Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 8, с. 439 – 446

Источники поляризованных ионов с накопительной ячейкой в перезарядном плазменном ионизаторе

А. С. Белов[+*1)], *А. Н. Зеленский*[*], *К. А. Ившин*[*×], *М. В. Куликов*[*×], *В. А. Лебедев*[×], *А. Н. Соловьёв*[*×], *Е. М. Сыресин*[×], *Ю. Н. Филатов*[*], *В. В. Фимушкин*[×]

[+]*Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[×]*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

Поступила в редакцию 2 сентября 2025 г.
После переработки 12 сентября 2025 г.
Принята к публикации 15 сентября 2025 г.

Рассматриваются источники поляризованных протонов и дейтронов с накопительной ячейкой поляризованных атомов в перезарядном плазменном ионизаторе. В основе нового подхода – использование поперечной инжекции атомарного пучка в накопительную Т-образную ячейку ионизатора. Такая схема имеет ряд преимуществ по сравнению с источниками, где используется продольная инжекция атомарного пучка в накопительную ячейку, что позволит устранить ограничения, присущие источнику с продольной инжекцией, и значительно уменьшить эмиттанс пучка поляризованных ионов. Также это должно привести к увеличению интенсивности и поляризации пучков протонов и дейтронов из источника, что необходимо для получения проектной светимости и поляризации в коллайдере NICA.

DOI: 10.31857/S0370274X25100128

Введение. Для ускорения пучков поляризованных дейтронов и протонов в ускорительном комплексе ЛФВЭ в ОИЯИ используется источник поляризованных ионов SPI (Source of Polarized Ions), работающий по методу атомарного пучка с накоплением атомов в накопительной ячейке в перезарядном плазменном ионизаторе [1]. Данный метод был разработан в ИЯИ РАН [2] и позволяет получать пучки поляризованных ионов высокой интенсивности с сохранением высокой поляризации. В SPI генерируются импульсные пучки поляризованных дейтронов и протонов с интенсивностью до 6 мА, длительностью 100 мкс и частотой повторения 0.2 Гц [3]. Измеренный нормализованный эмиттанс пучка поляризованных дейтронов равен 1.5π мм мрад, протонов – 2π мм мрад. Относительно большой эмиттанс пучка поляризованных ионов может приводить к большим потерям тока ионного пучка при ускорении поляризованных ионов в линейных ускорителях-инжекторах в Нуклотрон или Бустер ускорительного комплекса NICA. Параметры источника имеют существенное значение для достижения проектной светимости поляризованных пучков в коллайдере.

Поляризованные ионы в SPI возникают в результате реакции перезарядки в плазменном ионизаторе между поляризованными атомами и неполяризованными ионами плазмы, поляризованные дейтроны – в результате реакции (1), поляризованные протоны – в реакции (2):

$$\mathrm{D}^0 \uparrow + \mathrm{H}^+ \Rightarrow \mathrm{D}^+ \uparrow + \mathrm{H}^0, \tag{1}$$

$$H^0 \uparrow + \mathrm{D}^+ \Rightarrow \mathrm{H}^+ \uparrow + \mathrm{D}^0, \tag{2}$$

где вертикальная стрелка обозначает поляризованные частицы. Сечение реакций (1) и (2) при энергии налетающих неполяризованных плазменных ионов ~ 5 эВ равно $\sim 5 \cdot 10^{-15}$ см^2. Большая величина сечения реакций перезарядки (почти резонансных, с поправкой на различие масс протонов и дейтронов, которая пренебрежимо мала при данной энергии ионов) приводит к высокой эффективности образования поляризованных ионов в плазменном перезарядном ионизаторе. Интенсивность возникающих пучков поляризованных ионов пропорциональна также плотности поляризованных атомов в области пересечения атомов плазменными ионами. Увеличение плотности поляризованных атомов в SPI происходит за счет накопления поляризованных атомов в накопительной ячейке в области перезарядки. Известный эффект повышения плотности атомов возникает при инжекции атомарного пучка в накопительную ячейку через канал с ограниченной проводимостью.

1)e-mail: belov@inr.ru

Эффект накопления поляризованных атомов был использован в водородном мазере [4], позднее эффект накопления поляризованных атомов было предложено использовать в газовых мишенях поляризованных атомов [5] и источниках поляризованных ионов [5–7]. Впервые в источниках поляризованных ионов такое предложение было реализовано авторами работ [8, 9]. В [10] приведен обзор газовых поляризованных мишеней на основе источников поляризованных атомов с атомарным пучком и накопительных ячеек.

В этих работах было показано, что рекомбинация атомов может быть подавлена, и поляризация атомов может сохраняться при многократных столкновениях со стенками ячейки, изготовленной в том числе из сплавов алюминия, что приводит к повышению плотности и полной толщины мишени из поляризованных атомов в накопительной ячейке по сравнению с плотностью атомов в атомарном пучке.

В SPI (также, как в источнике ИЯИ РАН [8, 9]) пучок поляризованных атомов инжектируется в накопительную ячейку цилиндрической формы в плазменный перезарядный ионизатор таким образом, что направления атомарного пучка и плазменной струи коллинеарны и противоположны, что приводит к ряду ограничений в размерах накопительной ячейки и энергии извлекаемых из ионизатора поляризованных ионов. В частности, атомарный пучок инжектируется в ионизатор через поворотный разделительный магнит и систему формирования и ускорения ионного пучка. Это приводит к увеличению диаметра атомарного пучка из-за его расходимости, к увеличению диаметра накопительной ячейки и к снижению эффективности генерации поляризованных ионов, так как толщина мишени из поляризованных атомов в накопительной ячейке обратно пропорциональна диаметру ячейки в третьей степени. Диаметр эмиссионного электрода в ионно-оптической системе (ИОС) извлечения ионов также определяется диаметром атомарного пучка и накопительной ячейки, что приводит, наравне с неоднородностью плазменного шнура, к увеличению эмиттанса пучка поляризованных ионов. В SPI диаметр эмиссионной апертуры ИОС выбран на основе измерений параметров пучка поляризованных атомов, инжектируемого в область перезарядки, и равен 19 мм. Диаметр накопительной ячейки равен 18 мм. Расстояние между выходом из шестиполюсных магнитов и центром накопительной ячейки равно 80 см. Потенциально возможное увеличение энергии формируемых в ионизаторе пучков приводило бы к еще большему увеличению этого расстояния из-за соответствующего увеличения размеров ИОС и анализирующего магнита, что практически означает ограничение энергии и ограничение интенсивности пучка поляризованных ионов при прохождении электростатического дефлектора на выходе источника.

Этих ограничений можно избежать, используя накопительную ячейку Т-образной формы. Ячейки такой формы используются в поляризованных газовых мишенях в ускорителях заряженных частиц [10]. В данной работе Т-образную ячейку предлагается использовать в перезарядном плазменном ионизаторе источника поляризованных ионов с атомарным пучком.

Схема источника поляризованных ионов с поперечной инжекцией атомарного пучка. Предлагаемая схема источника поляризованных ионов с поперечной инжекцией атомарного пучка в накопительную ячейку показана на рис. 1.

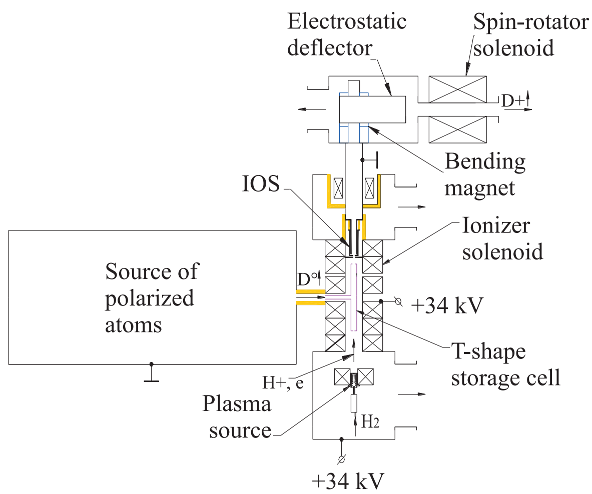

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема источника поляризованных ионов с Т-образной накопительной ячейкой

В этой схеме поляризованный атомарный пучок инжектируется в накопительную ячейку через инжекционную трубку ячейки в направлении, перпендикулярном направлению плазменной струи и оси магнитного поля соленоида ионизатора. Плазма генерируется в источнике с дуговым разрядом с холодным катодом и инжектируется в накопительную ячейку вдоль оси магнитного поля. Поляризованные ионы возникают в накопительной ячейке в результате реакции перезарядки между поляризованными атомами и ионами плазмы, удерживаются в радиальном направлении магнитным полем и движутся в плазме к плазменному электроду ионно-оптической системы (ИОС), в которой происходит ускорение поляризованных и неполяризованных ионов из плазмы и формирование ускоренных ионных пучков. В поворотном магните пучки поляризованных и неполяризованных ионов разделяются из-за разной массы, после магнита импульс пучка поляризованных ионов направлен вертикально. В электростатическом дефлекторе происходит поворот пучка поляризованных ионов на 90 градусов в горизонтальное направление без изменения направления спина. В соленоиде спин-ротатора спин переводится в вертикальное направление.

Адиабатичность спинового движения атомов с тепловой энергией в атомарном пучке приводит к ориентации спина вдоль направления магнитного поля соленоида ионизатора независимо от взаимного расположения источника поляризованных атомов и соленоида. Это дает возможность вертикального расположения источника поляризованных атомов и позволяет реализовать наиболее компактное расположение всего источника поляризованных ионов.

Расстояние между источником поляризованных атомов и входом в накопительную ячейку при этом существенно уменьшается по сравнению с SPI, так как поворотный магнит и система электродов извлечения ионов не находятся на пути атомарного пучка. Диаметр эмиссионного электрода в этой схеме определяется диаметром плазменного шнура и может быть уменьшен, что приводит к соответствующему уменьшению эмиттанса, а энергия извлекаемых ионов может быть увеличена, так как размеры поворотного магнита и ИОС в этой схеме не влияют на размер атомарного поляризованного пучка.

Рассмотрим влияние указанных изменений на параметры пучка поляризованных ионов из источника. Для сравнения вариантов источника используем фактор качества пучка поляризованных ионов: $QF = I \cdot P^2/\mathcal{E}^2$, где I – интенсивность, P – поляризация, $\mathcal{E}$ – поперечный эмиттанс пучка поляризованных ионов. Множитель с эмиттансом следует использовать, когда имеются аксептансные ограничения при транспортировке и ускорении пучка поляризованных ионов. В этом случае интенсивность ускоренного пучка пропорциональна $\mathcal{E}^{-2}$.

Эмиттанс ионного пучка. Изменение схемы инжекции атомарного пучка в накопительную ячейку дает возможность уменьшить эмиттанс извлекаемых из ионизатора ионных пучков путем уменьшения диаметра эмиссионной апертуры.

При ускорении ионов из плазмы в продольном магнитном поле эмиттанс формируемых ионных пучков определяется разбросом поперечных скоростей ионов в плазме (ионной температурой), величиной продольного магнитного поля в области эмиссионного электрода и аберрациями при формировании и ускорении ионов в электрическом поле электродов ИОС.

Вклад в нормализованный эмиттанс (здесь и далее – эффективный эмиттанс $\epsilon^* = 4\varepsilon_{\rm rms}$), возникающий из-за конечной ионной температуры, для однозарядных ионов дается соотношением [11]:

$$\Delta\epsilon^*(T_i) = 0.0653 R_{\rm em} \left(\frac{kT_i}{A}\right)^{1/2} \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}, \qquad (3)$$

где $R_{\rm em}$ (мм) – радиус эмиссионной апертуры в плазменном электроде ИОС, kT_i (эВ) – ионная температура, характеризующая разброс поперечных скоростей ионов на эмиссионной поверхности, A – масса ионов в атомных единицах.

Электронная и ионная температура в плазме, генерируемой в импульсном источнике с дуговым разрядом и холодным катодом, используемом в плазменном перезарядном ионизаторе, равна ~ 5 эВ [12]. Поляризованные ионы, возникающие в плазме в результате реакций перезарядки (1) и (2), имеют низкие поперечные скорости, так как образуются из поляризованных атомов в накопительной ячейке, имеющих тепловые энергии. Однако при транспортировке в плазме в продольном магнитном поле поляризованные ионы приобретают поперечную энергию из-за наличия поперечного электрического поля в плазме с перепадом потенциала порядка электронной температуры.

Вторая компонента эмиттанса ϵ^* связана с возникновением поляризованных ионов в продольном магнитном поле ионизатора и выходом ионного пучка в область с нулевым магнитным полем, в результате чего ионы приобретают тангенциальные составляющие скорости, что эквивалентно увеличению поперечного эмиттанса [13]:

$$\Delta\epsilon^*(B) = 0.128 R_{\rm em}^2 \frac{B_0}{A} \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}, \qquad (4)$$

где $B_0(T)$ – величина продольной составляющей магнитного поля в области эмиссионного электрода ИОС, $R_{\rm em}$ – радиус эмиссионного отверстия в мм.

Значительный рост эмиттанса связан с аберрациями при формировании и ускорении ионного пучка из радиально-неоднородной плазмы. Большой размер атомарного пучка в источнике SPI приводит к соответствующему размеру апертуры электродов ИОС и к многоапертурной конструкции ИОС. Однако сильная радиальная неоднородность плазмы на эмиссионной поверхности не позволяет в достаточной степени использовать основное свойство многоапертурной ИОС, которое заключается в компенсации расходимости ионных струек в элементарных ячейках ИОС из-за дефокусирующего воздействия электрического поля при выходе из ускоряющего промежутка фокусировкой вогнутым плазменным мениском на эмиссионной поверхности. Отсутствие такой компенсации из-за неоднородности плотности плазмы на эмиссионной поверхности приводит к расходимости ускоренных элементарных струек на уровне $\delta x' \propto a/d$, где a – радиус апертуры элементарной ячейки ИОС, d – длина ускоряющего зазора ИОС и к разбросу расходимости ионных траекторий в ускоренном ионном пучке, т.е. к росту эмиттанса:

$$\Delta\epsilon^* \sim \beta R_{\text{em}} \delta X' \, \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}. \tag{5}$$

Снижение разброса расходимости от аберрации, вызванной неоднородностью плазмы, достигается увеличением длины зазора d (в SPI $d = 18$ мм) и уменьшением апертуры элементарной ячейки в сетчатых электродах (для SPI $a = 0.8$ мм). Увеличение ускоряющего зазора d приводит к снижению оптимальной плотности тока эмиссии ионов вследствие закона Чайлда–Ленгмюра $j^{+}_{\text{opt}} \propto U^{3/2}/d^2$, а уменьшение размера элементарной ячейки ограничивается снижением прозрачности электродов и ростом потерь поляризованных атомов и ионов при прохождении ИОС.

Увеличения общего ускоренного тока ионов из плазмы достигают увеличением размера плазменного шнура на эмиссионной поверхности путем уменьшения магнитного поля в области эмиссионного электрода. Однако снижение магнитного поля ограничено необходимостью того, что в ионизаторах с сильным полем для получения высокой ядерной поляризации величина магнитного поля должна значительно превышать критическое поле для поляризованных атомов в основном состоянии (50.7 мТл для атома водорода в основном состоянии). Высокое значение величины магнитного поля также требуется для уменьшения влияния спин-обменной и столкновительной деполяризации атомов в накопительной ячейке.

Оценки величины эмиттанса, используя соотношения (3)–(5), дают величины, близкие к измеренным в источнике SPI. Наибольший вклад в рост эмиттанса возникает из-за аберраций при формировании ионного пучка из неоднородной плазмы в многоапертурной ИОС.

Для всех вышерассмотренных механизмов увеличения эмиттанса ионных пучков характерна пропорциональность эмиттанса радиусу плазменной струи на эмиссионной поверхности плазменного электрода (и квадрату радиуса для “магнитной” компоненты эмиттанса). Таким образом, уменьшения эмиттанса формируемых ионных пучков можно добиться, уменьшив радиус эмиссионной поверхности и решив проблему аберраций в ИОС для радиально-неоднородной плазмы. Возможность решения этой проблемы появляется в схеме перезарядного ионизатора с Т-образной накопительной ячейкой.

Радиус плазменного шнура при инжекции плазмы в накопительную ячейку определяется радиусом входной диафрагмы (1.5 мм в работе [9], 2 мм – в источнике SPI), при транспортировке плазмы в однородном магнитном поле радиус плазменного шнура остается примерно постоянным.

Поэтому радиус эмиссионного электрода в случае с Т-образной ячейкой может быть выбран сравнимым с размером плазменного шнура на входе в накопительную ячейку, так как атомарный пучок в этой геометрии инжектируется через отдельный инжекционный канал, и радиус эмиссионного плазменного электрода не связан с размером атомарного пучка.

При малой апертуре эмиссионного электрода в ионизаторе может быть использована одноапертурная ИОС, в которой аберрации, связанные с неоднородностью плазмы, уменьшены по сравнению с многоапертурной сеточной ИОС. На рисунках 2a, b показан пример моделирования программой Omnitrak [14] траекторий (a) и фазового портрета (b) неполяризованного пучка протонов с импульсным током 82 мА при ускорении в одноапертурной трехэлектродной ИОС с радиусом эмиссионной апертуры 3.5 мм до энергии 34 кэВ из ионизатора с продольным магнитным полем в области плазменного электрода 180 мТл.

Плазменный электрод находится под потенциалом, равным 34 кВ, по отношению к третьему, заземленному электроду, второй электрод ИОС – под потенциалом – 3.5 кВ. Второй и третий электроды ИОС – бессеточные, первый, плазменный электрод имеет мелкоячеистую сетку, фиксирующую плазменную границу.

Отрицательный потенциал второго электрода ИОС создает потенциальный барьер для электронов, компенсирующих пространственный заряд сильноточного протонного пучка в электроде 3 и при последующей транспортировке в поворотном анализирующем магните. Поэтому в моделировании принималась полная компенсация пространственного заряда ионных пучков при транспортировке, начиная с третьего электрода ИОС. Моделирование показывает, что эмиттанс ускоренного пучка определяется в основном первоначальным разбросом поперечных скоростей ионов и равен $0.6\,\pi \cdot$ мм $\cdot$ мрад (4 rms, норм.), что согласуется с выражениями (3) и

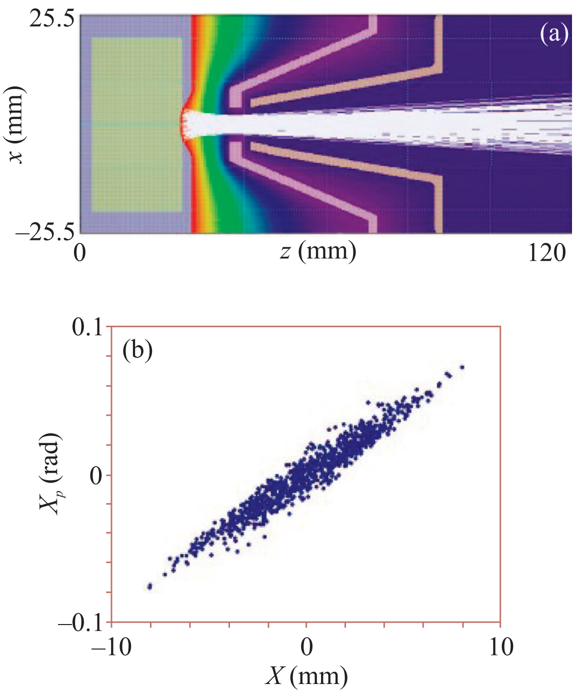

Рис. 2. (Цветной онлайн) Пример моделирования программой Omnitrak [14] траекторий (a) и фазового портрета (b) пучка протонов при ускорении в одноапертурной трехэлектродной ИОС с радиусом эмиссионной апертуры 3.5 мм до энергии 34 кэВ из ионизатора с продольным магнитным полем в области ИОС 180 мТл. (По оси ординат на рисунке фазового портрета показана расходимость пучка в радианах). Импульсный ток пучка протонов – 82 мА, эмиттанс ускоренного протонного пучка – 0.6 $\pi \cdot$ мм $\cdot$ мрад (4 rms, норм.)

(4). Вклад "магнитного" эмиттанса невелик ($\sim 15\,\%$) из-за небольшой величины радиуса эмиссионного отверстия. Полученный при моделировании эмиттанс в 3 раза меньше измеренного эмиттанса пучка протонов в источнике SPI.

Толщина поляризованной газовой мишени. Количество поляризованных ионов, возникающих в накопительной ячейке в результате реакции перезарядки между поляризованными атомами и неполяризованными ионами плазмы, пропорционально толщине мишени, образованной накопленными в ячейке поляризованными атомами, и потоку неполяризованных ионов через ячейку. Толщина мишени из поляризованных атомов зависит от геометрии накопительной ячейки. Геометрия T-образной накопительной ячейки для перезарядного плазменного ионизатора показана на рис. 3.

От T-образных ячеек, используемых в газовых поляризованных мишенях, данная геометрия отличается наличием двух диафрагм; через диафрагму с диаметром D_3 в ячейку инжектируется плазма, через диафрагму диаметром D_{22} плазма выходит из ячейки к ИОС.

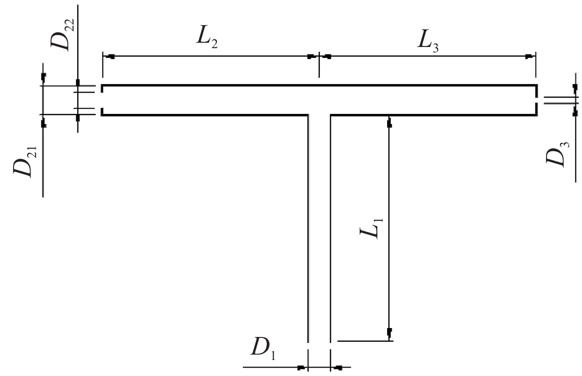

Рис. 3. Геометрия T-образной ячейки

В ячейку инжектируется импульсный пучок поляризованных атомов, поэтому плотность атомов в мишени изменяется во времени, нарастая от нулевого уровня до равновесного значения, при котором вытекающий газовый поток сравнивается с входным, за время $\tau_{sc} \sim V_{sc}/C_{sc}$, где V_{sc} и C_{sc} – объем и вакуумная проводимость накопительной ячейки относительно места инжекции атомарного пучка (в центре ячейки).

Равновесная толщина мишени из поляризованных атомов tt_A:

$$tt_A = k_2 I_A L_{\text{eff}}/C_{sc}, \qquad (6)$$

где k_2 – коэффициент, учитывающий рекомбинацию атомов, I_A – интенсивность пучка поляризованных атомов.

Толщина мишени обратно пропорциональна вакуумной проводимости ячейки C_{sc}. Принимая $D_1 = 1$ см, $D_{21} = 1.5$ см, $D_{22} = 0.8$ см, $D_3 = 0.3$ см, $L_1 = L_2 = L_3 = 12$ см, получим из известных выражений для вакуумной проводимости для атомарного дейтерия в молекулярном режиме: $C_{sc} = 1.3 \cdot 10^4$ см^3/с. Для ячейки источника SPI проводимость равна $\sim 2 \cdot 10^4$ см^3/с, т.е. на 50 % больше, несмотря на увеличение проводимости T-образной ячейки из-за добавления канала для инжекции поляризованных атомов по сравнению с ячейкой SPI. Этот выигрыш обусловлен наличием диафрагм и малым диаметром инжекционной трубки, что становится возможным из-за уменьшения расстояния между выходом из шестиполюсного магнита и входом в ячейку и, соответственно, с меньшим поперечным размером атомарного пучка. Дополнительный выигрыш в толщине мишени связан с увеличением эффективной длины мишени благодаря диафрагмам, установленным на входе и выходе ячейки для плазменной струи, наличие которых приводит к более однородному распределению атомов в мишени по сравнению с треугольным распределением при отсутствии диафрагм.

Без учета рекомбинации атомов толщина мишени из поляризованных атомов дейтерия при потоке атомов на входе в инжекционную трубку накопительной ячейки $1 \cdot 10^{17}$ с$^{-1}$ и эффективности прохождения через инжекционную трубку ~ 0.7 при $L_{\rm eff} = 12$ см, $tt_D \sim 6 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$. Характерное время установления равновесного состояния $\tau_{sc} \sim 2.8$ мс. Это значение близко к характерному времени установления равновесного состояния при продольной инжекции импульсного атомарного пучка в накопительную ячейку 2.5 мс, зарегистрированному в источнике [9]. Поэтому длительность импульса атомарного пучка, генерируемого источником атомов, должна быть не менее 3 мс.

Для поверхности ячейки, изготовленной из алюминиевых сплавов, при комнатной температуре вероятность рекомбинации при одиночном столкновении с поверхностью $\sim 10^{-3}$ [15]. Число столкновений атома дейтерия с поверхностью ячейки при комнатной температуре $\sim 10^2$ за миллисекунду, за время накопления в несколько миллисекунд влияние рекомбинации атомов становится существенным. Рекомбинация может усиливаться при адсорбции молекул остаточного газа на поверхности ячейки,что приводит к увеличению влияния рекомбинации атомов на толщину газовой атомарной мишени в реальной установке и необходимости контроля состояния поверхности ячейки.

Интенсивность ионного пучка. Для оценки интенсивности пучка поляризованных ионов учтем, что количество возникающих при перезарядке поляризованных ионов равно уменьшению тока неполяризованных ионов, и примем, что вероятность транспортировки поляризованных ионов не зависит от координаты точки возникновения иона в области перезарядки. Последнее предположение оправдано в случае “бесшумовой” плазмы, когда радиальный конфайнмент плазмы продольным магнитным полем обеспечивает транспортировку поляризованных ионов к ИОС; для этого ларморовский радиус для поляризованных ионов должен быть значительно меньше радиуса эмиссионного отверстия в плазменном электроде ИОС: $R_L < R_{em}$. Для ионизатора с Т-образной накопительной ячейкой, принимая поперечную энергию ионов $\mathrm{D}^+ \uparrow$ равной 5 эВ, получаем ограничение для магнитного поля в области эмиссионного электрода $B_0 > 130$ Тл.

При таких условиях ток пучка поляризованных протонов из источника дается формулой:

$$I_{\uparrow}^{+} = I_i^{+} W_{tr} \{1 - \exp(-tt_{tA}\sigma_{ce})\}, \qquad (7)$$

где I_i^+ – ток пучка неполяризованных ионов, W_{tr} – усредненная эффективность транспортировки поляризованного иона, $\sigma_{ce} \cong 5 \cdot 10^{-15}$ см^2 – сечение перезарядки.

Для тока поляризованных дейтронов из источника с Т-образной накопительной ячейкой, используя оценку толщины мишени из поляризованных атомов дейтерия $6 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$, получаем из (7) для тока поляризованных дейтронов:

$$I_{D\uparrow}^{+} \cong 0.26 I_H^+ W_{tr}. \qquad (8)$$

Уменьшения влияния пространственного заряда ионных пучков и связанных с этим потерь поляризованных ионов при транспортировке в канале вывода с электростатическим дефлектором, в котором компенсация пространственного заряда транспортируемых ионных пучков нарушается из-за влияния электрического поля в дефлекторе, можно добиться, увеличив энергию ионных пучков при их ускорении в ИОС. При этом соответствующее увеличение размеров ИОС и поворотного магнита в схеме с Т-образной накопительной ячейкой не влияет на инжекцию атомарного поляризованного пучка в накопительную ячейку в отличие от схемы с продольной инжекцией, при которой атомарный пучок инжектируется в ячейку через поворотный магнит и ИОС.

Поляризация ионного пучка. Поляризация ионов в данном ионизаторе определяется ядерной поляризацией атомов в накопительной ячейке.

Ядерная поляризация для атомов водорода и дейтерия в атомарном пучке, который инжектируется в ионизатор с сильным магнитным полем, достигает значений ~ 0.95 и определяется эффективностью разделения атомов по спиновым состояниям в шестиполюсных разделительных магнитах, эффективностью блоков переходов между спиновыми состояниями в атомах и величиной магнитного поля в области перезарядки атомов.

Деполяризация ионов в процессах перезарядки и в процессе транспортировки ионов в продольном магнитном поле в ионизаторе и далее в канале вывода ионного пучка из источника не наблюдалась. Это подтверждается высоким значением поляризации протонов и дейтронов (до 90 % от теоретически возможных значений) в источнике с перезарядным плазменным ионизатором и свободным атомарным пучком (без накопительной ячейки) [2, 16].

Сохранение ядерной поляризации в накопительной ячейке, установленной в плазменном перезарядном ионизаторе, продемонстрировано в работах [8, 9]. В работе [9] описан импульсный источник поляризованных протонов с атомарным пучком и с накопительной ячейкой в перезарядном плазменным ионизаторе, в котором получен пучок поляризованных протонов с импульсной интенсивностью 11 мА и поляризацией 80 %. В источнике использовалась накопительная ячейка в виде трубки из алюминиевого сплава с внутренним диаметром 15 мм и длиной 250 мм без специальных покрытий внутренней поверхности накопительной ячейки. Из-за импульсного режима работы источника наблюдалось изменение поляризации пучка протонов во времени в зависимости от времени накопления поляризованных атомов в накопительной ячейке, в том числе наблюдалось снижение поляризации после достижения максимального значения 0.83 при времени накопления 1 мс до значения 0.78 для времени накопления 2.5 мс и далее снижение с характерным временем релаксации ~ 5 мс [8, 9].

Наблюдаемое снижение поляризации в зависимости от времени накопления атомов обусловлено процессами релаксации поляризации атомов в накопительной ячейке, к которым относятся деполяризация в столкновениях со стенками накопительной ячейки и спин-обменные столкновения между атомами в разных спиновых состояниях.

Рекомбинация атомов также может приводить к снижению поляризации ионного пучка из-за диссоциации возникающих при рекомбинации молекул в столкновениях с электронами плазмы и частичного разбавления возникающими атомами поляризованной газовой мишени в накопительной ячейке. Оценки показывают, что вклад такого процесса в деполяризацию газовой мишени является незначительным.

При плотности атомов в ячейке $\sim 4 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ наиболее существенным является процесс спин-обменной релаксации. Спин-обменные взаимодействия приводят к снижению векторной поляризации атомов водорода, в случае, если в накопительную ячейку инжектируются атомы в состояниях сверхтонкой структуры $|1\rangle$ и $|4\rangle$, что происходит и в рассматриваемых источниках.

Характерное время спин-обменной релаксации увеличивается с ростом магнитного поля в ячейке как $T_B = (1 + \chi^2)T_{AA}$ [10], где T_{AA} – время релаксации в нулевом магнитном поле, $\chi = B/B_c$, B – магнитное поле в области перезарядки, B_c – критическое поле для спин-спинового взаимодействия в атомах, $B_c = 11.7$ мТл для атомарного дейтерия и 50.7 мТл для атомарного водорода. Оценки показывают, что при средней плотности атомов в ячейке $4 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ и температуре стенок ячейки 300 K характерное время спин-обменной релаксации атомов водорода равно $T_{HH} \sim 0.5$ мс, что значительно меньше времени вытекания газа из накопительной ячейки и означает сильное влияние спин-обменной релаксации на поляризацию атомов водорода в накопительной ячейке с данной плотностью атомов в слабом поле. Поэтому, для снижения влияния спин-обменной релаксации на ядерную поляризацию в атомах водорода в газовой поляризованной мишени установки HERMES было выбрано магнитное поле 330 мТл [17]. При этом равновесное время релаксации для атомов водорода увеличивается в ~ 43 раза по сравнению с релаксацией в слабом поле, и влияние спин-обменной релаксации на поляризацию атомов становится незначительным.

В источнике поляризованных ионов, работающем в импульсном режиме, имеется дополнительная возможность ограничения снижения поляризации уменьшением времени накопления атомов в ячейке. В магнитном поле 250 мТл время спин-обменной релаксации для атомов водорода в накопительной ячейке с плотностью атомов $4 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ увеличивается до 40 мс и для времени накопления 2 мс снижение поляризации оказывается незначительным.

Заключение. Использование поперечной инжекции в накопительную T-образную ячейку в перезарядном плазменном ионизаторе позволяет уменьшить эмиттанс поляризованных ионных пучков за счет перехода к одноапертурной ИОС и уменьшения радиуса эмиссионной поверхности в плазменном электроде ИОС. При этом оказывается возможным увеличить магнитное поле в накопительной ячейке до ~ 250 мТл и повысить поляризацию генерируемых пучков поляризованных протонов и дейтронов из-за подавления деполяризации в процессах столкновительной и спин-обменной релаксации.

Ожидается увеличение интенсивности пучков поляризованных ионов путем увеличения времени накопления при сохранении поляризации и за счет уменьшения вакуумной проводимости T-образной ячейки и повышения толщины мишени из поляризованных атомов для плазменных ионов, а также из-за повышения энергии ускоренного в ИОС источника пучка поляризованных ионов.

Результирующее увеличение фактора качества пучка из источника – $P^2 \cdot I/\mathcal{E}^2$ примерно на порядок имеет существенное значение для решения задачи получения проектной светимости пучков поляризованных протонов и дейтронов в коллайдере NICA.

Финансирование работы. Исследование выполнено при поддержке Российским научным фондом, грант # 25-72-30005, https://rscf.ru/project/25-72-30005/.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. S. Belov, D. E. Donets, V. V. Fimushkin, A. D. Kovalenko, L. V. Kutuzova, Yu. V. Prokofichev, V. B. Shutov, A. V. Turbabin, and V. N. Zubets, J. Phys.: Conf. Ser. **938**, 012017 (2017); doi:10.1088/17426596/938/1/012017.
2. A. S. Belov, *Production of Polarized Ions with Nearly Resonant Charge-Exchange Collisions in Plasma, in Proc. of 12th International Workshop on Polarized Sources, Targets and Polarimeters, PSTP 2007, BNL, USA, 10–14 September, 2007*, AIP Conf. Proc. **980**, 209 (2008); doi:10.1063/1.2888089.
3. V. V. Fimushkin, R. A. Kuzyakin, M. V. Kulikov, L. V. Kutuzova, Y. V. Prokofichev, A. M. Shumkov, A. S. Belov, A. V. Turbabin, and V. N. Zubets, *The source of polarized ions (SPI) and low energy polarimeter for the NUCLOTRON facility, in Proc. of 23rd International Spin Physics Symposium SPIN2018, 10–14 Sep 2018, Ferrara, Italy*, PoS SPIN2018, 114 (2019); https://doi.org/10.22323/1.346.0114.
4. H. M. Goldenberg, D. Kleppner, and N. F. Ramsey, Phys. Rev. Lett. **5**, 361 (1960).
5. W. Haeberli, in *1966 Proc. 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons (Karlsruhe, 1965), Experientia Supplementum*, Birkhauser, Basel (1966), v. 12, p. 64.
6. Б. П. Адьясевич, В. Д. Алешин, Г. В. Смирнов, ПТЭ **4**, 32 (1965).
7. В. В. Нижегородцев, В. П. Соколов, Авторское свидетельство # 1367772, СССР, 1987 (приоритет от 02 Апреля 1971).
8. A. S. Belov, S. K. Esin, L. P. Netchaeva, V. S. Klenov, A. V. Turbabin, and G. A. Vasil'ev, AIP Conf. Proc. **421**, 362 (1998).
9. A. S. Belov, S. K. Esin, L. P. Netchaeva, A. V. Turbabin, and G. A. Vasil'ev, *Polarized Ion Source with Resonant Charge-Exchange Plasma Ionizer, in Proc. of 13th International Symposium on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 9–12 September, 1998*, ed. by N. E. Tyurin, V. L. Solovianov, S. M. Troshin, and A. G. Ufimtsev, World Scientific, Singapore (1999), p. 622.
10. E. Steffens and W. Haeberli, Rep. Prog. Phys. **66**, 1887 (2003).
11. I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, Wiley-VCH, Weinheim (2004).
12. Г. В. Росляков, ПТЭ **2**, 167 (1981).
13. W. Krauss-Vogt, H. Beuscher, H. Hagedoorn, J. Reich, and P. Wucherer, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **268**, 5 (1988).
14. https://www.fieldp.com/.
15. J. S. Price, AIP Conf. Proc. **293**, 18 (1994).
16. V. P. Derenchuk and A. S. Belov, AIP Conf. Proc. **675**, 887 (2003); https://doi.org/10.1063/1.1607262.
17. A. Airapetian, N. Akopov, Z. Akopov et al. (Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **540**, 68 (2005).