 2 — дифференциальный спектр и его аппроксимация. Энергетический разброс дейтронов в пучке 16% (FWHM)

тенсиальной сетки S2 она расположена (симметрично) между двумя одинаковыми заземленными сетками S3. Сборка из двух сеток S3 и потенциальной сетки S2 является основным анализирующим устройством. После анализирующего устройства поток ионов, пройдя сетку S4, попадает на коллектор М. Для подавления вторичной ионно-электронной эмиссии на сетку S4 подается отрицательный потенциал, значение которого определено экспериментально и равно  $-150$  В.

Относительное изменение тока коллектора при нарастании напряжения на S2 от 0 до полной отсечки ионного тока дает интегральный (инвертированный) энергетический спектр ускоренных ионов. Поскольку ток ускоренных ионов может меняться в широких пределах, то для построения спектра используется значение тока коллектора, нормированного на значение тока входной сетки —  $I_M/I_{S1}$ .

На рис. 11 в качестве примера для средней энергии дейтронов, падающих на коллектор, 12 кэВ представлена экспериментальная зависимость  $I_M/I_{S1}$  от потенциала  $U_{S2}$ , результат аппроксимации гладкой кривой и энергетический спектр как производная сглаженной кривой. Для удобства представления все значения приведены в относительных единицах.

**2.3. Измерение потока нейтрализованных ионов водорода.** Результатом процесса перезарядки в потоке ускоренных частиц может быть присутствие быстрых нейтралов. Следовательно, необходима информация и о количестве нейтралов. Факт их присутствия может быть зарегистрирован в результате вторичной эмиссии электронов при взаимодействии нейтралов с материалом мишени (коллектора).

Коэффициент вторичной эмиссии электронов  $\gamma$  зависит от материала коллектора, энергии падающих частиц и их состава, чистоты поверхности коллектора, его температуры, давления и состава остаточного газа и т.д. Таким образом, подобрать справочные значения величины  $\gamma$  для конкретных условий эксперимента практически невозможно. Остается найти для конкретных условий способ измерения данного коэффициента.

В условиях нашего эксперимента для определения количества быстрых нейтралов и контроля за величиной  $\gamma$  использованы возможности сеточного электростатического анализатора энергии, расположенного перед мишенью (см. рис. 10).

Поскольку для быстрых ионов и нейтралов атомарного водорода коэффициент ионно-электронной эмиссии  $\gamma_+ \approx \gamma_0 = \gamma$ , в общем случае, ток, измеряемый на металлической мишени ( $I_M$ ), будет обусловлен потоком ионов, нейтралов и электронами вторичной эмиссии

$$I_M = I^+ + \gamma(I^+ + I^0), \quad (9)$$

где  $\gamma$  — коэффициент эмиссии электронов под действием ионов и быстрых нейтралов;  $I^+$  — поток ионов;  $I^0$  — поток нейтральных частиц.

Поток ускоренных частиц на мишени определяется как

$$I_M = I^+ + I^0. \quad (10)$$

При подаче напряжения отсечки ионов на S2 (см. рис. 10) на коллектор могут попасть только нейтралы. Необходимое для подавления вторичной эмиссии электронов ( $\gamma \rightarrow 0$ ) напряжение на S4 подбиралось при полном потоке (на коллекторе) ускоренных частиц, т.е. при нулевом потенциале на анализирующей сетке S2. При потенциале отсечки (на S2) потока заряженных частиц и при нулевом потенциале на S4 ( $\gamma \neq 0$ ) измеряемый ток с коллектора определялся количеством электронов, выбитых из материала мишени нейтралами:

$$I_M = \gamma I^0. \quad (11)$$

При наличии отрицательного потенциала на S4 коэффициент ионно-электронной эмиссии  $\gamma \rightarrow 0$  и, следовательно, регистрируемый ток, в идеале, должен стремиться к нулю. Однако вследствие конечной точности измерительного устройства (осциллографа), паразитных процессов (например, наводок) в реальных условиях регистрируется сигнал конечной величины. Для напряжения ускорения 10 кВ были проведены две серии измерений: при напряжении на сетке  $U_{S4} = -150$  В ( $\gamma \rightarrow 0$ ) и  $U_{S4} = 0$  В ( $\gamma \neq 0$ ) и потенциале отсечки  $U_{S2} = +11,2$  кВ (рис. 12).

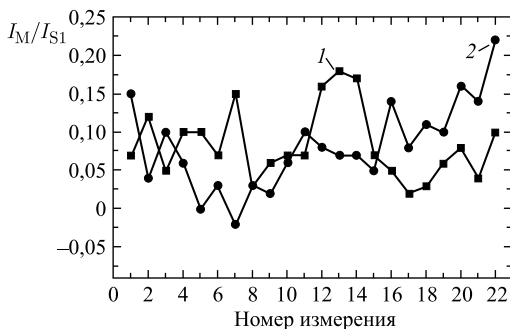


Рис. 12. Отношение тока мишени к току входной сетки при напряжении на сетке  $U_{S4} = -150$  В (1) и 0 В (2)

Разброс значений  $I_M/I_{S1}$  в выстрелах определяет итоговую точность измерений:

$$\begin{aligned} I_M/I_{S1} &= 0,084 \pm 0,046 \text{ (кривая 1 — } U_{S4} = -150 \text{ В),} \\ I_M/I_{S1} &= 0,081 \pm 0,057 \text{ (кривая 2 — } U_{S4} = 0 \text{ В).} \end{aligned} \quad (12)$$

Можно утверждать, что в пределах погрешностей измерений нейтрализованных ионов водорода не обнаружено. Для этой энергии ионов водорода при напряжении отсечки  $U_{S2} = 0$  В величина  $I_M/I_{S1} = 6,1$  (см. рис. 11). Из анализа простой гипотезы равенства величин  $I_M/I_{S1}$  в этих двух сериях получаем верхнюю границу отклонения гипотезы 0,15 с вероятностью  $P = 0,95$ . Тогда верхняя величина вклада быстрых нейтральных частиц во вторичную эмиссию электронов не более  $0,15/6,1 = 0,024$ .

Для более точного определения верхней границы относительного содержания быстрых нейтралов необходимо знание абсолютной величины  $\gamma$ .

Как показано выше, относительное содержание быстрых нейтралов мало. В этом случае в экспериментах измеряемый на мишени ток при  $U_{S4} = 0$  В ( $\gamma \neq 0$ ) определяется в основном ионной составляющей потока ускоренных частиц —  $I_M = I^+(1 + \gamma)$  при потенциале на  $U_{S4} = -150$  В,  $\gamma \rightarrow 0$ , и  $I_M = I^+$ . Следовательно, измерения тока коллектора и опорного тока сетки  $I_{S1}$  при наличии и отсутствии отрицательного потенциала на S2 позволяют определить коэффициент ионно-электронной эмиссии ( $\gamma$ ):

$$\begin{aligned} I^+(1 + \gamma)/I_{S1} &= A = \text{const}, \\ I^+/I_{S1} &= B = \text{const}, \text{ отсюда } \gamma = A/B - 1. \end{aligned}$$

При ускоряющем напряжении  $\approx 10$  кВ указанный коэффициент имеет значение  $\approx 1$ .

**2.4. Измерение состава пучка ускоренных ионов.** Для измерений абсолютного выхода продуктов ядерных реакций (1)–(8) при низких значениях энергии взаимодействия необходима информация о параметрах падающего на мишень потока ускоренных ионов водорода. В частности, важным параметром является соотношение атомарных и молекулярных ионов водорода в потоке ускоренных частиц. При работе ионизатора ускорителя могут вырабатываться ионы водорода или дейтерия с различной степенью диссоциации, т. е. различной массы.

Если пучок состоит из атомарного  $H^+$  и молекулярного  $H_2^+$  ионов водорода в диапазоне значений энергии 4–45 кэВ, то оба типа ионов дадут пропорциональный количеству вклад в суммарный ток. Однако вклад в выход реакции  ${}^2H(p, \gamma){}^3He$  будет резко отличаться для атомарного  $H^+$  и молекулярного  $H_2^+$  ионов водорода, так как в последнем случае ион водорода в молекуле  $H_2^+$  приобретает только половину энергии (на нуклон), а сечение реакции резко падает с уменьшением энергии.

В данной работе представлены результаты измерения состава пучка ускоренных ионов водорода, генерируемого импульсным ускорителем ионов ИДМ-40, времяпролетным методом. Для этого изготовлен транспортный канал достаточной длины (100 см) для селекции по времени ионов одной энергии, но разной массы. Специфика ускорителя [11] состоит в том, что он генерирует пучок ионов в виде серии импульсов длительностью  $\sim 2$  мкс, что значительно превышает разность времен пролета транспортного канала атомарными  $H^+$  и молекулярным  $H_2^+$  ионами водорода в диапазоне значений энергии 4–45 кэВ.

В работе по изучению параметров пучка ионов с использованием транспортного канала [31] сделана попытка определить состав пучка, но полученные результаты носят качественный характер. Количественные оценки затруднялись тем, что баллистическая фокусировка, реализованная в ускорителе, формирует сходящийся пучок ионов и до конца транспортного канала долетала незначительная часть ионного потока. Для преодоления этой трудности разработана дефокусирующая система, использованная в описанной ниже времяпролетной системе.

Корпусом транспортного канала (рис. 13) служит металлическая труба, в конце которой размещен коллектор для измерения ионного тока. На входе транспортного канала размещена электростатическая отклоняющая система (модулятор). На центральный цилиндрический электрод диаметром  $d_M = 12$  мм и длиной  $L_M = 65$  мм подается положительный потенциал  $V_M$ . Заземленный корпус трубы радиусом  $R = 50$  мм является вторым электродом дефокусирующей системы. Перед транспортным каналом установлена металлическая сетка  $S$  высокой прозрачности для измерения параметров входного ионного тока. Коллектор расположен на расстоянии  $L_T = 94$  см, а передний торец модулятора — на расстоянии 6 см от входной сетки.

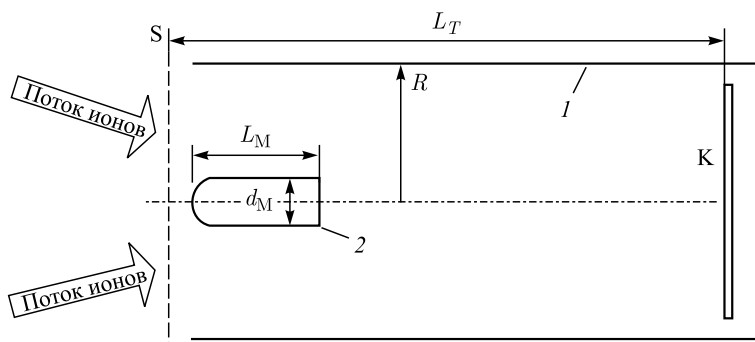


Рис. 13. Схема транспортного канала:  $I$  — транспортный канал;  $2$  — модулятор;  $K$  — коллектор;  $S$  — мониторная сетка

Баллистическая фокусировка формирует сходящийся на мишени пучок ионов. В транспортном канале на месте мишени расположен модулятор, и в отсутствие на нем напряжения ускоренные ионы осаждаются на стенках трубы. Лишь небольшая часть ионного тока достигает коллектора. Предполагается, что при подаче положительного напряжения на модулятор будет происходить дефокусировка ионного потока вдоль оси транспортного канала. Эффективность дефокусировки для конкретной энергии ускоренных частиц определялась экспериментально при изменении потенциала на модуляторе.

В первой серии экспериментов исследовалось влияние величины постоянного напряжения на модуляторе на величину и форму импульса ионного тока на коллекторе. На рис. 14 представлены осциллограммы тока коллектора для энергии ускоренных ионов водорода 17 кэВ при разных значениях напряжения на модуляторе. На рис. 15 представлена зависимость тока коллектора от напряжения на модуляторе при некоторых значениях энергии ускоренных ионов. Значения  $I_K$  приведены в относительных единицах, но в одном масштабе.

С увеличением потенциала на модуляторе  $V_M$  не только возрастает ток коллектора (в 80 раз при 12 кэВ и более чем в 1000 раз при 17 кэВ), но и более детально прорисовывается его временная структура. Такое увеличение тока коллектора позволило уверенно отделиться от наводок и фонового тока ионов, отраженных от стенок транспортного канала (см. рис. 14).

С увеличением энергии ускоренных ионов уменьшается число ионов, достигающих коллектора в конце транспортного канала. Для больших значений энергии можно получить большую степень дефокусировки, но при больших значениях напряжения на модуляторе. Однако в силу технических ограничений напряжение на модуляторе не может превышать 2500 В.

Следующая серия экспериментов проведена при постоянном потенциале на модуляторе  $V_M = +2000$  В. На отдельных осциллограммах наблюдается

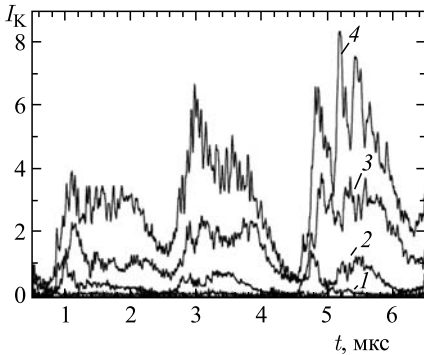


Рис. 14. Осциллограммы тока коллектора при разных значениях напряжения на модуляторе: 1 — 400; 2 — 800; 3 — 1600; 4 — 2500 В

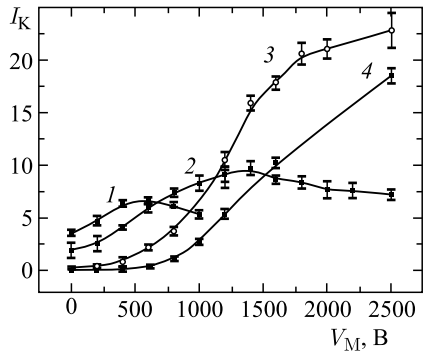


Рис. 15. Зависимость тока коллектора от напряжения на модуляторе при энергии ускоренных ионов: 1 — 2,5 кэВ; 2 — 5 кэВ; 3 — 12 кэВ; 4 — 17 кэВ

расщепление токового импульса, что подтверждается графиком корреляционной функции между током сетки и током коллектора. Временное положение двух пиков с хорошей точностью совпадает с расчетными значениями для ионов водорода при атомной массе  $A = 1$  и 2.

Без подачи напряжения на модулятор сигналы с коллектора малы и разделение пиков не наблюдается. На рис. 16–19 приведены осциллограммы и корреляционные функции при разных значениях энергии ускоренных ионов  $E_I$ . Значения ионного тока представлены в масштабе, удобном для сравнения. Энергия  $E_I = 8$  кэВ, время пробега сетка–коллектор для  $H^+$   $t = 758$  нс, для  $H_2^+$   $t = 1070$  нс.

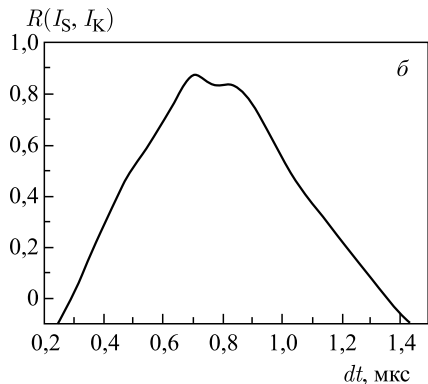
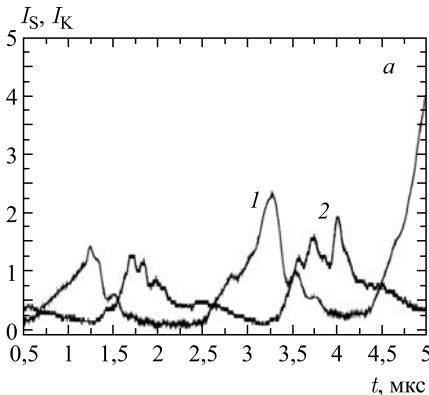


Рис. 16. а) Фрагмент осциллограммы при  $U_M = 0$  В: 1 — ток сетки; 2 — ток коллектора. б) Корреляционная функция  $R(I_S, I_K)$  для фрагмента осциллограммы

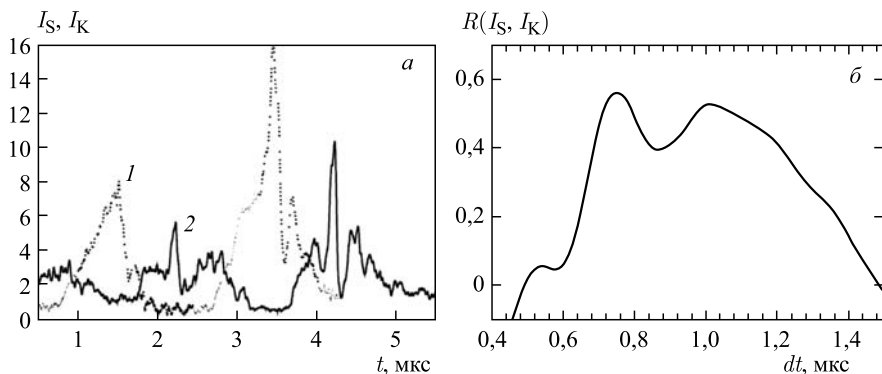


Рис. 17. а) Фрагмент осциллограммы при  $U_M = 2000$  В: 1 — ток сетки; 2 — ток коллектора. б) Корреляционная функция  $R(I_S, I_K)$  для фрагмента осциллограммы

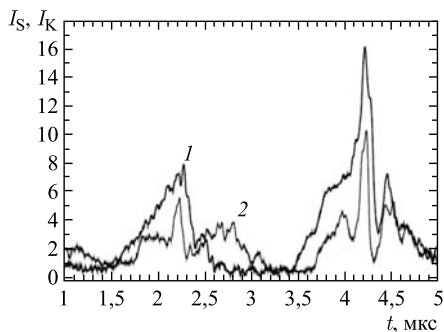


Рис. 18. Фрагмент осциллограммы при  $U_M = 2000$  В: 1 — ток сетки, смещенный на 758 нс; 2 — ток коллектора

При  $U_M = 0$  В (см. рис. 16) корреляционная функция имеет один явно выраженный пик  $dt = 755$  нс. Пик, соответствующий  $H_2^+$ , отсутствует.

Положение вершин пиков на корреляционной функции (см. рис. 17, б) — 755 и 1022 нс. Это указывает на то, что в ионном пучке есть вклад и тяжелых ионов  $H_2^+$ . В результате пробега по транспортному каналу ионов двух типов импульс ионного тока расширяется. По степени уширения можно попытаться оценить вклад тяжелых ионов. Сравним осциллограммы тока коллектора и тока входной сетки.

На рис. 18 представлен тот же участок осциллограмм, что и на рис. 17, а, но для удобства сравнения ток сетки сдвинут на время пробега ионов  $H^+$  по транспортному каналу. Здесь в первом импульсе отчетливо выделен второй пик, сдвинутый на  $\sim 310$  нс (вклад  $H_2$ ), вклад которого можно оценить в  $\sim 30\%$ , в то время как во втором импульсе выделить запаздывающую составля-

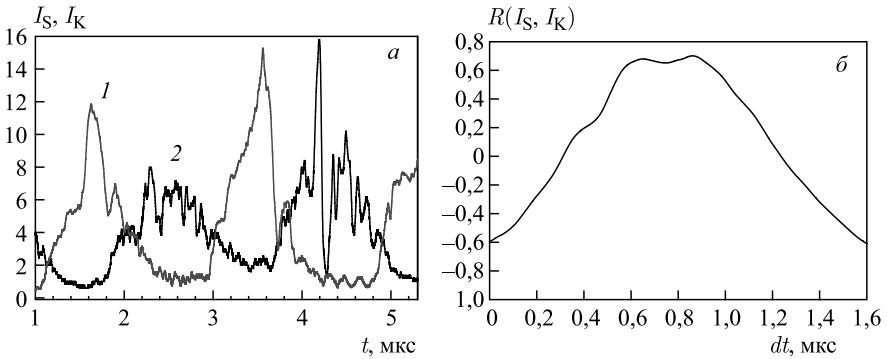


Рис. 19. а) Фрагмент осциллограммы при  $U_M = 2000$  В: 1 — ток сетки; 2 — ток коллектора. б) Корреляционная функция  $R(I_S, I_K)$  для фрагмента осциллограммы

ющую ионного тока затруднительно. Однако на большинстве осциллограмм импульс ионного тока на сетке заметно уже, чем на коллекторе. Осциллограммы, полученные в измерениях при других значениях энергии ускоренных ионов (см. рис. 19), также указывают на присутствие в ионном пучке молекулярных ионов  $H_2$ . Энергия  $E_I = 12$  кэВ, время пробега сетка–мишень для  $H^+$   $t = 618$  нс, для  $H_2^+$   $t = 873$  нс. Положение вершин пиков на корреляционной функции — 630 и 865 нс (см. рис. 19, б) подтверждает наличие тяжелых ионов водорода в ионном пучке.

Из сравнения осциллограмм (рис. 20) видно, что импульсы тока сетки уже импульсов тока коллектора, хотя и не в такой степени, как в предыдущем примере. Поскольку корреляционные функции однозначно указывают на присутствие тяжелых ионов водорода, можно попытаться численно оценить их вклад по степени уширения импульса тока на коллекторе относительно

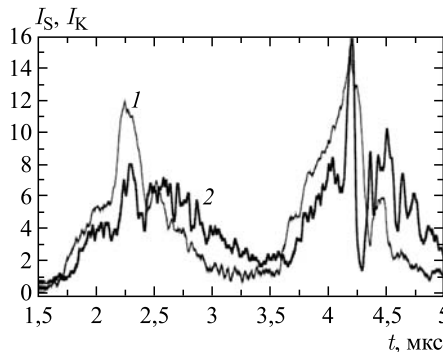


Рис. 20. Фрагмент осциллограммы при  $U_M = 2000$  В: 1 — ток сетки, смещенный на 618 нс; 2 — ток коллектора



импульса тока на входной сетке. Для этого вычислим средние значения амплитуды  $\bar{A}$  и площади  $S$  каждого импульса токов коллектора и сетки. Для определенности интервал усреднения берем от начала фронта текущего импульса до начала фронта следующего. Среднее значение ширины импульса  $\bar{T} = \bar{S}/\bar{A}$  не зависит от амплитуды, которая может меняться в широких пределах. Если входной поток ионов моноэнергетичен, то средние значения ширины импульса на входной сетке и коллекторе должны быть равны:  $\bar{T}_S = \bar{T}_K$ . Расширение токового импульса в результате пролета ионов в транспортном канале может быть вызвано их энергетическим разбросом и отставанием молекулярных ионов  $\text{H}_2^+$ . Поскольку площадь импульса тока пропорциональна числу ионов в пике, можно оценить относительный вклад ионов  $\text{H}_2^+$  по следующей формуле:

$$\Delta(\text{H}_2^+) = \frac{\Delta S}{\bar{S}} = \frac{\Delta T - \Delta T_E}{\bar{T}_S}, \quad (13)$$

где  $\Delta T = \bar{T}_K - \bar{T}_S$ ,  $\Delta T_E/\bar{T}_S$  — относительное уширение импульса за счет энергетического разброса. Как показали вышеприведенные измерения спектра водорода в диапазоне значений энергии 8–12 кэВ, ширина энергетического спектра и соответствующее этому относительное расширение импульса составляет  $\Delta T_E/\bar{T}_S = 0,06$ . По этой методике проведена обработка нескольких десятков осциллограмм при энергии ускоренных ионов в диапазоне 8–17 кэВ.

На рис. 21 приведены для сравнения средние значения ширины импульсов сетки и коллектора в серии последовательных измерений. Отметим, что значения величины  $\bar{T}_S$  существенно меньше, чем  $\bar{T}_K$ , во всей выборке.

В результате обработки получено значение относительного вклада ионов молекулярного водорода  $\text{H}_2^+$  в потоке ускоренных ионов  $\Delta(\text{H}_2^+) = (9,8 \pm 2)\%$ ,

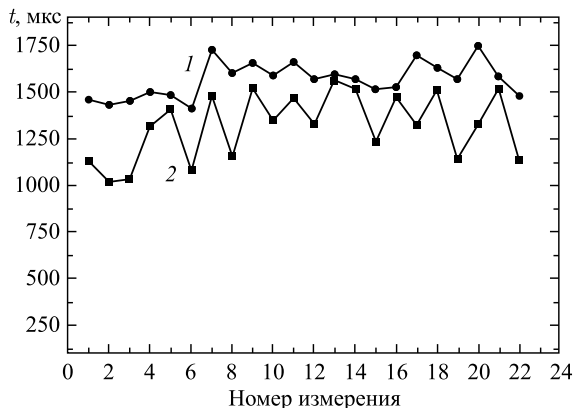


Рис. 21. Среднее значение ширины импульса тока: 1 — коллектора; 2 — сетки в серии последовательных измерений

которое учитывалось при обработке результатов эксперимента. Эта оценка получена для всей совокупности измерений в диапазоне значений энергии ускоренных ионов 8–17 кэВ. Значимой зависимости величины  $\Delta(\text{H}_2^+)$  от энергии не обнаружено. По-видимому, состав ионного пучка определяется в значительной степени ионизатором до включения ионов в режим ускорения.

### 3. ЗАГРЯЗНЕНИЕ/ОЧИСТКА ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ

В экспериментах по взаимодействию потоков частиц относительно низкой энергии с твердым телом необходим контроль состояния поверхности мишени. Например, в экспериментах по измерению выхода продуктов ядерных реакций *dd*, *pd* и др. при низких энергиях взаимодействия (2–6 кэВ в системе центра масс) толщина адсорбированного из внешней среды материала должна быть минимальной.

Как показали послойные оже-спектрометрические исследования, стехиометрия поверхностного слоя свежизготовленной металлгидридной мишени значительно отличается от ожидаемой (заданной) стехиометрии. Толщина неоптимального по составу слоя, наносимого на подложку металлгидрида, варьируется в широких пределах: 1–25 нм. Это зависит от природы металла как основы металлгидрида, условий нанесения металлгидрида на подложку, условий хранения мишени с учетом временного фактора, условий эксплуатации в эксперименте и т. д. Таким образом, обеспечить оптимальные условия для сохранения постоянной стехиометрии поверхностного слоя мишени очень сложно, если возможно в принципе. Поэтому предварительно методом сухой механической очистки обдирался обедненный дейтерием поверхностный слой мишени, образовавшийся в процессе хранения (временной фактор).

Очистка поверхности мишени потоком тяжелых ионов нам представляется нецелесообразной, поскольку эта процедура может привести к радиационной стимуляции реконструкции оптимальной кристаллической структуры, определяющей стехиометрию мишени. Действительно, так называемая модификация поверхности связана как с вбиванием тяжелых ионов в поверхность, так и с распылением и перемешиванием поверхностных слоев материала мишени. Указанные процессы неизбежно приводят к уменьшению содержания дейтерия в поверхностных слоях мишени.

Практически все методики контроля состояния поверхности мишени, связанные с регистрацией как вторичных частиц, так и рассеянных падающих частиц, требуют сложной аппаратуры и относительно высокой квалификации. Кроме того, необходимость набора статистики для получения надежных результатов в условиях сильного фона исключает возможность использования данных методик для оперативного слежения за процессами сорбции/десорбции.

Одним из способов оперативного слежения за процессами сорбции/десорбции является метод измерения массовой толщины осаждаемой/распыляемой пленки с помощью кварцевого генератора, частота которого изменяется с изменением массы осажденного на кварцевую пластину вещества (чувствительностью до  $\sim 10^{-2}$  мкг/Гц) [32].

Для конкретного прибора («Микрон-5») и конкретных условий соотношение между массовой толщиной осажденной пленки и изменением резонансной частоты (разрешением 1 Гц) определяется соотношением

$$\Delta M = 1,3 \cdot 10^{-8} \Delta f [\text{г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}]. \quad (14)$$

Изменение темпа осаждения адсорбированного слоя при работе ускорителя ( $t > 0$ ) представлено на рис. 22. При этом толщина пленки, обусловленная переносом частиц в режиме ускорения, составляет примерно четверть от суммарной толщины пленки. Относительно сильное увеличение темпа осаждения пленки после примерно 250 выстрелов ( $t > 150$  мин) авторы связывают с разогревом плексигласового корпуса ударной катушки (ионизатора) примерно до  $50^\circ\text{C}$ . При этой температуре происходит заметное выделение продуктов распада метилметакрилата. Кроме того, происходит десорбция воды, содержание которой в поверхностном слое плексигласа может достигать до 5 масс. %. Выделенные продукты попадают в область ионизации, а затем в область ускорения. Таким образом, происходит перенос продуктов распада (в том числе кислорода и углерода) корпуса ударной катушки на подложку (мишень). Это обстоятельство является существенным недостатком используемой установки.

Если принять плотность напыленной пленки  $\approx 2,25 \text{ г/см}^2$  (плотность графита), то линейная толщина пленки составит величину  $\approx 2 \text{ нм}$ . При-

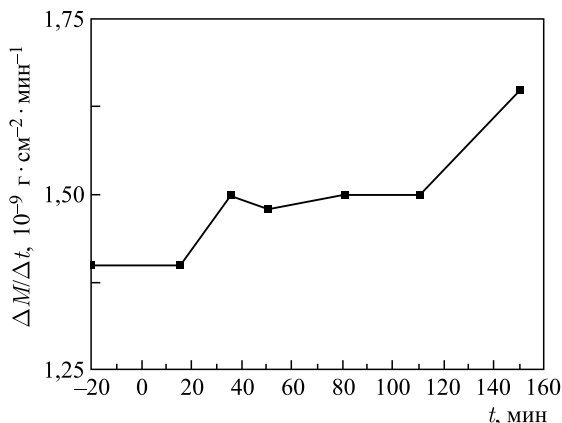


Рис. 22. Изменение темпа осаждения поверхностного слоя

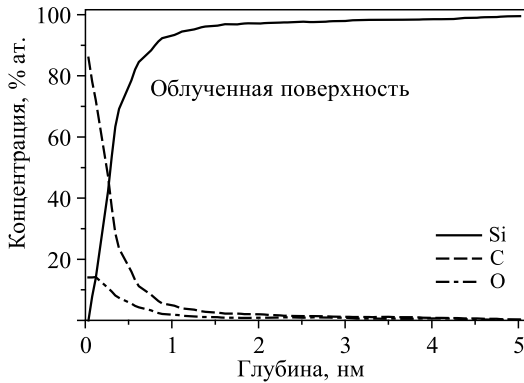


Рис. 23. Оже-спектроскопия паразитного слоя, нанесенного на мишень

мерно такая величина линейной толщины углеродной пленки получена с помощью оже-спектроскопии поверхности кремниевой мишени, облученной в аналогичных условиях (рис. 23). При этом нужно учитывать, что точность измерения толщины пленки в процессе оже-спектроскопии не превышает 50%. Таким образом, с помощью кварцевого резонатора возможно оперативное тестирование качества вакуумной системы и отдельных устройств установки с целью выявления и устранения факторов, влияющих на загрязнения мишени.

Предполагая, что массовая толщина загрязняющего адсорбированного слоя над поверхностью идеальной мишени не должна превышать величины  $10^{16}$  частиц/см<sup>2</sup> (примерно 10 монослоев), можно задаться целью обеспечить в условиях эксперимента динамическое равновесие сорбции/десорбции на указанном уровне. Нам удалось обеспечить такие условия при нагревании мишени до температуры  $\leq 65^\circ\text{C}$  при суммарном падающем на мишень потоке ускоренных частиц  $10^{14}$  и плотности падающего потока частиц дейтерия  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Условия динамического равновесия для титановой мишени подбирались с помощью кварцевого резонатора.

На рис. 24 приведена кривая изменения частоты резонатора в процессе работы ускорителя. Из рисунка следует, что при температуре резонатора  $55^\circ\text{C}$  после начала работы ускорителя ( $t = 0$ ) частота резонатора продолжает возрастать, что свидетельствует об уменьшении массы вещества, адсорбированного на поверхности кварцевой пластины. Повышение резонансной частоты при температуре свыше  $50^\circ\text{C}$  можно связать, например, с процессом десорбции воды. В дальнейшем частота резонатора стабилизируется и держится на одном уровне до прекращения работы установки.

После выключения ускорителя был отключен нагреватель резонатора, а рабочая камера была отсечена от насосов. При остывании резонатора до пер-

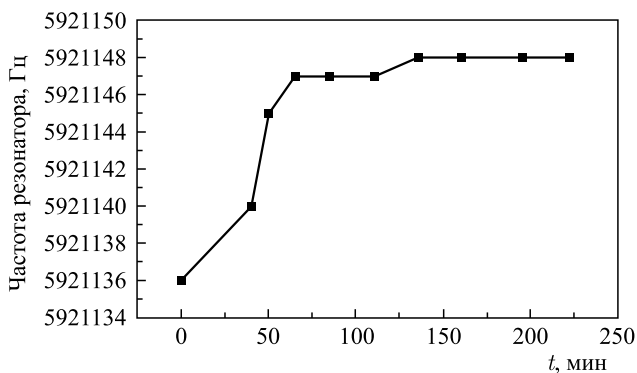


Рис. 24. Зависимость частоты резонатора от времени работы ускорителя

воначальной температуры  $16^{\circ}\text{C}$  частота резонатора стала  $5921346$  Гц. Суммарное увеличение частоты ( $\Delta f = 66$  Гц) резонатора по сравнению с первоначальной интерпретируется как очистка мишени (кварцевой пластины). Причем масса десорбированного слоя примерно в два раза больше массы адсорбированной в эксперименте в аналогичных условиях, но без нагрева резонатора [31].

На рис. 25 представлена кривая, характеризующая темп десорбции вещества с поверхности мишени в течение работы ускорителя. Как следует из рисунка, темп десорбции при включении ускорителя ( $t = 40$  мин) значительно увеличивается. В процессе десорбции при  $t > 70$  мин поверхность мишени,

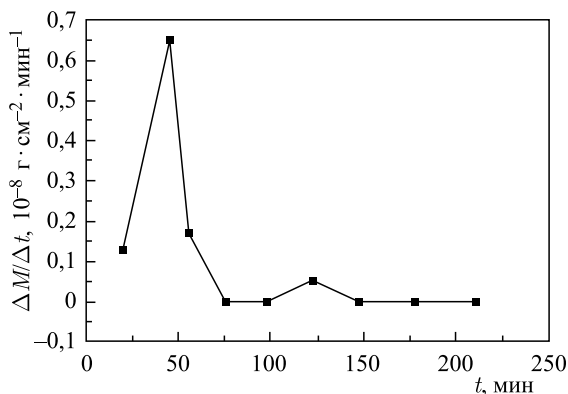


Рис. 25. Зависимость десорбции вещества с поверхности мишени в течение работы ускорителя

по-видимому, очищается от относительно слабо связанных частиц, и затем устанавливается динамическое равновесие процессов сорбции и десорбции. В случае динамического равновесия при разрешении по частоте регистрирующего прибора 1 Гц минимальное массовое загрязнение поверхности может быть зафиксировано на уровне  $1,3 \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>2</sup> (1). Для углерода этой массе соответствует массовая толщина  $\sim 6,5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Такое загрязнение поверхности мишени приемлемо для экспериментов.

Влияние температурного фактора на чистоту поверхности было проведено в экспериментах с титановой мишенью, насыщенной дейтерием (стехиометрия TiD<sub>2</sub>). Эксперименты показали, что при нагреве мишени от комнатной температуры до  $\leq 100$  °С увеличивается выход нейтронов при фиксированном значении энергии падающих на мишень дейтронов 12 кэВ.

При нагреве мишени свыше 200 °С выход нейтронов падает, вероятно, в результате разложения TiD<sub>2</sub> и последующего выхода дейтерия из мишени. Данное предположение согласуется с результатами корректного исследования, проведенного другими авторами, термодесорбции имплантированного дейтерия из титана.

#### 4. СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ИОНОВ НА УСКОРИТЕЛЕ ХОЛЛА (ИДМ-40)

Объектом исследования являются процессы инжекции и ускорения ионов в импульсном ускорителе ИДМ-40 и динамические характеристики электрофизических устройств, обеспечивающих стабильную работу плазменного ускорителя. Достаточно развернутое описание электрофизических систем ускорителя, измерителей параметров пучка ускоренных ионов и системы детекторов элементарных частиц приведены в работах [11, 13, 15, 23]. Как и в любой задаче по оптимизации работы установки, необходимо сформировать критерии качества, на основании которых строится целевая функция системы автоматического управления устройством (в плане стабилизации его работы).

В работе импульсного плазменного ускорителя задействовано несколько систем, которые, в свою очередь, оказывают влияние (управляемое и стохастическое) на конечные параметры ионного пучка. В стационарном режиме работы ускорителя, когда входные сигналы электрофизических систем ускорителя не изменяются со временем, тем не менее происходит медленное изменение параметров ионного пучка от импульса к импульсу.

Для обеспечения стабильной работы ускорителя, что крайне важно при исследовании редких процессов, требуется стабилизировать два главных параметра — ионный ток в импульсе и ускоряющее напряжение. Это может

достигаться изменением входных уставок электрофизических систем ускорителя. Задача осложняется тем, что изменение одной входной величины оказывает влияние на работу ускорителя в целом. Следует отметить, что при работе ускорителя, даже в случае стабильной его работы, не исключены случаи неконтролируемого сбоя в одном или нескольких импульсах ускорения. Такие случаи должны быть зафиксированы и не включены в процесс обработки данных.

В связи с этим выполнен ряд экспериментов с целью:

- 1) формирования критерия для дискриминации «плохих» импульсов;
- 2) построения функций отклика на входное воздействие;
- 3) исследование временных флуктуаций параметров ионного пучка в стационарном режиме;
- 4) формирования целевой функции.

После этого был создан и описан алгоритм работы системы стабилизации, а также блок программ для его реализации.

#### **4.1. Описание систем ускорителя ИДМ-40 как объекта управления.**

Система регистрации параметров ускорителя Холла, формирующая вектор выходных переменных, основана на двух цифровых осциллографах TekTronix DPO-2024 с четырьмя входами каждый. Первый осциллограф предназначен для измерения параметров пучка ускоренных ионов, а второй — для регистрации импульсов с детекторов продуктов ядерных реакций.

Работу импульсного плазменного ускорителя обеспечивают следующие основные системы:

- система транспортировки и инжекции рабочего газа;
- система ионизации;
- система ускорения ионов;
- система транспорта и очистки ионного пучка.

Каждая из этих систем имеет средства управления. Совокупность управляющих сигналов составляет вектор входных переменных (вектор воздействия).

**4.2. Описание сигналов и формирование вектора выходных переменных.** Первый осциллограф посылает базовую информацию для блока дискриминации «плохих» импульсов и формирования вектора воздействия. Второй осциллограф дает дополнительную информацию о качестве импульса ускорения. Решение принимается на основе результатов продолжительных наблюдений, с возможной коррекцией параметров блока дискриминации «плохих» импульсов.

Сигналы в интервале импульса ускорения нестационарные. Поэтому при формировании вектора выходных переменных производится их усреднение и умножение на масштабирующие коэффициенты с тем, чтобы выходные переменные имели физический смысл.

Характеристики выходных переменных приведены в таблице.

Назначение сигнала и обозначение	Единица измерения	Диапазон сигнала	Значимость в формировании критерия
Напряжение ускорения $U$	кВ	0–45	Основной
Ионный ток на мишени в одном импульсе ускорения $I_M$	Число ионов/ $10^{12}$	0–500	Основной
Ионный ток очистной сетки в одном импульсе ускорения $I_S$	Число ионов/ $10^{12}$	0–500	Дополнительный
Сигнал светового детектора $L$	В	0–10	Дополнительный

#### 4.3. Описание систем управления ускорителем и сигналов воздействия.

Все системы импульсного ускорителя представляют собой импульсные генераторы, в которых высоковольтный конденсатор разряжается на определенную нагрузку. Заряд конденсаторов осуществляется зарядными устройствами с ручным управлением или автоматически по интерфейсу RS-485.

В рамках данной работы в систему автоматического регулирования включены два устройства.

*Генератор импульсов ускоряющего напряжения.* Основные характеристики: диапазон импульсного напряжения — 7–45 кВ; максимальный ток нагрузки — 20 кА; длительность плоской части импульса — 40 мкс; частота импульсов — не менее 1 Гц.

С помощью компьютера непосредственно устанавливается значение ускоряющего напряжения  $U_{set}$  в диапазоне 5–45 кВ с точностью до 10 В. Измеренное в каждом импульсе значение  $U$  может отличаться от установленного.

*Генератор импульсов привода газового клапана (инжектора).* Основные характеристики: диапазон зарядного напряжения — 0–5 кВ; зарядная емкость — 100 мкФ; частота импульсов — не менее 0,2 Гц. С помощью компьютера устанавливается напряжение заряда конденсатора  $U_{inject}$  с точностью до 2 В.

Установка зарядного напряжения не определяет однозначно количества газа, инжестируемого в систему ускорения. Поэтому система регулирования будет осуществлять изменения  $U_{inject}$  согласно измеренной функции отклика.

#### 4.4. Формирование блока дискриминации «плохих» импульсов.

а) Результаты экспериментальных исследований на импульсных плазменных ускорителях могут быть искажены из-за неконтролируемых сбоев в ра-



боте систем ускорителя, поэтому необходимо исключить из обработки данные «плохих» импульсов. Не вдаваясь в генезис сбойных ситуаций, можно указать их признаки из анализа вектора выходных переменных.

б) Ускоряющее напряжение  $U_{\text{set}}$  определяет энергию пучка ускоренных ионов и должно быть стабилизировано с высокой точностью —  $\sigma(U) \leq 20$  В ( $\sigma(U)$  — стандартное отклонение, характеризующее нормальное распределение величины  $U_{\text{set}}$ ). В стационарном режиме точность зависит от величины ионного тока  $I_M$ . Выход за установленные пределы является достаточным условием для дискриминации данного импульса. Среднее значение  $U_{\text{set}}$  устанавливается в источнике высокого напряжения вручную или программно по интерфейсу RS-485, и, как правило, по этому каналу дальнейшей регулировки не требуется при условии стабилизации ионного тока. В рабочем интервале значений тока мишени 100–330 ион/10<sup>12</sup> изменение ускоряющего напряжения составляет 200 В, что может сказаться на качестве получаемых результатов. В случае стабилизации тока мишени статистическая обработка данных позволяет понизить разброс значений ускоряющего напряжения до значения  $\sim 20$ .

Фатальный сбой чаще всего происходит в результате пробоя ускоряющего промежутка или сбоя в работе высоковольтного генератора. Эта ситуация хорошо идентифицируется установкой нижней границы:  $U < U_{\text{set}} - 2\sigma(U)$ . Превышение величины ускоряющего напряжения верхней границы  $U > U_{\text{set}} + 2\sigma(U)$  указывает, как правило, на отсутствие ионного тока (нагрузки) и может служить дополнительным критерием отбраковки. Таким образом, критерий отбраковки для  $U$  является двухсторонним:

$$|U_{\text{set}} - U| > 2\sigma(U). \quad (15)$$

в) Ионный ток на мишени определяет производительность работы ускорителя, и система управления должна реализовывать максимальное значение в допустимых пределах.

Величина ионного тока в импульсе непосредственно зависит от количества рабочего газа, доставляемого системой инжекции. Однако при увеличении  $I_M$  растет вероятность пробойных явлений в ускоряющем промежутке и, соответственно, возрастает число «плохих» импульсов. В результате среднее значение тока в серии импульсов может уменьшаться. Уменьшение  $I_M$  ниже определенной границы указывает на непроизводительную работу ускорителя и требует вмешательства оператора. Таким образом, критерий отбраковки для  $I_M$  также является двухсторонним:

$$|I_{\text{mid}} - I_M| > 2\sigma(I_M). \quad (16)$$

Здесь  $I_{\text{mid}}$  — установленное оператором значение, поддерживаемое системой стабилизации или вручную.

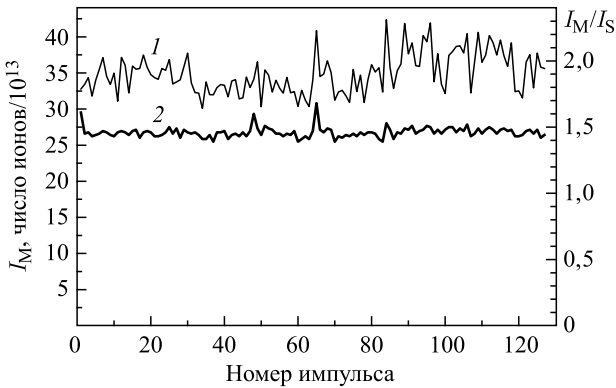


Рис. 26. Вариации ионного тока мишени  $I_M$  (1) и отношения  $I_M/I_S$  (2) в серии импульсов

Ориентировочное значение  $\sigma(I_M)$  определено из серии импульсов, в которой ток поддерживался в допустимых пределах (рис. 26). Нормальное отклонение по всей выборке составило  $\sigma(I_M) = 9,8\%$ . На участках стабильной работы (0–30, 30–60)  $\sigma(I_M) = 4,7\%$ . Это, по-видимому, наилучшее значение, которое может обеспечить система автоматической стабилизации параметров ионного пучка.

г) Ионный ток сетки  $I_S$  практически повторяет форму импульса  $I_M$  (см. рис. 2) Однако отношение  $I_M/I_S$ , как видно из рис. 26, более чувствительно к аномальным импульсам. Также оно может служить индикатором изменения состава ионного пучка. Эта величина также используется в формировании критерия дискриминации «плохих» импульсов. Границы формируются в результате экспертной оценки по результатам рабочих сеансов ускорителя.

д) Сигнал светового датчика  $L$  (см. рис. 2) может быть использован в системе дискриминации как дополнительный критерий. Острые световые импульсы большой амплитуды свидетельствуют о наличии микропробоев в разрядном промежутке. Это может вызывать электромагнитные наводки в системе детекторов или рентгеновские импульсы, имитирующие импульсы  $\gamma$ -квантов.

**4.5. Измерение функции отклика для выходной переменной  $I_M$ .** Ток мишени  $I_M$  измеряется в каждом импульсе ускорения, поэтому в нашей системе минимальным временным квантом является один импульс ускорителя. Как видно из рис. 26, в последовательности отсчетов  $I_M$  имеется существенный вклад стохастической составляющей. Поэтому для определения тренда  $I_M$  необходимо определить интервал усреднения, обеспечивающий устойчивость системы регулирования с обратной связью.

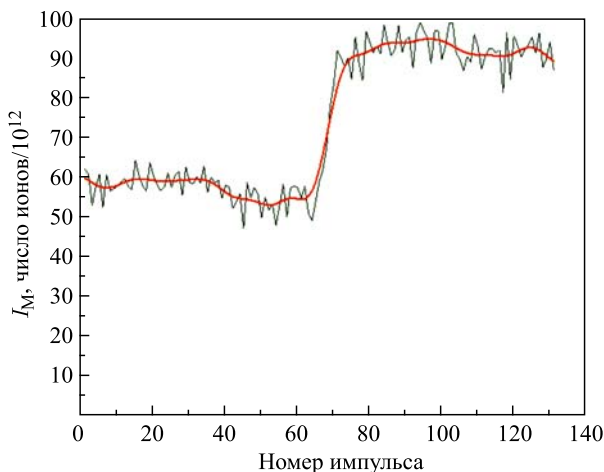


Рис. 27. Изменение ионного тока в результате ступенчатого увеличения напряжения на разрядной емкости привода газового клапана

На рис. 27 приведены результаты серии импульсов, в которой произведен переход с одного стационарного уровня ионного тока на другой. Увеличение ионного тока реализовано ступенчатым изменением напряжения  $U_{\text{inject}}$  с 2100 до 2160 В.

Анализ флуктуаций тока на стационарных участках позволил определить минимальный параметр сглаживания. На рис. 27 плавная кривая — результат сглаживания прямоугольным фильтром. Мгновенные флуктуации относительно сглаженной кривой не превышают  $\sigma(I_M) = 7\%$ . Таким образом, для принятия решения о коррекции необходимо усреднение значений ионного тока.

Отметим, что отклик  $I_M$  на воздействие даже в этом интервале носит нелинейный характер, а также значительно меняется в зависимости от режима работы ускорителя. По этим причинам в случае необходимости изменения  $I_M$  на большую величину система автоматического управления осуществляет переход в несколько шагов.

После настройки стабильного режима работы оператор может включить систему стабилизации. Текущие усредненные значения  $\langle I_M \rangle$  и  $\langle U \rangle$  принимаются системой стабилизации как уставки выходных переменных. Начальный интервал невмешательства устанавливается по результатам измерений рабочих сеансов и корректируется по необходимости оператором. Все текущие настройки сеанса измерений сохраняются в конфигурационных файлах для последующего использования.

## 5. АЛГОРИТМ РАБОТЫ СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ИОНОВ УСКОРИТЕЛЯ ИДМ-40

Структурная схема системы автоматической стабилизации параметров пучка ускоренных ионов приведена на рис. 28. Ниже приведены краткое описание блоков системы и алгоритм их функционирования.

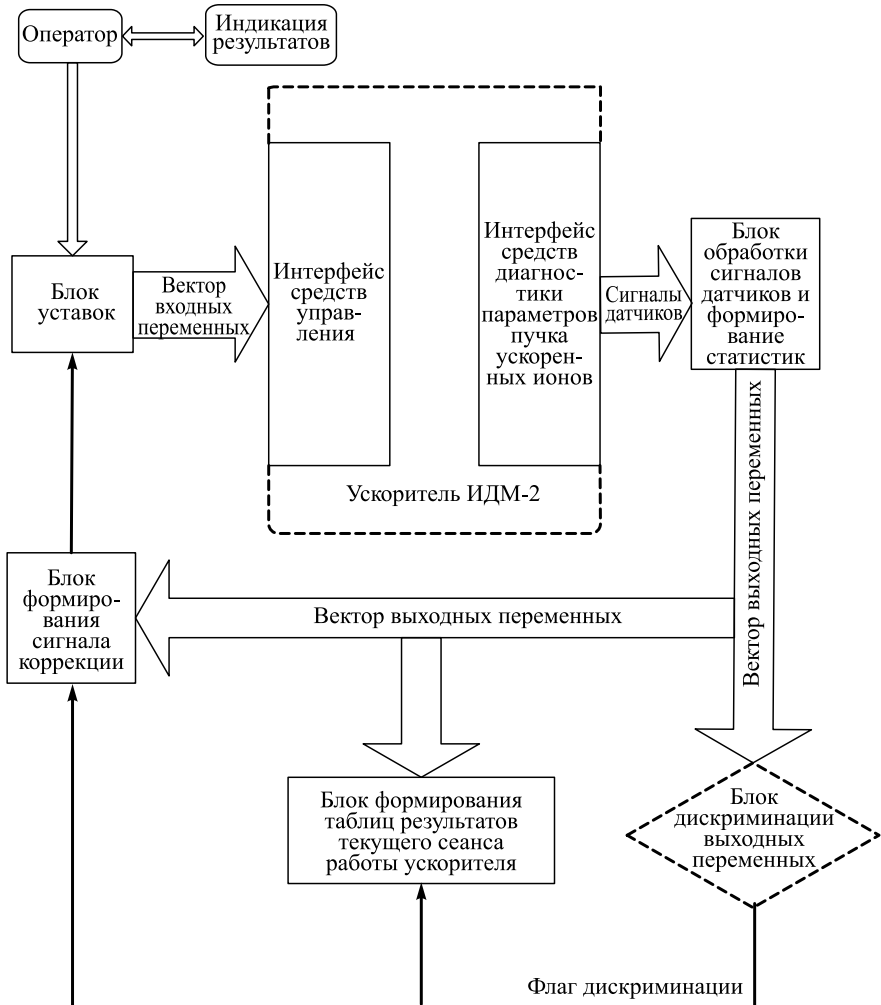


Рис. 28. Структурная схема системы автоматической стабилизации параметров пучка ускоренных ионов

**Блок уставок** — программный блок, в котором оператором или системой стабилизации формируются основные уставки для электрофизических устройств ускорителя.

Как отмечено в п. 1.1, в рамках данной задачи в систему автоматического регулирования включены два устройства: генератор импульсов ускоряющего напряжения и генератор импульсов привода газового клапана. Это значения  $U_{\text{set}}$  и  $U_{\text{inject}}$ . Параметры остальных устройств устанавливаются только оператором.

**Интерфейсы средств управления и выходных сигналов датчиков** включены в состав устройств ускорителя условно. Это программно-аппаратные средства взаимодействия управляющего компьютера с объектом управления.

**Блок обработки сигналов датчиков и формирование статистик** производит преобразование (усреднение, интегрирование, масштабирование) сигналов осциллографов в интервале регистрации в значения выходных переменных ( $U$ ,  $I_M$ ,  $I_S L$ ) и фиксацию их в таблицах текущих результатов.

**Блок дискриминации выходных переменных** проверяет, не выходят ли мгновенные значения величин  $U$ ,  $I_M$ ,  $I_S L$  за установленные границы, и выставляет флаг соответствия, используемый далее для маркировки «плохих» циклов ускорения и принятия решения о коррекции.

**Блок формирования сигнала коррекции** формирует текущую статистику вектора входных переменных с учетом результата дискриминации, определяет выход переменных за границы интервала невмешательства, определяет величину воздействия и формирует команду коррекции для блока уставок.

**Блок формирования таблиц результатов текущего сеанса работы ускорителя** заносит результаты каждого импульса ускорения в соответствующие таблицы, вычисляет общую и текущую статистики и предоставляет эту информацию в текстовом и графическом виде оператору. По завершении сеанса вся информация документируется в шести файлах.

Система автоматической стабилизации освобождает оператора от рутинной ручной коррекции параметров ускорителя, вызванных внешними факторами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения комплекса тестовых испытаний модифицированного импульсного плазменного холловского ускорителя ИДМ-40 можно сделать следующие выводы:

1. Мгновенная нестабильность величины ионного тока во временном интервале (интервале слежения — 7 последних импульсов) составляет  $\sigma(I_M) = 7\%$ .

2. Усредненная общая нестабильность величины ионного тока в стационарном режиме работы ускорителя составляет  $\sigma(I_M) = 4,3\%$ .

3. Время работы ускорителя в стабильном режиме (постоянство ионного тока) увеличено на 30 %. Следует ожидать увеличения производительности работы ускорителя, как минимум, на 30 %, поскольку система может поддерживать более напряженные режимы по сравнению с ручным управлением.

4. Число ускоренных ионов изотопов водорода (протия, дейтерия, трития) за один импульс (от 1 до 50 нс) составляет  $5 \cdot 10^{14}$ .

5. Количество нейтралов в пучках ускоренных ионов водорода не обнаружено.

6. Количество однозарядных молекулярных ионов изотопов водорода в ускоренных пучках не превышает 10 %.

7. Энергетический интервал ускоренных ионов изотопов водорода и гелия составляет 2–40 кэВ.

Приведенные параметры модернизированного ускорителя Холла свидетельствуют об эффективной, устойчивой и высокоинтенсивной генерации импульсных ионных пучков низкоэнергетического диапазона, столь необходимых для изучения реакций между легкими ядрами в области астрофизических энергий.

**Благодарность.** Авторы выражают благодарность А. В. Петрову за участие в работах по созданию и исследованию характеристик ускорителя на начальном этапе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Assenbaum H. J., Langanke K., Rolfs C. // *Z. Phys. A.* 1987. V. 327. P. 461.
2. Greife U. et al. // *Z. Phys. A.* 1995. V. 351. P. 107.
3. Aliotta M. et al. // *Nucl. Phys. A.* 2001. V. 690. P. 790.
4. Czerski K. et al. // *Eur. Phys. J. A.* 2006. V. 27. P. 83.
5. Raiola F. et al. // *Ibid.* P. 79 (and references therein).
6. Huke A., Czerski K., Heide P. // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2007. V. 256. P. 599 (and references therein).
7. Czerski K. et al. // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2008. V. 35. P. 014012.
8. Kasagi J. et al. // *J. Phys. Soc. Japan.* 2002. V. 71. P. 2881.
9. Engstler S. et al. // *Phys. Lett. B.* 1988. V. 202. P. 179.
10. Costantini H. et al. // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 482. P. 43.
11. Bystrüsky V. M. et al. // *Phys. At. Nucl.* 2012. V. 75. P. 53.
12. Bystrüsky V. M. et al. // *Ibid.* P. 913.
13. Bystrüsky V. M. et al. // *Nucl. Phys. A.* 2012. V. 889. P. 93.
14. Filipowicz M. et al. // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2012. V. 21, No. 11. P. 1250089.
15. Bystrüsky V. M. et al. // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2014. V. 753. P. 91.
16. Bystrüsky V. M. et al. // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2013. V. 10, No. 7. P. 717.
17. Bystrüsky V. M. et al. // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2014. V. 11, No. 4. P. 467.
18. Быстрицкий В. М. и др. // *ЖЭТФ.* 2014. Т. 145, № 6. С. 1.

19. Быстрицкий В. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99, №9. С. 579.
20. Bystritsky V. M. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2014. V. 737. P. 248.
21. Bystritsky V. M. et al. // Ibid. V. 764. P. 42.
22. Bystritskii V. M. et al. Effect of  $pd$  and  $dd$  Reactions Enhancement in Deuterides  $TiD_2$ ,  $ZrD_2$  and  $Ta_2D$  in the Astrophysical Energy Range // Phys. Part. Nucl. Lett. 2016. V. 13, No. 1. P. 79–97; doi: 10.1134/S1547477116010064.
23. Bystritskiy V. M. et al. // Research Methods for Parameters of Accelerated Low-Energy Proton Beam // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12, No. 4. P. 597–602; doi: 10.1134/S1547477115040123.
24. Schramm D. N., Wagoner R. V. Element Production in the Early Universe // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1977. V. 27. P. 37–74; doi: 10.1146/annurev.ns.27.120177.000345.
25. Reeves H. On the Origin of the Light Elements ( $Z < 6$ ) // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 193.
26. Fields B. D. The Primordial Lithium Problem // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2011. V. 61. P. 47.
27. Cyburt R. H. et al. Big Bang Nucleosynthesis: 2015. arXiv:1505.01076[astro-ph.CO].
28. Плазменные ускорители / Под ред. Л. А. Арцимовича. М.: Машиностроение, 1973.
29. Быстрицкий В. М., Герасимов В. В., Крылов А. Р. Препринт ОИЯИ Д15-2002-200. Дубна, 2002.
30. Быстрицкий В. М. и др. // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55, № 11/2. С. 51.
31. Быстрицкий В. М. и др. // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56, № 11/2. С. 34.
32. Nekudov I. M. et al. // Intern. Sci. J. for Alternat. Energy and Ecology. 2004. No. 5. P. 5–11; <http://elibrary.ru/item.aps?id=9441574>.