

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**

621.384.8

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ**Ю. А. Плис, Л. М. Сороко****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	281
а) Спиновое состояние частицы (282). б) Принципы получения поляризованных ионов (284).	
2. Метод атомного пучка	284
а) Диссоциация молекул водорода (284). б) Формирование свободного атомного пучка (285). в) Атомы водорода и дейтерия в магнитном поле (286). г) Разделительный магнит (288). д) Радиочастотные переходы (289). 1) Радиочастотные переходы в слабом поле (290). 2) Радиочастотные переходы в сильном поле (291). 3) Действующие установки (291). е) Ионизация атомного пучка (292). 1) Ионизатор со слабым магнитным полем (293). 2) Ионизатор с сильным магнитным полем (294). ж) Получение отрицательных ионов при перезарядке положительных поляризованных ионов (296). з) Ионизация тяжелыми частицами (297).	
3. Метод Лэмба	297
а) Уровни энергии атомов водорода и дейтерия с $n = 2$ в однородном магнитном поле (298). б) Времена жизни (298). в) Поляризация в метастабильном состоянии (298). г) Процессы перезарядки (299). д) Получение отрицательных ионов (300). е) Получение положительных ионов (300). ж) Методы повышения поляризации пучка (301). з) Источник отрицательных поляризованных ионов (301).	
4. Измерение поляризации ионов	303
а) Быстрые ионы (303). б) Медленные ионы (303).	
5. Источники поляризованных ионов гелия-3 и лития	304
а) Поляризованные однозарядные ионы гелия-3 (304). б) Источники поляризованных ионов лития (304).	
6. Намагниченный монокристалл в качестве донора поляризации	305
7. Инжекция поляризованных ионов в ускоритель	305
а) Ускоритель Кокрофта — Уолтона и линейный ускоритель (305). б) Ускоритель Ван-де-Граафа (306). в) Тандем-ускоритель (306). г) Циклотрон (307).	
8. Накопление поляризованных ионов	308
9. Ускорение поляризованных ионов	310
а) Циклотрон (312). б) Синхроциклотрон (313). в) Фазотрон с пространственной вариацией магнитного поля (313). г) Синхротрон (313).	
10. Достижения отдельных лабораторий	314
а) Беркли, Калифорния (314). б) Лос-Аламос (315).	
11. Заключение	315
Цитированная литература	316

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты с поляризованными частицами занимают особое место в физике элементарных частиц и ядерной физике, так как они позволяют наиболее прямым способом изучать зависимость ядерных сил от спина. В общем случае наличие спиновых компонент ядерных сил приводит к тому,

что характеристики наблюдаемых процессов оказываются различными для разных ориентаций спинов частиц до и после соударения. Идеальный поляризационный эксперимент можно реализовать с помощью поляризованного пучка и поляризованной мишени, при условии, что состояния поляризации частиц пучка и мишени контролируемо варьируются при сохранении неизменными всех остальных условий эксперимента.

До недавнего времени единственным методом получения пучков поляризованных частиц было использование процессов рассеяния и ядерных реакций¹. В 1954 г. И. И. Гуревич (см. ²) высказал идею об ускорении ионов, предварительно поляризованных в источнике. Разработка источника поляризованных ионов (ИПИ) началась в Институте атомной

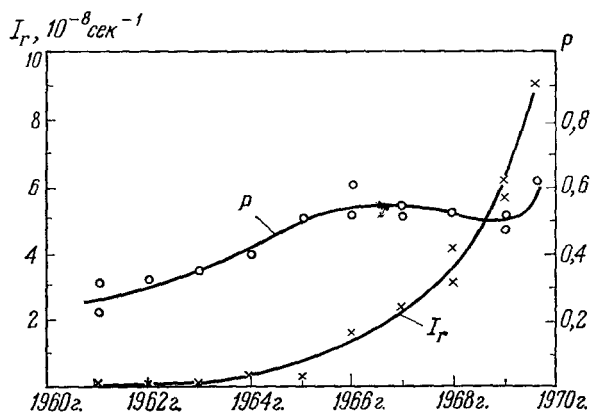


Рис. 1. Рост приведенной интенсивности поляризованного пучка I_r и поляризации P за период работы ИПИ на протонном линейном ускорителе Резерфордской лаборатории.

энергии им. И. В. Курчатова (см. ³) и независимо в других лабораториях мира^{4а}. В 1960 г. в Базеле⁵ впервые были получены поляризованные ионы дейтерия с энергией 100 кэВ.

Поляризованный протонный пучок характеризуют приведенной интенсивностью⁶ I_r , которая равна

$$I_r = IP^2,$$

где I — интенсивность пучка, а P — степень поляризации пучка. В последние десять лет приведенная интенсивность существующих ИПИ росла примерно экспоненциально, каждые три года увеличиваясь в десять раз (рис. 1). История развития техники получения поляризованных ионов содержится в материалах международных конференций в Базеле⁷ (1960 г.), Карлсруэ⁸ (1965 г.), Мэдисоне⁹ (1970 г.) и Брукхейвене¹⁰, а также в ряде обзорных работ^{11-14, 15а, 16а}. В настоящей работе представлены новые данные о получении и ускорении первично-поляризованных частиц, а также предложения, высказанные в последнее время. Техника поляризованных мишеней и использование неполяризованных мишеней для получения вторично-поляризованных частиц не рассматриваются.

а) Спиновое состояние частицы. Для частиц со спином $I = 1/2$ существуют две альтернативные ориентации вектора спина относительно внешнего магнитного поля: по полю ($m_I = 1/2$) и против поля ($m_I = -1/2$). Пучок частиц называют полностью поляризован-

ным, если спины всех частиц ориентированы только в одном направлении: по полю либо против поля. Если в пучке присутствуют частицы с обеими ориентациями, то пучок называется частично-поляризованным, и степень поляризации такого пучка равна

$$P = N(1/2) - N(-1/2),$$

где $N(1/2)$ — доля частиц в пучке, спины которых ориентированы по полю, а $N(-1/2)$ — доля частиц со спинами противоположной ориентации. В общем виде состояние поляризации пучка полностью характеризуется вектором поляризации $\mathbf{P}$ с компонентами

$$P_i = \langle \sigma_i \rangle,$$

где σ_i — матрицы Паули, а усреднение $\langle \dots \rangle$ производится по частицам пучка. Наконец, описание состояния поляризации пучка частиц со спином $I = 1/2$ дается матрицей плотности¹⁷

$$\rho(1/2) = 1/2(1 + \mathbf{P}\sigma) = 1/2 \begin{pmatrix} 1 + P_3 & P_1 - iP_2 \\ P_1 + iP_2 & 1 - P_3 \end{pmatrix}.$$

Если ось квантования выбрать вдоль вектора поляризации $\mathbf{P}$, то матрица плотности диагонализуеться и отличной от нуля оказывается лишь компонента

$$P_3 = P, \quad P_1 = P_2 = 0.$$

Диагональные элементы матрицы плотности

$$\rho(1/2) = 1/2 \begin{pmatrix} 1 + P_3 & 0 \\ 0 & 1 - P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N(1/2) & 0 \\ 0 & N(-1/2) \end{pmatrix}$$

характеризуют населенности соответствующих спиновых состояний пучка.

Для частиц со спином $I = 1$ состояние поляризации пучка задается не только вектором поляризации P_i , но и тензором поляризации P_{ij} . При этом

$$P_i = \langle S_i \rangle, \quad P_{ij} = 3/2 [\langle S_i S_j \rangle + \langle S_j S_i \rangle] - 2\delta_{ij},$$

а S_i — спиновые операторы для частиц со спином 1¹⁸. Параметры поляризации P_i , P_{ij} связаны с населенностями трех спиновых состояний $N(1)$, $N(0)$ и $N(-1)$ следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} P_3 &= N(1) - N(-1), \quad P_1 = P_2 = 0, \\ -2P_{11} &= -2P_{22} = P_{33} = 1 - 3N(0) = 3[N(1) + N(-1)] - 2, \\ P_{12} &= P_{13} = P_{23} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Матрица плотности для частиц со спином 1 в диагональном представлении имеет вид

$$\begin{aligned} \rho(1) &= \begin{pmatrix} N(1) & 0 & 0 \\ 0 & N(0) & 0 \\ 0 & 0 & N(-1) \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} 1/3 + 1/2 P_3 + 1/6 P_{33} & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 - 1/3 P_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 - 1/2 P_3 + 1/6 P_{33} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Для частиц со спином $I = 3/2$, например для ядер ${}^7\text{Li}$, параметры поляризации определяются следующим образом ¹⁹:

$$P_z = 1/3 \{3 [N(3/2) - N(-3/2)] + [N(1/2) - N(-1/2)]\},$$

$$P_{zz} = [N(3/2) + N(-3/2)] - [N(1/2) + N(-1/2)],$$

$$P_{zzz} = 1/3 \{[N(3/2) - N(-3/2)] - 3 [N(1/2) - N(-1/2)]\}.$$

б) Принципы получения поляризованных ионов. Поляризованные ионы можно получить различными методами. Наибольшее развитие для протонов и дейтронов получили два из них. Это — *метод атомного пучка*, который принято называть «классическим», и *метод перезарядки через метастабильное состояние*, известный в литературе как «метод Лэмба». Классический метод сводится к пространственному разделению атомного пучка по спиновым состояниям атома в неоднородном магнитном поле и к последующей ионизации атомов, попавших в одно из этих состояний. Метод Лэмба основан на свойствах $2S_{1/2}$ -состояния атома водорода в электрических и магнитных полях. Упомянутые в литературе другие методы получения поляризованных атомов пока что не реализованы в виде действующих устройств.

2. МЕТОД АТОМНОГО ПУЧКА

В источнике поляризованных ионов, построенном по классическому методу (рис. 2), осуществляются следующие процессы: 1) диссоциация молекул водорода; 2) формирование свободного пучка атомов с

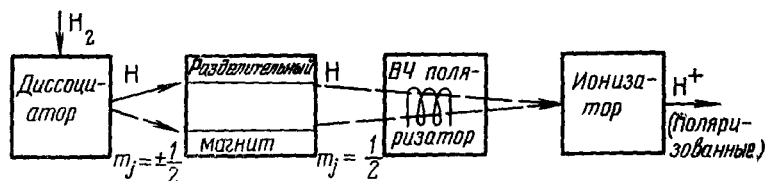


Рис. 2. Схема ИПИ, построенного по методу атомного пучка.

тепловыми скоростями; 3) пространственное разделение атомов по состояниям сверхтонкой структуры; 4) изменение населенности состояний в радиочастотном поле (часто, но не всегда); 5) ионизация атомов; 6) инжекция поляризованных ионов в ускоритель.

а) Диссоциация молекул водорода. Атомарный водород получают в высокочастотном безэлектродном разряде, возбуждаемом в стеклянной колбе при давлении газа 0,1—1 тор и при частоте 20—150 Мгц. Разрядная плазма образуется магнитной составляющей высокочастотного поля ²⁰ либо электрическим полем вдоль U-образной колбы ²¹. Потребляемая мощность от генератора составляет 100—1500 вт. Разряд Вуда в постоянном электрическом поле, как альтернатива безэлектродного разряда, неудобен тем, что атомы интенсивно рекомбинируют на металлических поверхностях электродов, которые приходится размещать далеко от рабочей области разряда. В безэлектродном разряде рекомбинация атомов в молекулы происходит на стенках. Стекло пирекс, из которого обычно делается разрядная колба, имеет малый коэффициент поверхностной рекомбинации. Тщательная очистка стекла и нанесение

покрытий повышают степень диссоциации, а примесь паров воды 5—10% к водороду позволяет достичь 95%-ной степени диссоциации.

Объемная рекомбинация кинематически возможна только в тройных соударениях атомов и становится заметной при давлении газа более 1 тор²². При давлении выше нескольких тор степень диссоциации быстро падает, а повышенная температура газа затрудняет отклонение атомов в неоднородном магнитном поле. Эксперименты Клаусницера^{23а} с низковольтным дуговым разрядом при давлении газа до 0,5 атм оказались безуспешными. Степень диссоциации составляла не более 5%. Из-за короткого времени жизни и нестабильной работы такая конструкция диссоциатора распространения не получила. Разрядная трубка диссоциатора охлаждается воздухом или жидкостью. Успешные испытания системы охлаждения жидким азотом, выполненные недавно²⁴, открывают возможность увеличения интенсивности поляризованных ионов в 5—6 раз. Об увеличении потока атомов сообщали также Адьясевич и др²⁵.

б) Формирование свободного атомного пучка. Как известно²⁶, атомный пучок может быть сформирован при эффузии атомов через отверстие в вакуум. Если толщина стенки, в которой сделано отверстие, пренебрежимо мала, а максвелловское распределение частиц по скоростям не меняется при их эффузии из резервуара, то поток частиц dQ через апертуру площадью A под углом θ к оси в телесном угле $d\omega$ равен

$$dQ = (d\omega/4\pi) \bar{n} \bar{v} A \cos \theta,$$

где n — число частиц в единице объема, $\bar{v} = (8kT/\pi m)^{1/2}$ — средняя скорость. Полный поток

$$Q = \bar{n} \bar{v} A/4.$$

Как будет показано ниже, типичное значение телесного угла захвата разделительного магнита равно $\sim 10^{-3}$ стер. Для получения атомного пучка интенсивностью 10^{16} ат/сек на выходе разделительного магнита требуется поток газа через диссоциатор около 1 см³/сек при нормальных условиях.

Эффузионное отверстие в виде канала создает более остронаправленный поток при неизменной интенсивности потока вдоль оси. Для эффузионного истечения атомов средняя длина свободного пробега λ должна превышать длину канала. Согласно измерениям Келлера и др.^{21а} длина свободного пробега с учетом рассеяния атомов водорода на малые углы связана с давлением газа p соотношением $\lambda p = 3,1 \cdot 10^{-3}$ тор·см.

Широкое распространение^{20, 25, 27, 28} получили многокапиллярные коллиматоры атомного пучка (мультиколлиматоры), впервые примененные в Резерфордской лаборатории²⁰. Это — связка плотноупакованных капилляров диаметром около 0,2 мм, которые заполняют круглое отверстие диаметром 0,6—1,0 см. В работе²⁵ испытывались капилляры диаметром 0,04 мм. Обычно длина капилляра примерно в 10 раз больше его диаметра. В работе Гордона и Пономарева²⁹ дан метод расчета оптимальных размеров мультиколлиматоров с учетом рекомбинации атомов внутри канала. Способы изготовления мультиколлиматоров описаны в работах²⁷⁻³⁰. Типичные значения расхода газа через мультиколлиматоры равны $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ л·тор/см, поэтому их используют тогда, когда имеется ограничение на откачку, например в ИПИ, который устанавливается под высоким напряжением.

Диссоциатор с мультиколлиматорами работает при давлении газа от 0,5 тор и ниже. При давлениях больше 0,5 тор на выходе

мультиколлиматоров образуется газовое облако, рассеяние потока на котором приводит к разрушению эффекта направленности и к ослаблению потока. Наивысшее значение потока атомов на выходе разделительного магнита, полученное с помощью мультиколлиматоров, составляет $(5-10) \cdot 10^{15}$ ат/сек.

Несколько большую интенсивность дает миниатюрное сопло Лавалья. Согласно теории ³¹ сопло Лавалья способно сформировать коллимированный сверхзвуковой поток атомов при небольшом разбросе по скоростям. Источник атомного пучка, созданный в Сакле ³², дал поток атомов на выходе шестиполюсного магнита $5 \cdot 10^{16}$ ат/сек. Преимущества миниатюрного сопла Лавалья, которые возрастают с повышением давления в диссоциаторе, еще не удалось реализовать. Одной из причин является недостаточная скорость откачки газа, выходящего из сопла. Только будущие эксперименты, в частности с использованием криогенных вакуумных насосов, дадут окончательные данные о свойствах миниатюрного сопла Лавалья.

в) Атомы водорода и дейтерия в магнитном поле. В основном состоянии атома водорода полный момент количества движения F образован спиновым моментом электрона j и спиновым моментом ядра I . Собственные значения полного момента F равны 1 (триплет)

и 0 (синглет). Взаимодействие магнитных моментов электрона и протона в атоме водорода вызывает сверхтонкое расщепление ΔW между уровнями $F = 1$ и $F = 0$,

$$\Delta W = h \cdot 1420,4 \text{ Мгц} = 5,8 \cdot 10^{-6} \text{ эв.}$$

Во внешнем магнитном поле уровень $F = 1$ распадается на три подуровня

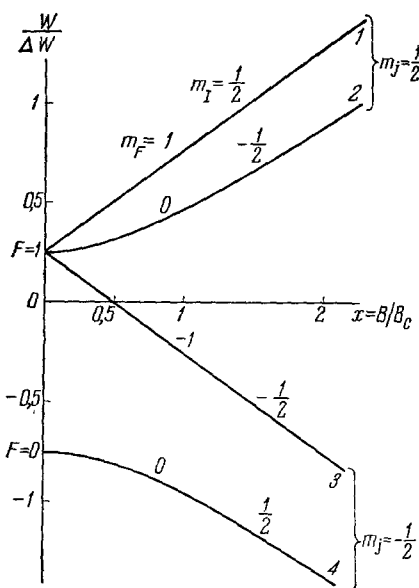


Рис. 3. Диаграмма уровней энергии атома водорода в магнитном поле.

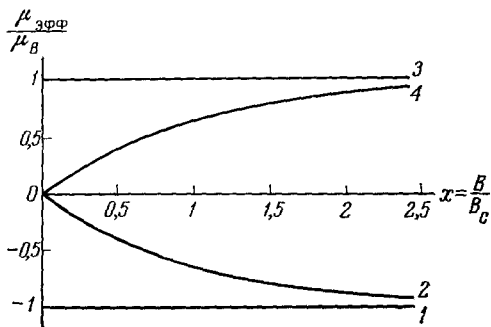


Рис. 4. Зависимость эффективного магнитного момента атома водорода от магнитного поля.

с $m_F = 1, 0, -1$ (рис. 3) (эффект Зеемана). В сильных магнитных полях энергия взаимодействия между внешним полем и магнитным моментом электрона превышает энергию сверхтонкого расщепления, и состояния атома характеризуют магнитным квантовым числом электрона m_j и магнитным квантовым числом протона m_I . Зависимость эффективного магнитного момента атома водорода $\mu_{\text{эфф}} = -\partial W / \partial B$ от магнитного поля в состояниях сверхтонкой структуры показана на рис. 4.

Эффект Зеемана в атоме дейтерия приведен на рис. 5. Спин дейтерия равен $I = 1$, и поэтому каждое состояние m_j в сильном поле имеет три

компоненты с $m_I = -1, 0, 1$. Эффективный магнитный момент атома дейтерия показан на рис. 6. Напряженность внешнего магнитного поля измеряется в единицах критического поля

$$B_c = \Delta W / \mu_B (g_I - g_J^e),$$

где ΔW — энергия сверхтонкого расщепления в нулевом поле, g —

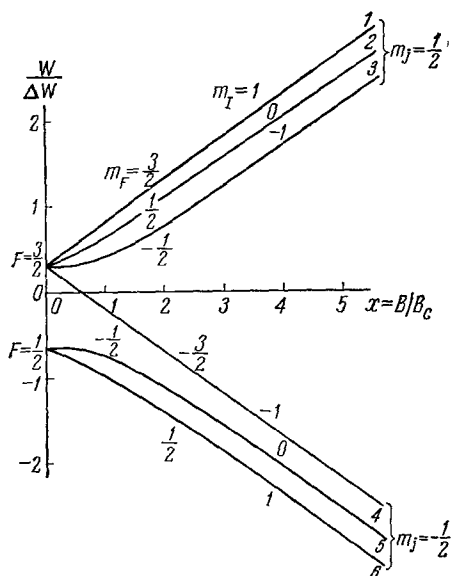


Рис. 5. Диаграмма уровней энергии атома дейтерия в магнитном поле.

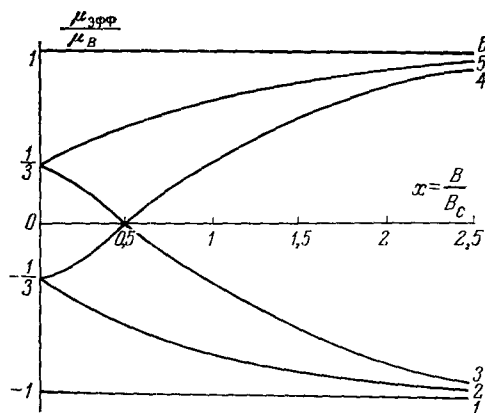


Рис. 6. Зависимость эффективного магнитного момента атома дейтерия от магнитного поля.

гиромангнитный фактор. Для электрона $g_J^e = -2,0023$, для протона $g_I^p = 3,04 \cdot 10^{-3}$ и для дейтрона $g_I^d = 0,47 \cdot 10^{-3}$. Внешнее поле B считается сильным, если $x \gg 1$. Для атома водорода $B_c^H = 507$ гс, для атома дейтерия $B_c^D = 117$ гс.

В общем виде энергия уровня в магнитном поле B дается формулой Брейта — Раби (см. ²⁶)

$$W_{F=I \pm 1/2, m_F} = -[\Delta W/2 (2I + 1)] - \mu_B g_I m_F B \pm \pm 0,5 \Delta W [1 + (4m_F/2I + 1)x + x^2]^{1/2}. \quad (2)$$

В табл. I даны значения параметров, входящих в (2).

Таблица I

Атом	Состояние	I	$g_I, 10^{-3}$	$\Delta W, \text{ Мгц}$	$B_c, \text{ гс}$
H	$1S_{1/2}$	1/2	3,04	1420,406	507,591
H	$2S_{1/2}$	1/2	3,04	177,557	63,450
D	$1S_{1/2}$	1	0,466	327,384	116,842
D	$2S_{1/2}$	1	0,466	40,924	14,605
T	$1S_{1/2}$	1/2	3,24	1516,702	542,059
T	$2S_{1/2}$	1/2	3,24	189,594	67,759
^6Li	$S_{1/2}$	1	0,448	228,208	81,5
^7Li	$S_{1/2}$	3/2	1,18	803,512	287

Аналогичные диаграммы энергетических уровней описывают поведение метастабильного $2S_{1/2}$ -состояния атома водорода или дейтерия,

но с меньшим расщеплением:

$$\Delta W_{2S_{1/2}} = \Delta W_{1S_{1/2}}/8.$$

Каждый из уровней сверхтонкой структуры обладает определенным значением поляризации ядра. Ядерная поляризация в ИППИ получается в два этапа. Сначала отделяют состояния с $m_j = 1/2$ от состояний с $m_j = -1/2$ в сильном магнитном поле. Отобранные состояния атомов в сильном поле поляризованы только по электронному спину. Если затем атомы перевести в область слабого поля адиабатически, то спиновое состояние водорода «1» (рис. 3) сохранит свою ядерную поляризацию ($m_I = 1/2$). Состояние «2» после такого перехода будет описываться волной функцией, имеющей как компоненту $m_I = 1/2$, так и компоненту $m_I = -1/3$. Полная поляризация по спину ядра составит $1/2$. Применение такого метода к атому дейтерия дает пучок поляризованных по ядру атомов дейтерия с $P_z = -1/3$ и $P_{zz} = -1/3$.

Существуют также и другие методы получения ядерной поляризации с использованием атомов, поляризованных по спину электрона. Один из них, который излагается ниже, — это индуцирование радиочастотных переходов между подуровнями сверхтонкой структуры атома в магнитном поле. Возможно также и прямое выделение ²³⁵ состояния «1», но для этого годится лишь слабое поле ($x \lesssim 1$). Из-за малой интенсивности

получаемого пучка атомов этот метод распространения не получил.

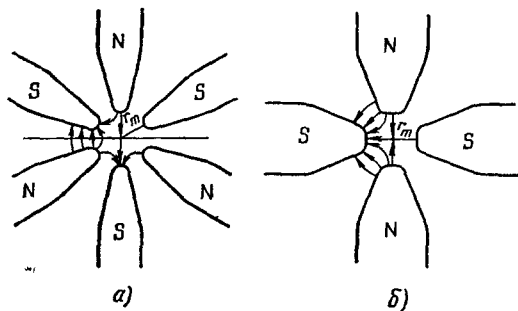


Рис. 7. Поперечное сечение шестипольного (а) и четырехпольного (б) магнитов и строение силовых линий.

которых имеет четыре или шесть чередующихся по полярности полюсов ³³ (рис. 7). Контуры полюсов выбираются такими, чтобы зависимость от радиуса абсолютного значения напряженности магнитного поля имела вид

$$B = B_m (r/r_m)^2 \quad \text{для шестипольного магнита,}$$

$$B = B_m r/r_m \quad \text{для четырехпольного магнита,}$$

где B_m — напряженность поля у полюсных наконечников, а r_m — расстояние от полюсного наконечника до оси. Отклоняющая сила равна

$$F_6 = (2B_m/r_m^2) \mu_{\text{эфф}} r \quad \text{для шестипольного магнита,}$$

$$F_4 = (B_m/r_m) \mu_{\text{эфф}} r/r \quad \text{для четырехпольного магнита.}$$

Она направлена к оси магнита, если энергия состояния увеличивается с ростом B ($\mu_{\text{эфф}} < 0$, $m_j = 1/2$), и в сторону от оси магнита, если энергия состояния уменьшается с ростом B ($\mu_{\text{эфф}} > 0$, $m_j = -1/2$). Такой многополюсный магнит эффективно пропускает только те атомы, которые

г) Разделительный магнит. Отбор состояний атомов с $m_j = 1/2$ производят в сильном магнитном поле при наличии в нем больших градиентов. Атом представляет собой магнитный диполь, и на него действует сила

$$F = -\frac{\partial W}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial r}.$$

Обычно используют длинные магниты, поперечное сечение

находятся в состоянии с $m_j = 1/2$. Эффективность пропускания достигает 95% при достаточно большой длине магнита.

Телесный угол захвата атомов, образующих параксиальные траектории с $r_{\text{нач}} = 0$, определяется соотношением

$$0,5mv^2\alpha_0^2 = W(B_m) - W(0),$$

где α_0 — максимальный угол между вектором скорости атома v на входе магнита и осью магнита, и равен

$$\Delta\Omega(r=0) = \pi [W(B_m) - W(0)]/0,5mv^2.$$

Для эффузионного источника, находящегося при температуре T ,

$$\overline{\Delta\Omega}(r=0) = \pi [W(B_m) - W(0)]/kT.$$

При отборе состояний с $m_j = 1/2$ в сильном поле

$$W(B) - W(0) = \mu_B B.$$

Так, например, для $B_m = 6$ кГс и $T = 400^\circ \text{K}$

$$\overline{\Delta\Omega}(r=0) = \pi\mu_B B/kT = 3 \cdot 10^{-8} \text{ стер} \quad (\alpha_0 = 1,8^\circ).$$

Для параксиальных траекторий с $r_{\text{нач}} = \rho$

$$\overline{\Delta\Omega}(\rho) = (\pi\mu_B B_m/kT) [(r_m - \rho)/(r_m + \rho)]^{1/2} \text{ для четырехполюсного магнита,}$$

$$\overline{\Delta\Omega}(\rho) = (\pi\mu_B B_m/kT) [1 - (\rho^2/r_m^2)]^{1/2} \text{ для шестиполюсного магнита.}$$

Если апертура магнита равномерно заполнена пучком, то телесный угол, усредненный по апертуре и по скоростям, равен ^{15a}

$$\overline{\Omega} = 1,35\mu_B B_m/kT \text{ для четырехполюсного магнита,} \quad (3)$$

$$\overline{\Omega} = 2,09\mu_B B_m/kT \text{ для шестиполюсного магнита.}$$

Длина магнита выбирается достаточно большой, чтобы удалить из пучка большую часть атомов с $m_j = -1/2$. Оценки интенсивности нежелательной компоненты даны Диксоном ¹¹ и Рудиным ⁵.

Шестиполюсный разделительный магнит обладает свойствами линзы, поэтому на его выходе образуется изображение источника атомов. Однако разброс атомов по скоростям приводит к сильным хроматическим aberrациям. Профилирование магнита с постепенным уменьшением радиального градиента поля ³⁴ ведет к увеличению телесного угла захвата ³⁵. При этом источник атомов должен располагаться достаточно близко к входной апертуре разделительного магнита. Профилированный шестиполюсный магнит в Сакле ³⁶ имеет диаметр апертуры 0,4 см на входе магнита и 0,8 см на расстоянии 25 см от входа, а остальные 25 см диаметр апертуры остается постоянным. Хорошими оптическими свойствами обладает четырехполюсный магнит в Харькове. Длина этого магнита равна 25 см, а диаметр апертуры 0,8 см ³⁷. Использование наконечников магнита из пермендюра дало очень высокое поле $B_m = 20$ кГс.

д) Р а д и о ч а с т о т н ы е п е р е х о д ы. Переходы между двумя состояниями сверхтонкого расщепления атомов в радиочастотном (РЧ) поле придают ИПИ наиболее ценные свойства. Это — предельно высокая поляризация и возможность работы ИПИ с переключением поляризации. При этом, в отличие от систем ИПИ с ионизацией атомов в слабом магнитном поле без использования переходов, наличие радиочастотных

переходов удваивает векторную поляризацию протонов и дейтронов и утраивает тензорную поляризацию дейтронов.

Техника РЧ переходов в ИПИ основана на методе адиабатического прохождения Абрагама и Винтера³⁸. Подробное изложение этого метода дано в работе^{39а}. Сущность его на классическом языке⁴⁰ сводится к следующему. Магнитный момент атома $\mathbf{M}$, связанный с угловым моментом $\mathbf{I}$ ($\mathbf{M} = \gamma\mathbf{I}$), испытывает в магнитном поле вращающий момент

$$\mathbf{T} = d\mathbf{I}/dt = [\mathbf{M}\mathbf{B}_0].$$

Вектор $\mathbf{M}$ прецессирует вокруг вектора $\mathbf{B}_0$ с угловой скоростью прецессии

$$\omega_0 = -\gamma B_0.$$

В системе отсчета S' , вращающейся вокруг вектора $\mathbf{B}_0$ с угловой скоростью ω_0 , вектор $\mathbf{M}'$ неподвижен. Это означает, что в системе отсчета S' действующее магнитное поле равно нулю, $B_0 = 0$. Добавим теперь вращающееся РЧ магнитное поле с амплитудой B_1 и частотой ω_0 , которое направлено перпендикулярно к вектору $\mathbf{B}_0$. Затем введем медленные изменения внешнего поля B_z во

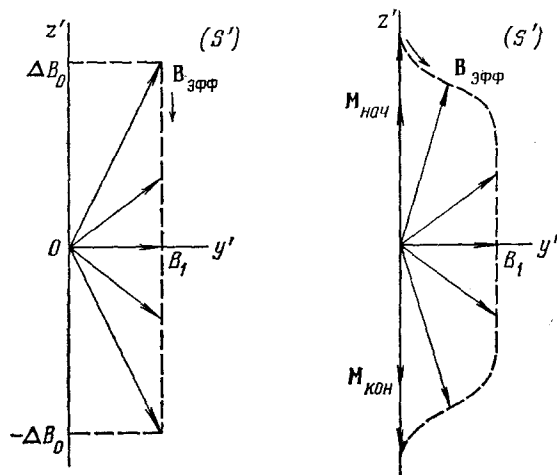


Рис. 8. Зависимость суммарного магнитного поля от времени во вращающейся системе координат.

времени от начального значения $B_0 + \Delta B_0$ до конечного значения $B_0 - \Delta B_0$. Такое изменение происходит, когда атом движется через неоднородное магнитное поле. Во вращающейся системе координат S' начальное поле B'_z равно ΔB_0 и, медленно меняясь, переходит в конечное поле $(-\Delta B_0)$. Суммарное поле $B_{эфф}$ при этом изменяется во времени, как показано на рис. 8. Если вращение суммарного магнитного поля происходит медленно по сравнению с периодом ларморовской прецессии, то вектор $\mathbf{M}$ адиабатически следует за вектором $B_{эфф}$. При линейном изменении поля B_z во времени наиболее опасной оказывается область $B_{эфф} \approx B_1$. Условие адиабатичности в этой точке записывается в виде

$$B_1^{-1} dB_z/dt \ll \gamma B_1.$$

Чтобы сохранить высоким значение поляризации пучка на выходе системы, ΔB_0 выбирается большим по сравнению с B_1 . Это условие выполняется в реальных системах автоматически, поскольку атомы «медленно» входят в РЧ резонатор или катушку и B_1 нарастает от нуля на входе и спадает до нуля на выходе.

Адиабатические переходы реализуются как в слабом внешнем магнитном поле, так и в сильном поле.

1) *Радиочастотные переходы в слабом поле*^{38б}. В этом случае m_F — хорошее квантовое число, и уровни с разными m_F эквидистантны. Поэтому РЧ поле вызывает переходы между несколькими уровнями с одним и тем же F , но с разными m_F . Для водорода в переходах участвуют три уровня, а в дейтерии — четыре. Частота поля соответствует разности энергий между соседними состояниями по m_F . В результате адиабатического перехода населенности состояний 1 и 3 взаимно обмениваются, а населенности состояний 2 и 4 остаются неизменными. Поскольку в атом-

ном пучке на выходе разделительного магнита заселены только состояния 1 и 2, после адиабатических переходов равнонаселенными становятся состояния 2 и 3. Если проводить ионизацию такого атомного пучка в сильном поле (см. ниже), то степень поляризации протонов оказывается равной $P_z = -1$. Переходы в слабом поле для дейтронов обменивают населенности состояний m_F и $-m_F$. Обменные переходы $1 \leftrightarrow 4$, $2 \leftrightarrow 3$, $5 \leftrightarrow 6$ происходят одновременно. Смесь состояний $(1 + 2 + 3)$, получаемая после разделительного магнита, переходит в смесь $(4 + 3 + 2)$. При ионизации атомного пучка в сильном поле получают дейтроны с чисто векторной поляризацией ($P_z = -2/3$, $P_{zz} = 0$).

2) *Радиочастотные переходы в сильном поле.* В сильном магнитном поле возбуждают двухуровневые переходы. В атомах водорода вызывают переход $2 \leftrightarrow 4$, после которого поляризация протонов равняется $P_z = 1$. В атомах дейтерия осуществляются переходы $2 \leftrightarrow 5$, $2 \leftrightarrow 6$ и $3 \leftrightarrow 5$ либо только один из них, либо последовательно в разных комбинациях, так что РЧ участки разделяются между собой областью слабого поля. Условие адиабатического перехода для водорода имеет вид

$$\hbar^{-1} d(E_2 - E_4)/dt \approx (E_2 - E_4) v/l \hbar \ll \mu_B B_1^2/\hbar^2,$$

где $E_2 - E_4 = \hbar \Delta \omega_0$ — разность энергий уровней 2 и 4 на выходе и входе из области РЧ поля длиной l , а v — скорость атомов, или иначе,

$$2\Delta B_0 v/l \ll (\Delta W B_1^2/4B_c \hbar)/x (1 + x^2)^{1/2}.$$

Условие достижения высокой поляризации $\Delta B'_0 \gg B'_1$ записывается в виде

$$\Delta \omega_0 \gg B_1 \Delta W/2B_c \hbar (1 + x^2)^{1/2}, \quad \omega_0 = \Delta W (1 + x^2)^{1/2}/\hbar.$$

Произвольное состояние поляризации достигается с помощью системы из трех РЧ участков: на входе и выходе — РЧ участки в слабом внешнем поле, а между ними — РЧ участок в сильном внешнем поле. Возможные переходы в комбинации из трех РЧ участков представлены в табл. II.

Таблица II

	Слабое поле	Сильное поле, переходы между двумя уровнями	Слабое поле	P_z	P_{zz}
Дейтерий	+	—	—	$-2/3$	0
	+	$2 \leftrightarrow 5$	—	$-2/3$	0
	+	$2 \leftrightarrow 5$	+	$2/3$	0
	—	$3 \leftrightarrow 5$	—	$1/3$	-1
	—	$2 \leftrightarrow 6$	—	$1/3$	1
	+	$2 \leftrightarrow 6$	—	$-1/3$	1
	+	$2 \leftrightarrow 6$	+	$1/3$	-1
	—	$2 \leftrightarrow 6$	+	$-1/3$	-1
	—	$3 \leftrightarrow 5$	+	$-1/3$	1
Водород	+	—	—	-1	
	—	$2 \leftrightarrow 4$	—	1	

3) *Действующие установки.* РЧ участки ИПИИ в слабом поле созданы в Сакле ^{39a}, Резерфордской лаборатории ⁴¹ и в других лабораториях. В Сакле постоянное магнитное поле изменяется вдоль пучка атомов от 6 до 10 гс на длине 2 см. Резонансное поле в центре $B_0 = 8$ гс соответствует протонной частоте около 7,5 Мгц. Для возбуждения магнитной компоненты РЧ поля с амплитудой 0,6 гс требуется мощность всего в несколько ватт.

Водородный переход $2 \leftrightarrow 4$ в сильном поле также используется в Сакле. Атомный пучок проходит через резонатор, возбуждаемый на

частоте 2850 Мгц. Магнитное поле равно $B_0 \approx 1000$ гс, перепад поля $\Delta B_0 = 10-20$ гс на длине 3 см. Для создания СВЧ поля напряженностью $B_1 = 1$ гс в резонатор вводится мощность около 50 вт.

Двухуровневый дейтериевый переход требует мощности 300—400 вт. Если, как это предложено в работе ⁴², использовать поле $B_0 \approx 100$ гс, то дейтронная частота становится равной около 400 Мгц, а потребляемая мощность — около 20 вт. Для создания РЧ поля параллельно вектору B_0 используется однопроволочная петля. В работе ⁴³ предложен метод последовательных РЧ переходов в промежуточном магнитном поле.

е) Ионизация атомного пучка. В первых конструкциях ионизаторов ИПИ использовалась классическая техника ионизации атомных и молекулярных пучков электронным ударом. Электроны вытягивались из накаливаемого катода, ускорялись до энергии в несколько сотен электрон-вольт и направлялись на атомный пучок. Образовавшиеся положительные ионы вытягивались электродом, находившимся при потенциале более низком, чем потенциал области ионизации. Такой ионизатор работает в слабом магнитном поле напряженностью примерно до 20 гс. Если пучок атомов, вышедший из разделительного магнита, непосредственно направить в область ионизации, так что переход от сильного поля к слабому происходит адиабатически, то протоны, получающиеся в таком ионизаторе, имеют поляризацию $P = 0,5$. Существенным недостатком первых конструкций ионизаторов ИПИ был большой эмиттанс ионного пучка и, как результат этого, неэффективное использование образовавшихся ионов. Дальнейшее развитие привело к повышению ионного тока и к уменьшению эмиттанса пучка поляризованных ионов. Появление радиочастотных участков в ИПИ позволило вести ионизацию в сильном магнитном поле. Электронный пучок в таком ионизаторе движется параллельно атомному пучку вдоль магнитного поля. В том же направлении ведется вытягивание ионов.

Одним из параметров ионизатора ИПИ является эффективность ионизации η , которая равна отношению интенсивности ионного пучка I^+ к интенсивности потока атомов I^0 , вводимых в ионизатор:

$$\eta = I^+/I_0;$$

здесь

$$I^+ = (j_e/e) \sigma r V$$

определяется плотностью электронного тока j_e (в а/см²), плотностью атомов в пучке ρ , сечением процесса ионизации σ и объемом области ионизации V .

Интенсивность атомов

$$I_0 = \rho \bar{v} S$$

зависит от средней скорости атомов v и площади сечения атомного пучка S . Таким образом,

$$\eta = j_e \sigma V / e \bar{v} S = j_e \sigma L_{\text{эфф}} / e \bar{v}.$$

Величину $L_{\text{эфф}} = V/S$ называют *эффективной длиной взаимодействия*.

Сечение ионизации атомов водорода характеризуется максимальным значением ⁴⁴ $\sigma_{\text{max}} = 7 \cdot 10^{-17}$ см² при энергии электронов $eU = 70$ эв и спадом при больших энергиях, описываемым при $U > 100$ в соотношением ⁴⁵

$$\sigma(U) = (3,15 \cdot 10^{-15}/U) \lg(U/0,325).$$

Для устранения эффекта пространственного заряда желательно использовать электронные пучки высоких энергий. При этом электронный ток

растет быстрее ($\sim U^{3/2}$), чем падает сечение $\sigma(U)$. Однако при высоких U возникает увеличение энергетического разброса пучка ионов. В ионизаторах описанного типа вероятность деполаризации ионов весьма мала. Эффект уменьшения поляризации возникает от неполяризованных ионов, образовавшихся при ионизации остаточных газов, содержащих водород, таких, например, как углеводороды и пары воды. Попадание молекулярного водорода в ионизатор не столь опасно из-за малого сечения диссоциативной ионизации и возможности отделить протоны от молекулярных ионов с помощью магнитного поля.

1) *Ионизатор со слабым магнитным полем.* Ионизаторы со слабым магнитным полем просты по конструкции. В большинстве описанных в литературе ионизаторов используется пло-

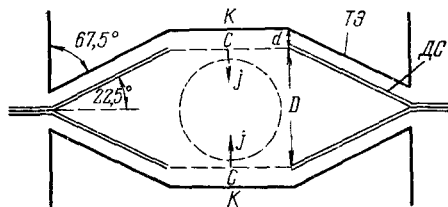
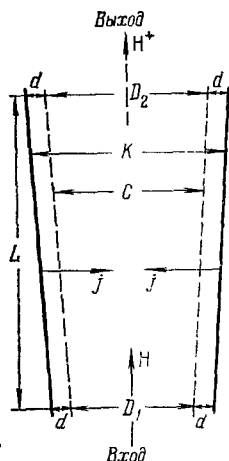


Рис. 9. Схема ионизатора, разработанного в Эрлангене (ФРГ).

скопараллельная геометрия со скрещенными пучками электронов и атомов ^{11, 12, 15a}. Согласно ⁴⁶ максимальная плотность электронного пучка, ускоряемого сеточным электродом до энергии eU , равна

$$j_e^{\max} = (32/9) \varepsilon_0 (2e/m)^{1/2} U^{3/2}/D^2,$$

где D — расстояние между сеткой и анодом. Для атомного пучка сечением $b \times D$ при длине ионизатора l максимальный ток ионов равен

$$I_{\max}^+ \sim bl/D.$$

Наиболее выгодной оказывается ленточная форма пучка (D — мало). В типичных условиях, при $j_e = 0,2 \text{ а/см}^2$, $eU = 200 \text{ эв}$, $S = 1 \text{ см}^2$ и $V = 1 \text{ см}^3$, эффективность ионизации равна $\eta = 2 \cdot 10^{-4}$. Экспериментально измеренные значения η близки к этой оценке.

Ионизатор с цилиндрической геометрией был создан в Резерфордской лаборатории ⁴¹. Электроны вытягиваются из нескольких нитей, расположенных параллельно атомному пучку. Такой ионизатор более эффективен, чем ранее использовавшийся плоский ионизатор ²⁰. В конструкции Клауснигера ^{23a} нити располагаются цилиндрически, а вытягивание ионов производится радиально.

В ионизаторе Эрлангена ⁴⁷ (рис. 9), состоящем из двух катодов (K) и двух сеток (C), вытягивание ионов вдоль линии расходимости сеток производилось с помощью эффекта понижения потенциала объемным зарядом электронов (на рисунке $TЭ$ обозначает тепловой экран, $ДС$ — держатель сетки). Сущность этого эффекта сводится к тому, что значение минимального потенциала на линии расходимости сеток ионизатора изменяется так, что возникает градиент потенциала, выталкивающий ионы к выходу. Эффективность ионизации при длине 9 см равна $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$.

Система, разработанная в ФИАН ⁴⁸ (рис. 10), имеет цилиндрическую геометрию (обозначено: $ОИ$ — отражатель ионов, $ВЭ$ — вытягивающий

электрод). Атомы водорода проходят вдоль оси сетчатого цилиндрического анода (A) и ионизуются электронами, которые испускаются из коаксиального катода (K). Электроны совершают несколько колебательных движений, прежде чем попадают на анод. Поэтому для достижения предельного

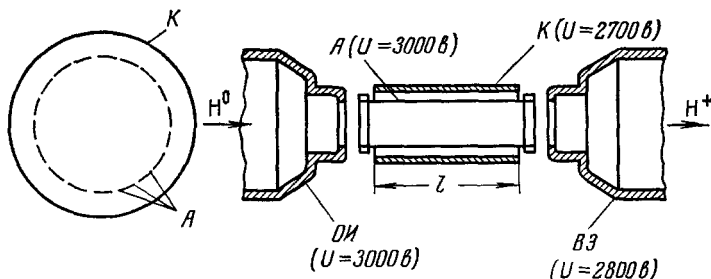


Рис. 10. Схема ионизатора, разработанного в Москве (ФИАН)

ионного тока, ограниченного объемным зарядом, требуется сравнительно небольшой ток во внешней цепи. Эффективность ионизации равна $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$ при длине анода 2,4 см.

В ионизаторе, разработанном в Харькове ⁴⁹ (рис. 11), используется нейтрализация тонкого электронного пучка положительными ионами,

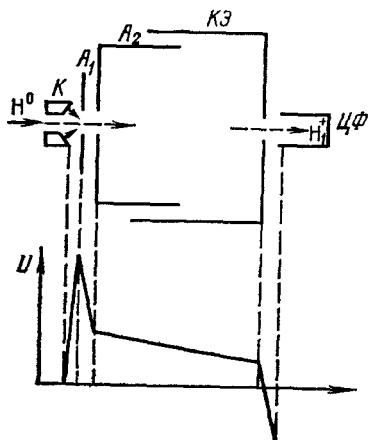


Рис. 11. Схема ионизатора, разработанного в Харькове (ФТИ АН УССР).

которые возникают при ионизации проходящего атомного пучка (на рисунке обозначено: A_1 — первый анод, A_2 — второй анод, $ЦФ$ — цилиндр Фарадея). С помощью кольцевого оксидного катода (K) формируется конически сходящийся пучок. Электроны сначала вытягиваются потенциалом 3 кэ, а затем тормозятся до энергии 600 эв. Потенциал коллектора электронов ($КЭ$) составляет 500 в, и поэтому ионы вытягиваются через отверстие в коллекторе со всей длины ионизации. Эффективность ионизации $\eta = 1,6 \cdot 10^{-3}$ при длине ионизации 6 см. Ионизатор такого же типа используется в ЧССР^{50б}.

2) *Ионизатор с сильным магнитным полем.* Ионизатор с сильным магнитным полем располагают после РЧ участка, в котором производят квантовые переходы между компонентами сверхтонкого расщепления основного состояния атома. Поэтому путь, проходимый атомами от разделительного магнита до ионизатора, возрастает на несколько десятков сантиметров, а плотность атомов в области ионизации уменьшается по сравнению с плотностью атомов в области ионизатора со слабым магнитным полем, который располагается непосредственно после разделительного магнита.

Плотность электронного тока в сильном аксиальном магнитном поле можно увеличивать до тех пор, пока не начнется отражение электронов назад к катоду, т. е. до образования виртуального катода. Максимальный электронный ток внутри цилиндра, находящегося под потенциалом U при равномерном заполнении сечения цилиндра, равен

$$I_e^{\max} = 32,4 \cdot 10^{-6} U^{3/2} a.$$

Первый вариант ионизатора с сильным магнитным полем, разработанный в Окленде ⁵¹, при электронном токе инжекции 25—40 ма дал ионный ток 0,5 мка при эмиттансе пучка $2 \text{ рад} \cdot \text{см} \cdot (\text{эв})^{1/2}$. Пучок атомов ионизовался внутри цилиндра длиной 16 см и диаметром 1,6 см. Энергия электронов составляла 100—250 эв. Эффективность ионизации, хотя и составляла всего $1 \cdot 10^{-3}$, но была существенно больше, чем в ионизаторе со слабым магнитным полем, построенным в той же лаборатории ²⁷.

Во втором варианте ⁵² использовался кольцеобразный электронный пучок, максимальный ток для которого определялся выражением

$$I_e^{\max} = 29,4 \cdot 10^{-6} (r/\Delta r) U^{3/2} a, \quad (4)$$

где r — радиус цилиндра, Δr — ширина пучка электронов по радиусу. Появление радиальной модуляции ⁵² не позволяет уменьшить ширину пучка Δr меньше значения

$$\Delta r_{\min} = mE/eB^2, \quad E = U/\Delta r_{\min}.$$

Так, например, при $U = 400 \text{ в}$ и $B = 1000 \text{ гс}$ $\Delta r_{\min} \approx 1 \text{ мм}$. Достижению предельных электронных токов препятствуют также неоднородности магнитного поля и тепловые деформации катода.

В ионизаторе, схема которого приведена на рис. 12, $U = 400 \text{ в}$, $r = 0,5 \text{ см}$, $r/\Delta r = 2,5-5$, $l = 15 \text{ см}$. (Потенциалы электродов относительно нити накала: $U_{E_1} = 300-500 \text{ в}$, $U_{E_2} = 550 \text{ в}$, $U_{E_3} = 400 \text{ в}$,

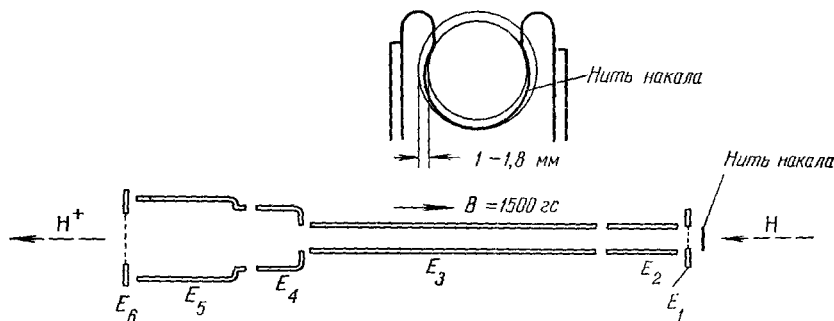


Рис. 12. Схема ионизатора, разработанного в Окленде (Новая Зеландия).

$U_{E_4} = 0$, $U_{E_5} = -1 \div -3 \text{ кВ}$, $U_{E_6} = -5 \text{ кВ}$.) Электроны испытывают многократные отражения. Пространственный ток равен 200 ма при катодном токе 20—40 ма. Согласно теории предельный ток в этих условиях (4) ограничен значением $I_e^{\max} = 940 \text{ ма}$. По-видимому, здесь имеются еще не использованные возможности. Ионный ток составляет 1,5 мка, около 60% ионов попадает на фазовую площадь $5,6 \text{ рад} \cdot \text{см} \cdot (\text{эв})^{1/2}$. Измеренная эффективность ионизации равна $\eta = 3,3 \cdot 10^{-3}$.

В Сакле используется ионизатор типа первого варианта в Окленде. Ионный ток равен около 5 мка ^{39б}. Аналогичные конструкции ионизаторов используют в Цюрихе ^{53а, г}, Эрлангене ⁵⁴ и Миннесоте ⁵⁵.

В Резерфордской лаборатории ^{41, 56} и Дубне ¹⁶⁶ исследовались ионизаторы с использованием разряда Пеннинга. Устойчивый разряд внутри длинного анода, находящегося при потенциале 4—5 кВ, поддерживался с помощью нити накала, из которой инжектировался ток 300—600 мка. Благодаря объемному заряду электронов потенциал на оси анода

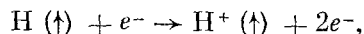
понижался до 1 кэВ. Градиент электрического поля вдоль оси ионизатора выталкивал ионы в обе стороны, половина из них шла в нужном направлении. Пучок ионов на выходе ионизатора с сильным магнитным полем имеет продольную поляризацию. Электростатическое зеркало, изменяя лишь направление движения частиц, превращает продольную поляризацию в поперечную. Произвольное направление поляризации можно получить, если пропустить продольно поляризованный пучок через систему из скрещенных электрических и магнитных полей и соленоида, соосного с пучком. Была сделана попытка ⁵⁷ использовать обычный ВЧ ионный источник для ионизации поляризованных атомов, однако многократные процессы в нем приводили к деполяризации. Дуговой разряд высокого давления, возбуждаемый в буферном газе (аргоне) в центре синхроциклотрона в Лионе, оказался успешным при ионизации поляризованных атомов дейтерия ⁵⁸.

ж) Получение отрицательных ионов при перезарядке положительных поляризованных ионов. Отрицательно поляризованные ионы, предназначенные для инжекции в тандем-генераторы и циклотроны, получают путем перезарядки положительных ионов с килоэлектрон-вольтными энергиями на пароструйной газовой мишени ⁵⁹ или на фольге ⁶⁰. Выход и поляризация отрицательных ионов зависят от выбора мишени и энергии положительных ионов. При энергии ионов 40 кэВ выход на тонкой углеродной фольге (5 мкг/см^2) составляет около 1% и происходит без потери поляризации в пределах 2% ^{28, 53б, 61}. Более эффективной оказывается мишень из паров щелочных металлов. При энергии 0,5–1,5 кэВ выход отрицательных ионов составляет ⁶² 10% для калия и при энергии 0,5 кэВ 15% для цезия. При энергии 2 кэВ выход на калии и цезии равен 10%.

Эффект деполяризации при зарядовом обмене в газе или в парах удается подавить путем наложения сильного магнитного поля ^{15б}. Это было подтверждено экспериментально при перезарядке дейтронов в парах калия ^{53в}. Тензорная поляризация положительных ионов дейтерия, составлявшая $P_{33} = -0,94$, уменьшалась до $P_{33} = -0,88 \pm 0,07$ у отрицательных ионов в поле 435 гс и до $P_{33} = -0,35$ в нулевом поле. Различие между эффектами деполяризации в фольге, с одной стороны, и в газах, — с другой, вызвано тем, что время прохождения через фольгу очень мало и здесь не успевают возникнуть двухступенчатые процессы, происходящие в газе, когда два электрона подхватываются поочередно в двух последовательных соударениях. За время между отдельными соударениями часть ядерной поляризации передается электрону благодаря сверхтонкому взаимодействию.

Систематические исследования одно- и двухэлектронных зарядово-обменных процессов в области энергий 1–20 кэВ для положительных ионов водорода проведены на щелочных металлах ⁶³. Максимальный выход отрицательных ионов убывает монотонно от 20% при энергии 1 кэВ для цезия до 12% при 2,5 кэВ для натрия и до 6% при 4 кэВ для лития. В работе ⁶⁴ получено значение выхода $21 \pm 4\%$ при энергии 0,75 кэВ на цезии. В работе Хирного и Кочемасовой ^{65б} обнаружено, что наибольший коэффициент перезарядки протонов в отрицательные ионы наблюдается на цезиевой мишени при энергии 0,3 кэВ (0,6 кэВ для дейтронов) и составляет $26 \pm 2\%$. Однако преимущества цезия оказываются почти недоступными из-за трудностей получения интенсивности протонного пучка малой энергии и транспортировки его через зарядовообменный канал. Экспериментальные данные о многоступенчатых процессах перезарядки в парах щелочных металлов описываются схемой Доннэлли ⁶⁶.

з) Ионизация тяжелыми частицами. Кроме процесса ионизации поляризованных атомов электронным ударом, происходящего по схеме



возможны процессы ионизации быстрыми отрицательными ионами или протонами



Сечения этих трех процессов в зависимости от энергии частиц приведены на рис. 13. В одной из предложенных схем длина взаимодействия частиц увеличивалась при наложении скрещенных электрического и магнитного полей⁶⁷. Наилучшее перекрытие пучков происходит при энергии ионов около 100–200 эв. При ионизации протонами возможна компенсация объемного заряда дополнительно инжектируемыми электронами.

Особое место^{15б, 67} занимает метод получения поляризованных ионов путем перезарядки неполяризованного пучка протонов на атомах пучка, в котором поляризованы только электроны. При концентрации атомов $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ на длине 30 см протоны с энергией 5 кэв испытывают обмен с вероятностью 1%. Если захват поляризованных электронов происходит в сильном магнитном поле, то после адиабатического перехода в нулевое поле образуется пучок быстрых атомов, протоны в которых имеют степень поляризации $P \leq 0,5$. Метод получения отрицательных ионов рассмотрен также Хэберли^{15в}.

3. МЕТОД ЛЭМБА

Метод получения пучка поляризованных ионов, который основан на свойствах атома водорода, возбужденного в метастабильное $2S_{1/2}$ -состояние, был предложен Завойским^{68б} в 1957 г., а также Маданским и Оуэном⁶⁹. Идея метода неявно содержалась в известной работе Лэмба и Ризерфорда⁷⁰. Первоначально проблемы реализации метода Лэмба сводились к поиску эффективного способа получения атомов водорода в метастабильном состоянии и к выяснению возможности их селективной ионизации. В работах Доннэлли^{71, 72} было показано, что в процессах перезарядки можно как получить пучок метастабильных атомов, так и осуществить процесс ионизации. Одна из первых реализованных схем^{65а, в, 73–76, 77а} представлена на рис. 14. Пучок метастабильных атомов водорода, образуемый при перезарядке протонов в парах цезия, направлялся в область магнитного поля напряженностью 574 гс и слабого электрического поля около 10 в/см. Здесь атомы, находящиеся на нижних подуровнях $2S_{1/2}$ -состояния, высвечивались с переходом в основное состояние, а оставшиеся на верхних подуровнях возбужденные атомы испытывали селективную перезарядку в отрицательные ионы водорода. Процесс происходил в аргоновой мишени в слабом магнитном поле. Образующийся пучок отрицательных поляризованных ионов пригоден для инжекции в тандем-генератор. При перезарядке метастабильных атомов в положительные ионы наиболее подходящей оказалась^{77б, 78} мишень из паров молекулярного йода I_2 .

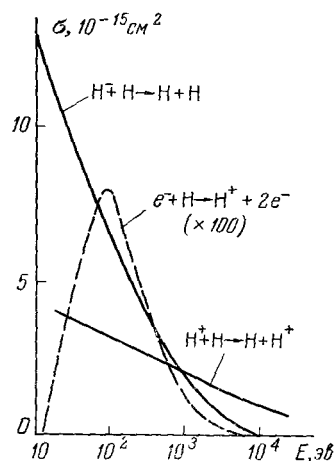


Рис. 13. Эффективные сечения процессов ионизации атомов водорода в зависимости от энергии налетающей частицы.

а) Уровни энергии атомов водорода и дейтерия с $n = 2$ в однородном поле. На рис. 15 даны уровни

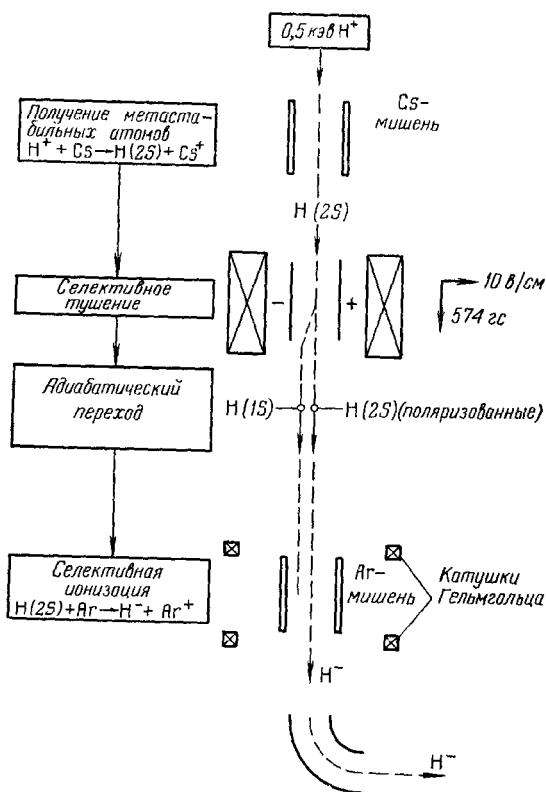


Рис. 14. Схема источника отрицательных поляризованных ионов, работающего по методу Лэмба.

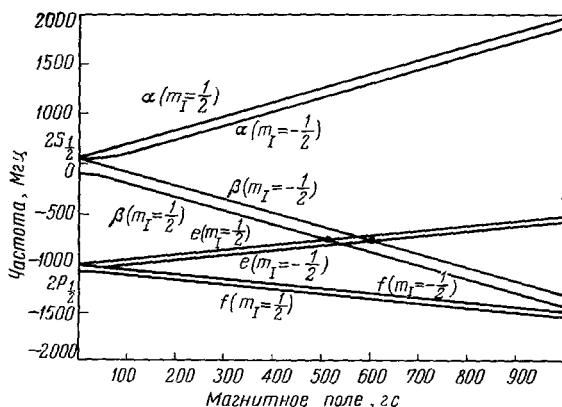


Рис. 15. Эффект Зеемана сверхтонкой структуры атома водорода в состояниях $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$.

в отсутствие магнитного поля при $E < 100$ в/см (5) принимает вид ^{15a}

$$\tau_S = (19/E)^2 \text{ мксек.}$$

в) Поляризация в метастабильном состоянии и. Наиболее интенсивное смешивание уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ происходит

энергии атома водорода в состоянии с главным квантовым числом $n = 2$ в магнитном поле ^{13, 15a}. Состояния уровня $2P_{3/2}$ лежат примерно на $10\,000 \text{ Мгц}$ выше состояния $2S_{1/2}$. Обозначения α, β, e и f заимствованы из работы Лэмба и Ризерфорда ⁷⁰. Разность энергий уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ в отсутствие поля соответствует частоте около 1058 Мгц .

б) Времена жизни. В отсутствие электрического и магнитного полей атом водорода в метастабильном $2S_{1/2}$ -состоянии распадается с переходом в основное состояние за время $\tau_{S_0} = 1/7 \text{ сек}$, тогда как время жизни $2P_{1/2}$ -состояния равно $\tau_P = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$. Наложение электрического поля вызывает штарк-эффект, благодаря которому состояния $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ смешиваются и время жизни метастабильного состояния уменьшается. В электрическом и магнитном полях ⁷⁵

$$\tau_S = \tau_P \hbar^2 [\omega^2 + (\gamma^2/4)] / |V|^2, \quad (5)$$

где $\hbar\omega$ — энергия перехода, $\gamma = 1/\tau_P = 99,8 \text{ Мгц}$, $|V|$ — матричный элемент перехода

$$|V| = \int \langle \varphi_f | e \mathbf{E} \mathbf{r} | \varphi_i \rangle dr;$$

φ_i и φ_f — волновые функции начального и конечного состояний. Соотношение (5) верно при условии, если матричный элемент $|V|$ таков, что $\tau_{S_0} \gg \tau_S \gg \tau_P$. В отсут-

в поле $B = 574$ гс, когда пересекаются уровни с $m_j = -1/2$ ($2S_{1/2}$) и $m_j = 1/2$ ($2P_{1/2}$). В действительности из-за сверхтонкой структуры пересечение идет в двух точках — в полях 538 и 605 гс. Если электрическое поле параллельно магнитному, то смешиваются уровни с $\Delta m_j = 0$, т. е. $\alpha + e$ и $\beta + f$. Если же $E \perp B$, то смешиваются уровни с $\Delta m_j = \pm 1$, т. е. $\alpha + f$ и $\beta + e$. В поле 574 гс пересекаются уровни β и e , поэтому при наложении поперечного электрического поля время жизни уровня β становится очень коротким. Времена жизни уровней α и β равны ^{15a}

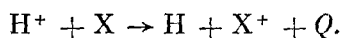
$$\tau_s = 1,13E^{-2} [(574 \pm B)^2 + 716] \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Знак плюс относится к уровню α , а знак минус — к уровню β . В поле 574 гс

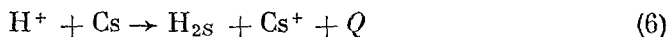
$$\tau_s(\alpha)/\tau_s(\beta) = 1 + (4\omega_{\alpha\beta}^2/\gamma^2) \approx 1850.$$

В типичных условиях атомы водорода в $2S_{1/2}$ -состоянии, движущиеся со скоростью $3,1 \cdot 10^7$ см/сек ($0,5$ кэв), проходят через магнитное поле $B = 547$ гс, параллельное вектору скорости, и через электрическое поле $E = 15$ в/см, перпендикулярное к магнитному полю. На пути 4,6 см атомы в состоянии с $m_j = -1/2$ практически полностью распадаются. Атомы в $2S_{1/2}$ -состоянии с $m_j = 1/2$ распадаются лишь в количестве 3,5%. При выходе из поля в $2S_{1/2}$ -состоянии остаются только атомы, поляризованные по электронному спину ($m_j = 1/2$). При адиабатическом переводе атомов в слабое магнитное поле и последующей ионизации атомов, находящихся только в $2S_{1/2}$ -состоянии, образуется пучок поляризованных протонов с поляризацией не более 50%.

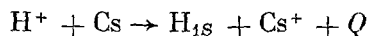
г) П р о ц е с с ы п е р е з а р я д к и. Выбор процессов перезарядки, применимых для получения метастабильных атомов, определяется следующими параметрами. Это — дефект энергии Q , т. е. разность внутренних энергий начального и конечного состояний процесса



Скорость ионов H^+ , при которых сечение достигает максимального значения, пропорциональна дефекту энергии Q , а само сечение тем выше, чем меньше Q . Кроме этого, сечение перезарядки велико, когда потенциал ионизации атома X мал. Реакция



характеризуется дефектом энергии $Q = 0,49$ эв. Согласно теории ⁷⁹ должен наблюдаться резкий рост сечения реакции (6) со стороны малых энергий до энергии $0,5$ кэв ($6 \cdot 10^{-15}$ см²) и медленный спад в сторону больших энергий. С другой стороны, для реакции



дефект энергии $Q = 9,6$ эв, и при малых энергиях должна преобладать перезарядка в метастабильное $2S$ -состояние.

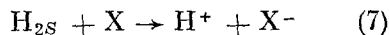
По данным Селлина (см. ^{80, 81}) сечение перезарядки $\sigma(2S) = 2 \times 10^{-14}$ см² при энергии 2 кэв. Измеренное в экспериментах Доннэлли ⁷¹ сечение перезарядки $\sigma(2S) = 3 \cdot 10^{-15}$ см² было уточнено ^{82a} и теперь оценивается величиной $\sigma(2S) \approx 10^{-14}$ см² в диапазоне энергий $0,3$ — 3 кэв. Сечение начинает спадать при энергии более 5 кэв и при энергии 10 кэв составляет $\sigma(2S) \approx 10^{-15}$ см². Сечение перезарядки в $2P$ -состояние в три раза больше, чем в $2S$ -состояние. В экспериментах Доннэлли (см. ⁷¹) и Дрэйка (см. ⁷³) выход H_{2S} -состояний составлял 10 — 15% при

энергии протонов около 0,5 кэв и при оптимальной толщине мишени $5 \cdot 10^{-3}$ тор·см. Аномально малые значения выхода, приводимые в работе ⁷⁵, являются, по-видимому, ошибочными.

д) Получение отрицательных ионов. Метод Лэмба требует высокой избирательности ионизации метастабильных атомов. Сечение зарядового обмена должно превышать сечения всех других процессов, которые удаляют метастабильные атомы из пучка. Доннэлли и Сойер ^{71, 72} показали, что отрицательные ионы, которые образуются в реакции $H_{2S} + Ag \rightarrow H^- + Ag^+$ под действием атомов, выходящих из деэиновой мишени с энергией 0,5 кэв, почти полностью связаны с переходом атома из $2S_{1/2}$ -состояния.

Доннэлли исследовал ⁷²⁶ 10 различных газов с потенциалом ионизации от 10 до 24 эв. Наилучшим газом оказался аргон с потенциалом ионизации 15,8 эв. Дефект энергии нежелательной реакции $H_{1S} + Ag \rightarrow H^- + Ag^+$ равен 15,05 эв. Выход перезарядки $H_{2S} \rightarrow H^-$ в аргоне при толщине мишени $1,5 \cdot 10^{-2}$ тор·см составляет 10%. В первых экспериментах ^{65a, 73a, 75} полученный ток отрицательных ионов составлял около $(2-4) \cdot 10^{-9}$ а. Затем удалось повысить ^{65b, 77a} токи до $(2-4) \times 10^{-8}$ а, а с помощью нейтрализации пространственного заряда достичь тока около $(2-4) \cdot 10^{-7}$ а ⁸³.

е) Получение положительных ионов. Здесь наиболее подходящей мишенью оказались пары йода ^{776, 78}. Как известно, степень селективной ионизации H_{2S} -атомов по отношению к H_{1S} -атомам определяется близостью величины электронного сродства обменного атома (или молекулы) к энергии ионизации метастабильного атома (3,3 эв). Если электронное сродство иона X^- в реакции



меньше 3,3 эв, то потенциальная энергия системы ($H^+ + X^-$) при больших относительных расстояниях будет выше потенциальной энергии системы ($H_{2S} + X$). При сближении частиц потенциальная энергия системы ($H^+ + X^-$) уменьшается благодаря кулоновскому притяжению, и на

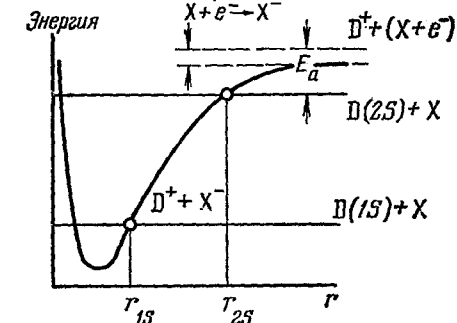


Рис. 16. Потенциальная кривая ионной системы $D^+ + X^-$.

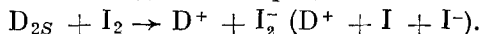
некотором расстоянии r_{2S} происходит пересечение кривых потенциальной энергии. Согласно теории псевдопересечений ⁸⁴ обмен электроном происходит вблизи этой точки при определенных скоростях частиц. Сечение перезарядки тем больше, чем больше r_{2S} . С другой стороны, r_{2S} должно быть сравнительно малым, чтобы волновые функции двух атомов перекрывались достаточно эффективно.

Селективность реакции (7) относительно реакции



определяется отношением $(r_{2S}/r_{1S})^2$ (рис. 16) или большим сечением диссоциативного присоединения электрона (на рисунке 16 E_a — энергия ионизации атома дейтерия в $2S_{1/2}$ -состоянии, r_{1S} и r_{2S} определяются точками пересечения потенциальной кривой с уровнями $D_{1S} + X$

и $D_{2S} + X$). Первые успешные эксперименты по обнаружению селективности были выполнены при ионизации D_{2S} -атомов с энергией 1 кэв на газовой мишени из водорода, дейтерия и гелия 77a . Затем были исследованы галогены, электронное сродство у которых составляет 2,4—3,8 эв. Наиболее интенсивно исследовался процесс $^{77b, 85}$



Электронное сродство I^- составляет 3,07 эв, а I_2^- — 2,4 эв. Энергия диссоциации I_2 равна 1,54 эв. Обнаружилось, что поляризация почти не зависит от давления паров йода и уменьшается с увеличением энергии ионов. Сравнение реакций перезарядки на аргоне и на йоде показывает, что выход ионов в два раза выше на мишени из йода.

ж) Методы повышения поляризации пучка. Предложенный недавно 86 простой способ повышения поляризации ионов состоит в том, что пучок метастабильных атомов с $m_j = 1/2$ направляют в область обращения магнитного поля, а затем — в область сильного продольного магнитного поля обратного направления. Если атом пересекает область обращения поля достаточно быстро в масштабах периода ларморовской прецессии, то атомы остаются на уровнях, которые являются непрерывным продолжением уровней энергии в область отрицательных значений магнитного поля (рис. 17). Поэтому достаточно расположить область ионизации в сильном магнитном поле, чтобы получить поляризованный пучок протонов. В случае дейтронов этот метод дает только векторную поляризацию $P_z = 2/3$, а тензорная поляризация равна нулю. Для получения тензорной поляризации поступают иначе. Сначала тушат состояние I' во второй области с магнитным полем $B = 574$ гс и после ионизации получают векторную поляризацию $P_z = 1/2$ и тензорную поляризацию $P_{zz} = -1/2$. Наконец, если пучок после второго тушения перевести адиабатически в слабое поле и в нем провести ионизацию, то тензорная поляризация $P_{zz} = -1$, а векторная поляризация равна нулю 87 . Метод прохождения через нулевое магнитное поле был использован в ряде лабораторий $^{85, 88, 89}$.

Доннэлли 82b предложил использовать РЧ участки в нулевом магнитном поле с целью обмена населенностями между $2S_{1/2}$ ($F = 1$) и $2P_{1/2}$ ($F = 1$)-состояниями. В метастабильном состоянии остаются атомы в состоянии с $F = 0$. Ионизация производится в сильном магнитном поле. Этот метод был осуществлен в Ратгерзе 90 . Мощность генератора на частоте 1147 Мгц составляла 0,5 вт.

з) Источники отрицательных поляризованных ионов. Следуя идее Лэмба 91 , в Лос-Аламосе 92 был разработан «ядерный спиновый фильтр», который отбирает одну из компонент сверхтонкой структуры метастабильного $2S_{1/2}$ -состояния атома водорода или атома дейтерия. Напомним строение энергетических уровней атома в метастабильном состоянии, помещенного во внешнее магнитное поле вблизи 538 гс. Состояние β ($m_I = 1/2$) пересекается с состоянием e ($m_I = 1/2$). Достаточно приложить слабое поперечное постоянное электрическое поле, чтобы атомы, находящиеся в β -состояниях, быстро перешли в основное

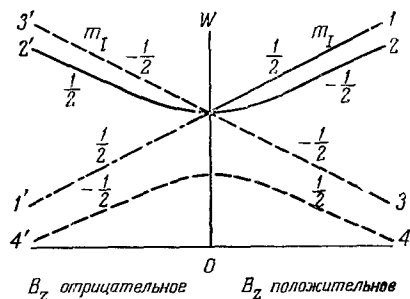


Рис. 17. Диаграмма уровней энергии атома водорода при реверсе магнитного поля.

состояние атома. С другой стороны, продольное переменное электрическое поле с частотой около 1600 Мгц , которая соответствует разности энергий уровней α ($m_I = 1/2$) и e ($m_I = 1/2$), индуцирует высвечивание α -состояний. Между тем совместное использование постоянного и электрического поля указанной частоты дает совсем другой результат. В частности, если поляризованные атомы водорода в метастабильном состоянии $2S_{1/2}$ пропускать через систему с постоянным магнитным полем 538 гс и постоянным электрическим полем с плавно нарастающим продольным радиочастотным полем, то атомы в состоянии α ($m_I = 1/2$) переходят в смесь атомов из α - и β -состояний. При этом те атомы, которые находятся в метастабильном состоянии с $m_I = -1/2$, испытывают индуцированное высвечивание в основное состояние под действием РЧ поля.

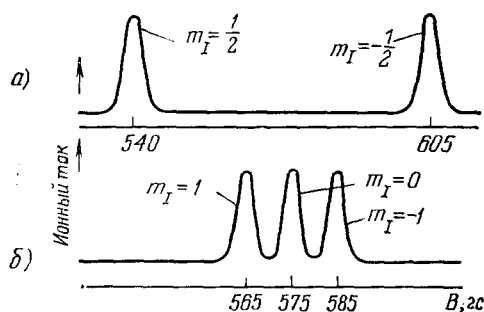


Рис. 18. Спиновый фильтр (ионный ток в функции поля для атомов H (а) и D (б)).

Равновесная смесь α - и β -состояний с амплитудами a и b , которая образуется РЧ полем напряженностью R и постоянным полем напряженностью V , удовлетворяет условию $a/b \approx V/R$. Поэтому, когда пучок «видит» РЧ поле, медленно нарастающее и медленно спадающее вдоль резонатора, равновесная смесь на обоих концах резонатора состоит только из чистого α -состояния. Это эквивалентно тому, что резонатор будет эффективно пропускать только α -состояние. Чтобы изменение РЧ

полей сделать медленным, резонатор снабжают большими отверстиями на концах. Резонатор длиной 25 см возбуждается на частоте 1609 Мгц в TM_{010} -мод. Электрическое поле, подаваемое между разрезанными на четыре части стенками резонатора, равно 10 в/см .

Отбор состояний с различными m_I осуществляется установлением одного из двух значений магнитного поля. Для атомов водорода поля равны 538 и 605 гс . Требуемая однородность магнитного поля составляет $0,03\%$. Коэффициент пропускания такой системы для α -состояния равен 85% в водороде и 90% в дейтерии. Компоненты с нежелательными m_I через систему практически не проходят. Зависимость от магнитного поля тока отрицательных ионов, получаемых в таком *спиновом фильтре* ⁹³, показана на рис. 18. Фоновая компонента, присутствующая при нерезонансных магнитных полях, вызвана атомами, которые находились в основном состоянии.

Метастабильная компонента для состояния 1 водорода или дейтерия дает поляризацию $P = 1$ для водорода и $P_z = P_{zz} = 1$ для дейтерия. Поляризация фоновой компоненты практически равна нулю. Рабочие значения магнитных полей в области ионизации чисто метастабильного пучка, полученного в спиновом фильтре, указаны в табл. III ⁹².

Таблица III

Ион	Квантовое число состояния m_I	Векторная поляризация P_z	Тензорная поляризация P_{zz}	Напряженность магнитного поля, гс
H ⁻	1/2	1	—	6
H ⁻	-1/2	-0,12	—	6
D ⁻	1	1	1	6 (или 60)
D ⁻	0	0,012	-1,966	60
D ⁻	-1	-0,984	0,952	60

4. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИОНОВ

а) Б ы с т р ы е и о н ы. При энергии 100 кэв можно измерить тензорную поляризацию дейтронов. Следуя предложению Галонского⁹⁴, используют реакцию $T(d, n)^4\text{He}$. Анализирующая способность этой реакции соответствует квантовым числам канала $l = 0$, $J = 3/2 (+)$, а сечение реакции определяется выражением

$$\sigma(\theta) = \sigma_0 [1 - 0,25 (3 \cos^2 \theta - 1) P_{33}],$$

где σ_0 — сечение для неполяризованного пучка, а θ — угол между импульсом частицы в системе центра масс и осью квантования. Обычно регистрируют α -частицы с энергией 3,3 Мэв. Для $P_{33} = -1/3$, $\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ) = 14/11$. Теми же свойствами обладает зеркальная реакция⁹⁵ $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$.

Для измерения векторной поляризации дейтронов можно использовать рассеяние дейтронов на ядрах гелия-4⁹⁶ в области энергий от 3 до 9 Мэв, а также реакцию⁹⁷ $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$.

Поляризацию протонного пучка измеряют по рассеянию протонов на мишенях-анализаторах, откалиброванных двойным рассеянием протонов или другими методами. Так, например, анализирующая способность гелия-4 точно известна⁹⁸ в области энергий от 1 Мэв до 65 Мэв.

б) М е д л е н н ы е и о н ы. Однако в области энергий менее 1 Мэв эффективных анализаторов нет. Для измерения поляризации протонов с энергией 0,5–500 кэв был предложен⁹⁹ процесс перезарядки ионов в метастабильное $2S_{1/2}$ -состояние. При оптимальной энергии протонов 10 кэв около 10% ионов, пропущенных через пары цезия, преобразуется в атомы, которые находятся в $2S_{1/2}$ -состоянии. Чтобы избежать деполаризации, перезарядку проводят в сильном магнитном поле напряженностью примерно 200 гс для протонов и 50 гс для дейтронов. Далее метастабильные атомы пропускают через спиновый фильтр, на выходе которого остаются только метастабильные атомы с определенным значением m_I . Величина поляризации вдоль оси z поляриметра равна

$$P_z = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-),$$

где n_+ — число метастабильных атомов с $m_I = 1/2$, а n_- — число тех же атомов с $m_I = -1/2$. Чтобы измерить остальные компоненты вектора поляризации, P_1 и P_2 , вектор поляризации $\mathbf{P}$ поворачивают на угол 90° и затем направляют пучок в спиновый фильтр. Поляризация дейтронов определяется формулой

$$P_z = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_0 + n_-) \quad \text{и} \quad P_{33} = 1 - [3n_0/(n_+ + n_0 + n_-)],$$

где n_+ , n_0 и n_- — потоки атомов дейтерия в метастабильных состояниях с $m_I = 1, 0, -1$ соответственно.

Интенсивность отфильтрованных метастабильных атомов измеряют по выходу фотонов с длиной волны 1216 Å в сильном поперечном электрическом поле ~ 500 в/см. Фотоны регистрируются на совпадении с быстрым атомом, который регистрируется пропорциональным счетчиком. Сходный способ измерения поляризации медленных ионов, предложенный Клаусницером и Фиком¹⁰⁰ и состоящий в измерении круговой поляризации фотонов, испускаемых при тушении метастабильных атомов, основан на однозначной связи между поляризацией фотона и поляризацией ядра.

Самый простой способ измерения поляризации, рассмотренный в работе¹⁰¹, заключается в том, что после перезарядки в слабом магнитном

поле тушат состояния 3 и 4, а затем регистрируют число фотонов, возникающих при тушении состояний 1 и 2. Для протонов это число пропорционально $0,5 + 0,25P_z$, а для дейтронов — $(6 + 3P_z - P_{zz})/12$. В этом методе определения поляризации проводят два измерения: одно с поляризованными ионами, а второе — с неполяризованными. В системе, состоящей из двух анализаторов, которые разделены участком нулевого поля ¹⁰², измерения ведут без перенастройки — с использованием только поляризованного пучка.

5. ИСТОЧНИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ ГЕЛИЯ-3 И ЛИТИЯ

а) Поляризованные однозарядные ионы гелия-3. Поляризованные ионы гелия-3 получают как *методом оптической накачки* ¹⁰³, так и путем *пространственного разделения атомов по спиновым состояниям* ^{104, 105}. В первом случае был использован высокочастотный ионный источник, конструкция которого позволяла осуществлять оптическую накачку. Расход гелия-3 составлял около $9 \text{ см}^3/\text{час}$. Наибольшая трудность связана с очисткой газа гелия-3 от примесей. Пучок однозарядных ионов гелия-3 с энергией 300 кэв имел степень поляризации $P = 0,05$. Интенсивность пучка составляла 4 мка , а эмиттанс $\approx 1 \text{ см} \cdot \text{рад} \cdot (\text{эв})^{1/2}$. Поскольку электронная оболочка атома ³He является замкнутой и ее магнитный момент равен нулю, воздействие магнитного поля на атом идет через магнитный момент ядра, величина которого примерно в 10^3 раз меньше магнитного момента электрона. Это приводит к очень малым углам захвата (см. (3)). Поэтому, чтобы скомпенсировать этот эффект, газ ³He перед выходом из сопла охлаждается до температуры $\sim 4^\circ \text{K}$.

В работе ¹⁰⁵ описан источник атомного пучка с соплом Лавала, диаметр которого равен $0,025 \text{ мм}$. Насыщение потока атомов достигается при давлении $P_{\text{He}} = 40\text{--}50 \text{ тор}$. При температуре резервуара около 6°K достигнуто истечение из сопла с числом Маха $M=10$. Интенсивность атомного пучка ³He равна $\approx 10^{18} \text{ ат/стер} \cdot \text{сек}$, а средняя скорость $3,1 \times 10^4 \text{ см/сек}$. Ожидаемый ток поляризованных ионов ³He⁺ составляет 10 на .

б) Источники поляризованных ионов лития. Поскольку пары лития почти полностью одноатомны, здесь пригоден метод атомного пучка с пространственным разделением атомов лития по спиновым состояниям электрона ¹⁰⁶. В одной из конструкций ИПИ лития ¹⁰⁷ атомный пучок ⁶Li или ⁷Li формировался с помощью сопла Лавала диаметром $0,5 \text{ мм}$. Температура печи равнялась 850°C . Анализатор поляризации ядер лития в виде камеры рассеяния находился под высоким отрицательным напряжением. Поляризация измерялась в реакции ⁶Li(*d* ⁴He)⁴He. При использовании перехода $3 \leftrightarrow 5$ $P_{zz} = -0,70 \pm \pm 0,10$, для перехода $2 \leftrightarrow 6$ $P_{zz} = 0,68 \pm 0,11$, а для перехода $3 \leftrightarrow 5$ совместно с переходом в слабом поле $P_{zz} = 0,66 \pm 0,11$. Ожидаемая деполяризация в магнитном поле ионизатора составляет не больше 4%. Наблюдаемая деполяризация вызвана слабой эффективностью РЧ переходов либо деполяризацией при ионизации на вольфрамовой поверхности (см. также ¹⁰⁸).

В работе ¹⁰⁹ описан ИПИ лития (естественное распределение 93% лития-7 и лития-6) и цезия с микроколлиматорным источником атомов. При ионизации электронами в слабом поле получены токи $3,3 \cdot 10^{-8} \text{ а Li}^+$, $1,3 \cdot 10^{-9} \text{ а Li}^{2+}$, $6,6 \cdot 10^{-7} \text{ а Cs}^+$, $1,4 \cdot 10^{-7} \text{ а Cs}^{2+}$ и $6 \cdot 10^{-8} \text{ а Cs}^{3+}$. Степень поляризации не измерялась. Ядерная векторная поляризация ⁷Li⁺ по оценке равна $\approx 25\%$, а электронная поляризация ⁷Li²⁺ $\sim 9,4\%$.

6. НАМАГНИЧЕННЫЙ МОНОКРИСТАЛЛ В КАЧЕСТВЕ ДОНОРА ПОЛЯРИЗАЦИИ

В 1957 г. Завойский^{68а} предложил метод получения поляризованных частиц с использованием в качестве донора поляризованных электронов намагниченной до насыщения ферромагнитной фольги. Однако лишь совсем недавно Каминский¹¹⁰ сообщил о первых успешных экспериментах, в которых используется каналирование¹¹¹ ионов через кристалл никеля. Пучок неполяризованных ионов пропусклся вдоль направления [110] монокристаллической никелевой фольги, намагниченной до насыщения в направлении [111] в плоскости фольги. После перезарядки в фольге атомы проходили через область слабого магнитного поля, где благодаря сверхтонкому взаимодействию часть поляризации электрона передавалась ядру. При последующей перезарядке получаются положительные или отрицательные ионы с поляризованным ядром. Эксперименты показали, что ядерная поляризация возникает лишь при каналировании ионов вдоль одной из главных осей монокристалла. Энергетические потери при каналировании весьма малы, и это позволяет отделить поляризованную компоненту от неполяризованной. Опыты проводились на дейтронах, пучок которых с угловой коллимацией $0,02^\circ$ пропусклся через никелевую фольгу толщиной 1,24 либо 2,21 мкм. Точность совмещения оси пучка с кристаллической осью [110] достигала $0,1^\circ$. В поле 30 гс наблюдалось насыщение поляризации. При выходе из фольги атомы попадали в однородное магнитное поле ~ 10 гс, в котором они двигались в течение $(1-2) \cdot 10^{-7}$ сек. Неперезарядившиеся ионы отклонялись электрическим полем. Спектр атомов состоял из двух энергетических компонент. Энергия одной компоненты, составляющей 93% всех атомов, была выбрана равной 100—130 кэв. Эту компоненту образовали каналированные частицы. Энергия неканалированной компоненты, составляющая всего несколько кэв, была ниже порога реакции $T(d, n)^4\text{He}$. Тензорная поляризация каналированных дейтронов оказалась равной $P_{33} = -0,32 \pm \pm 0,01$. В контрольных опытах с использованием поликристаллической фольги поляризация практически равнялась нулю: $P_{33} = -0,002 \pm 0,01$ для фольги толщиной 1,14 мкм и $P_{33} = 0,003 \pm 0,01$ для фольги толщиной 1,87 мкм. Кристаллическая решетка не повреждалась в течение 25 часов при интенсивности каналированных атомов дейтерия $0,5 \text{ мка/см}^2$. Для получения положительных (соответственно — отрицательных) ионов необходимо от атома дейтерия оторвать (соответственно — прибавить к нему) один электрон. Если источник поляризованных ионов предназначен для тандем-ускорителя, то поляризованные отрицательные ионы получают путем пропускания пучка быстрых поляризованных атомов дейтерия через вторую перезарядную фольгу. При этом ожидается ток поляризованных ионов 10—25 нка/см². В работе¹¹² дано объяснение большой поляризации дейтерия, наблюдаемой в эксперименте Каминского¹¹⁰.

7. ИНЖЕКЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ В УСКОРИТЕЛЬ

а) Ускоритель Кокрофта — Уолтона и линейный ускоритель. Проще всего осуществить инжекцию поляризованных ионов в ускорителе Кокрофта — Уолтона на энергию несколько сотен килоэлектрон-вольт. В этом случае ИПИ находится при потенциале земли, а мишень под высоким отрицательным напряжением. Например, в Базеле¹¹³ дейтроны были ускорены до энергии 600 кэв, а в Москве²⁵ в ИАЭ были получены поляризованные протоны с энергией 500 кэв.

В Миннесоте ^{23a} на линейном ускорителе с максимальной энергией 68 Мэв и скважностью 1% поляризованные протоны были ускорены в ноябре 1960 г. ^{23в}. Тогда была получена интенсивность $1,2 \cdot 10^7$ частиц/сек при 10 Мэв и $2,5 \cdot 10^6$ частиц/сек при 40 Мэв с поляризацией 30%. Нейтральный атомный пучок проходил путь 2 м от источника атомов до платформы, находящейся под потенциалом 500 кв. При расположении ИПИ на высоковольтной платформе наблюдалась средняя интенсивность $4 \cdot 10^7$ частиц/сек при 40 Мэв ⁵⁵ ($P = 0,55$). ИПИ потреблял мощность 36 квт, которая передавалась на платформу через двухметровый изолированный вал, вращаемый электромотором. В Резерфордской лаборатории поляризованные протоны были ускорены до 50 Мэв. В 1969 г. средняя интенсивность достигала $2,3 \cdot 10^9$ частиц/сек (поляризация $P = 0,67$) ⁵⁶.

б) У с к о р и т е л ь В а н - д е - Г р а а ф а. Поскольку ИПИ потребляет большую мощность и занимает много места, установка его в высоковольтном электроде ускорителя Ван-де-Граафа представляет большие трудности. Пока что это удалось сделать только для ускорителя Вашингтонского университета ^{95, 114}, который уникален в том смысле, что имеется большое пространство для расположения ИПИ. В последнее время было предложено несколько вариантов ¹¹⁵ ИПИ, потребляющих малую мощность и пригодных для установки на ускорителе Ван-де-Граафа.

в) Т а н д е м - у с к о р и т е л ь. При инжекции поляризованных ионов в тандем-ускоритель ИПИ расположен при потенциале земли, но для инжекции требуются отрицательные ионы. Впервые поляризованные ионы были ускорены на тандем-ускорителе Висконсинского университета ^{155, 116}. Первоначально поляризация ускоренного пучка составляла только 1/3 поляризации инжектированного пучка. Ожидаемая поляризация была полностью достигнута, когда обычную газовую мишень в высоковольтном электроде заменили углеродной фольгой. При инжекции

Т а б л и ц а IV

Лаборатория	Частицы и энергия	Метод получения отрицательных ионов	Ток отрицательных ионов	Ток на мишени	Поляризация пучка
Лос-Аламос	$p, d;$ 12 Мэв	Метод Лэмба	300 на H^- , $m_I = 1/2$, 600 на D^- , $m_I = 1$, 450 на D^- , $m_I = 0$	107 на p 208 на d	Поляризованная компонента 86—90% для p и 74—80% для d
Нотр-Дам	d , 12 Мэв	» »	4 на	$7 \cdot 10^{-2}$ на	
Ратгерз	p , 10 Мэв	» »	5 на	0,8 на	$P = 0,5$
Висконсин	$p, d;$ 12 Мэв	» »	31 на H^- 185 на D^- 70 на D^-	p , 3 на d , 65 на d , 20 на	$P = 0,85$ для p $P_3 = 0,57, P_{33} = 0$ $P_3 = 0$, $P_{33} = -0,75$
Цюрих	$p, d;$ 12 Мэв	Перезарядка в парах натрия	10—20 на	1,5 на	$P_3 = 0,5$, $P_{33} = \pm 0,75$
Эрланген	$p, d;$ 12 Мэв	Перезарядка в парах калия	10 на	p , 1,5 на; d , 2 на	$P = 0,74$, $P_{33} = 0,55$
Харьков	d , 5 Мэв	Перезарядка в парах ртути	3 на	0,2 на	$P_{33} = -0,29$

пучка поляризованных отрицательных ионов с током в 1 на только 0,1 на ионов выходила из ускорителя и в лучшем случае 0,03 на их попадало в камеру рассеяния. Пучок отрицательных ионов, получавшийся путем перезарядки положительных ионов на фольге, обладал очень большим эмиттансом. Перезарядка на парах щелочных металлов дает существенно больший выход и меньшее рассеяние пучка. Отрицательные ионы, полученные таким способом, были ускорены в тандем-ускорителях Эрлангена⁵⁴, Цюриха^{53б} и Харькова¹¹⁷.

Метод Лэмба дает пучок отрицательных ионов с очень малым эмиттансом. В последнее время источники отрицательных ионов, работающие по методу Лэмба, были установлены на тандем-ускорителях в Висконсине⁷⁶, Лос-Аламосе⁹², Нотр-Даме⁸⁹ и Ратгерзе⁹⁰. В табл. IV приведены параметры пучков поляризованных частиц, ускоренных на тандем-ускорителях.

г) Ц и к л о т р о н. Инжекция поляризованных частиц в циклотрон представляет собой весьма трудную задачу из-за того, что ускорение ионов начинается в центре ускорителя. В первых экспериментах атомный пучок направлялся в центр ускорителя и ионизовался в центральной области. Такой метод пригоден для дейтронов, так как неполяризованный фон в этом случае достаточно мал^{58, 118, 119}. Для получения поляризованных

Таблица V

Лаборатория	Ускоряемые частицы и энергия	Метод ионизации и инъекции	Ток впут-ренного пучка, на	Ток выведенного пучка, на	Эффективность инъекции (ток внутр.) (ток иониз.)	Поляризация
Сакле	$d, 22 \text{ Мэв}$	Ионизация в центре, инверсный магнетрон		$3 \cdot 10^{-2}$		Неполяризованный фон 25%
	$d, 22 \text{ Мэв}$	Ионизация в центре, дуговой разряд в CO_2		5		Неполяризованный фон 50%
	$d, 22 \text{ Мэв}$	Ионизатор Пеннинга в центре		2		
	$p, 3-29 \text{ Мэв}$	То же		$4 \cdot 10^{-2}$		$P = 0,65$
	$p, 3-29 \text{ Мэв}$	Внешняя инъекция вдоль радиуса	200	70	$4 \cdot 10^{-2}$ с банчировкой	$P = 0,85 - 0,90$
Гренобль	$p, 60 \text{ Мэв}$	Аксиальная с дефлектором	45	30	$(2,2-3) \times 10^{-2}$ с банчировкой	$P = 0,6 - 0,7$
Лион, синхроциклотрон	$d, 28 \text{ Мэв}$	Ионизация в центре, дуговой разряд в аргоне		$8 \cdot 10^{-3}$		Неполяризованный фон 15%
Бирмингем	$d, 12 \text{ Мэв}$	Аксиальная с зеркалом	20	4	10^{-1} с банчировкой	
Беркли	$p, 55 \text{ Мэв}$	То же	145	60	$7,2 \cdot 10^{-2}$ с банчировкой	$P = 0,8$
Ржеж, ЧССР	$d, 13,5 \text{ Мэв}$	Внешняя инъекция с перезарядкой		$7,5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$P_{33} = -0,31$

протонов требуется существенное улучшение вакуумных условий в центре циклотрона ²¹⁶.

Ток ускоренного пучка удастся увеличить, если ионизацию пучка производить вне циклотрона. Для ввода поляризованных ионов в циклотрон было предложено несколько схем. Группа в Сакле ¹²⁰ разработала систему инжекции ионов в медианной плоскости с компенсацией лоренцевой силы поперечным электрическим полем. Примерно 40% ионного пучка с энергией 5,4 *кэв* доходили до центра ускорителя. Система радиальной инжекции была установлена на циклотроне с варьируемой энергией. Интенсивность поляризованного протонного пучка возросла от 0,1 *на* при ионизации атомов в центре до 40 *на*. Схема радиальной инжекции в секторный циклотрон разработана в ФИАН¹²¹. Пучок ионов дрейфует к центру циклотрона вдоль границы между высоким и низким магнитным полем. Имеет место как вертикальная, так и горизонтальная фокусировка. В циклотроне ЧССР ^{50a} применена схема инжекции с перезарядкой поляризованных ионов в быстрые атомы на газовой мишени и обдиркой на фольге в центре. Этот метод проанализирован также в работе ¹²². Наиболее эффективный метод, пригодный как для циклотрона, так и для фазотрона, сводится к аксиальной инжекции ионов через отверстие в полюсе электромагнита ¹²³. В центре циклотрона ионы отклоняются на 90° электростатическим полем и далее захватываются в режим ускорения. Параметры пучков поляризованных частиц, ускоренных на различных циклотронах, приведены в табл. V.

8. НАКОПЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ

Разработанные источники поляризованных ионов дают средний ток поляризованных ионов максимум 5—15 *мка*. Не обсуждая пока проблем, связанных с сохранением поляризации при ускорении до высоких энергий, можно сказать, что при таких токах инжекции возможная интенсивность ускоренного пучка поляризованных частиц оказывается слишком низкой. По оценкам ¹²⁴, сделанным для брукхейвенского синхротрона на 30 *Гэв*, при инжектируемом токе 5 *мка* ожидается $6 \cdot 10^8$ поляризованных протонов в импульсе. Ожидают, что существенное увеличение интенсивности поляризованного пучка в импульсе будет достигнуто путем накопления поляризованных ионов в промежутках времени между импульсами и инжекции их в момент захвата в режим ускорения.

Недавно был предложен ¹²⁵ ионизатор с накоплением ионов в квадрупольной электростатической ловушке. Приведенные расчеты показывают, что в системе можно накопить до 10^9 ионов, а при вытягивании их за 10 *мксек* получить ток около 10 *мка*. В работе ¹²⁶ излагается способ накопления поляризованных ионов в электронном пучке, движущемся в сильном продольном магнитном поле внутри секционированной дрейфовой трубки. Возможная схема ионизатора представлена на рис. 19 (где 2 — анод, 5 — вытягивающий электрод, 6 — соленоид). Электронный пучок, вытягиваемый из кольцевого катода 1, направляется в сильное магнитное поле, сжимается в пучок кругового сечения и, произведя ионизацию атомного пучка, движущегося соосно с ним внутри дрейфовой трубки, попадает на коллектор электронов 4. Ионы накапливаются внутри области дрейфовой трубки 3, ограниченной двумя электродами с более высокими потенциалами, чем потенциал остальных электродов. В радиальном направлении ионы удерживаются электрическим полем, созданным объемным зарядом электронного пучка. Распределение потенциала вдоль радиуса трубки имеет параболическую форму, и соответствует «потенциальной яме». Ионы совершают радиальные колебания с амплитудой,

определяемой местом ионизации. Если при накоплении ионов электронный объемный заряд поддерживать постоянным, то глубина радиальной «потенциальной ямы» будет уменьшаться со временем, что приведет к увеличению радиальных колебаний ионов и к потере ионов на электродах. Поэтому необходимо повышать плотность электронов, например путем увеличения электронного тока. Это достигается повышением потенциала анода по закону, определяемому скоростью ионизации атомного пучка. На рис. 19, а показано распределение потенциала электродов в режиме накопления. Для определенности принято, что ионы накапливаются при потенциале $U = 3$ кВ, а потенциал оконечных электродов

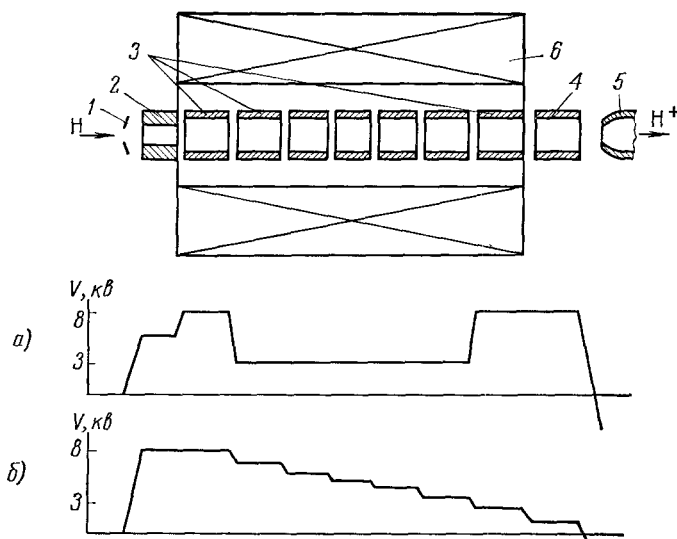


Рис. 19. Схема ионизатора с накоплением поляризованных ионов.

дрейфовой трубки равняется 8 кВ. Для быстрого вытягивания ионов импульсно создается градиент потенциала вдоль дрейфовой трубки (рис. 19, б). Оценки показывают, что максимальное число ионов, которое можно накопить в ионизаторе длиной l при указанных потенциалах электродов, равно

$$N_i^m = 9,3 \cdot 10^9 l,$$

где l измеряется в см.

Режим накопления должен начинаться с тока I_e^0 , который для чисто электронного пучка создает падение потенциала на оси относительно поверхности анода $\Delta U \approx 100$ в. При $\Delta U = 100$ в, $U = 3$ кВ получается $I_e^0 = 0,36$ а. Время накопления зависит от плотности атомов в пучке и степени перекрытия атомного и электронного пучков. При достижимых плотностях атомов $3 \cdot 10^{11}$ ат/см³ и длине $l = 20$ см время накопления $t_n \approx 2 \cdot 10^{-3}$ сек. При этом в ионизаторе накапливается примерно $2 \cdot 10^{11}$ ионов. Вытягивая ионы за 40—50 мксек, получим импульсный ток 800 мка. В принципе возможна схема инжекции атомного пучка поперек электронного. В области пересечения с атомным пучком дрейфовая трубка делается сетчатой. Если использовать ионизатор этого типа, то можно создать источник поляризованных протонов на основе ионизации пучка молекул водорода с поляризованными ядрами ^{46, 127}. Первоначально образуются молекулярные ионы H_2^+ , которые удерживаются в ловушке, так что при вторичной ионизации получаем протоны. Вопрос о сохранении

поляризации ионов за время накопления остается пока не ясным. Реализация импульсного ионизатора откроет возможность ускорения поляризованных частиц на синхрофазотроне.

В работе ¹²⁸ рассмотрена схема накопления поляризованных ионов в электронном кольце с последующим ускорением в коллективном ускорителе—кольцетроне ¹²⁹. Если в электронное кольцо направить пучок атомов с поляризованными ядрами, то в кольце образуются и будут накапливаться поляризованные ионы. Поскольку давление в пучке поляризованных атомов водорода составляет 10^{-6} — 10^{-7} тор, можно ожидать, что интенсивность пучка ускоренных поляризованных протонов будет иметь такой же порядок величины, что и неполяризованный пучок. Электронное кольцо обладает сильным собственным магнитным полем, так что при колебаниях протона в потенциальной яме кольца на один спин протона воздействует переменное во времени магнитное поле. Требование сохранения поляризации ионов накладывает ограничение на полное число электронов в кольце. При принятых параметрах кольцетрона ОИЯИ для сохранения поляризации $P \gg 90\%$ необходимо, чтобы было $N_e \leq 3 \cdot 10^{13}$. Ожидаемая интенсивность поляризованных ускоренных ионов равняется примерно $3 \cdot 10^{11}$ частиц в импульсе. При работе кольцетрона в режиме, дающем 100 импульсов в секунду, средняя интенсивность поляризованных протонов составит $2 \cdot 10^{13}$ сек⁻¹.

9. УСКОРЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ

При ускорении поляризованных ионов постоянными или ВЧ электрическими полями трудностей с сохранением поляризации не возникает. Поляризованные пучки протонов и дейтронов были успешно ускорены также в циклотронах при низкой энергии. В линейных ускорителях, использующих для фокусировки магнитные квадруполь, спины частиц испытывают прецессию в каждом магните, но так как углы прецессии малы и полярности магнитов чередуются, деполяризация не возникает ¹³⁰. В случае циклических ускорителей при высокой энергии спины частиц прецессируют в ведущем поле ускорителя, а поскольку компоненты ведущего поля могут иметь частоты, находящиеся в резонансе с частотой прецессии спина, возникает резонансная деполяризация. Анализ резонансной деполяризации ведут с помощью уравнения движения отдельной частицы в электромагнитном поле ¹³¹

$$ds/dt = (e/m\gamma) [s [B + G (\Gamma_{\parallel} + \gamma B_{\perp})]] + (e/m) [s [E_{\parallel}]] [G + (1 + \gamma)^{-1}], \quad (8)$$

где $g = \mu_N/(e/2m) I$ (μ_N — магнитный момент частицы, I — спин, m — масса частицы); это определение гиромагнитного отношения отличается от обычно принятого ²⁶, $g = \mu_N/(e/2m_p) I$, где m_p — масса протона); $G = (g/2) - 1$ (значения g и G для ряда ядер даны в табл. VI); $B_{\parallel}$ и $B_{\perp}$ —

Таблица VI

Ядро	Спин I , ед. $\hbar$	μ_N , ед. яд. магнетона $\mu_N = e\hbar/2m_p c = 5,05 \times$ $\times 10^{-24}$ эрг/гс	g	G
¹ H	1/2	2,793	5,586	1,793
² H	1	0,857	1,714	-0,143
³ H	1/2	2,979	17,9	7,95
³ He	1/2	-2,128	-12,75	-7,37
⁶ Li	1	0,822	4,93	1,46
⁷ Li	3/2	3,256	15,2	6,6

компоненты магнитного поля $\mathbf{B}$, направленные параллельно и перпендикулярно к скорости частицы $\mathbf{v}$ соответственно; $\mathbf{s}$ — вектор спина; $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$, $\hbar = c = 1$; $\mathbf{E}$ — электрическое поле. Обычно эффект влияния электрического поля на деполяризацию чрезвычайно мал и им можно пренебречь.

Отношение частоты прецессии спина к циклотронной частоте зависит от относительной ориентации магнитного поля и скорости частицы. Для поперечных полей это отношение увеличивается с увеличением энергии, поэтому при некоторых энергиях частота спиновой прецессии становится равной частоте горизонтальных компонент магнитного поля и тогда наступает резонансная деполяризация¹³².

В процессе ускорения частица движется по траектории $\mathbf{r}_\lambda(t)$, параметры которой характеризуются индексом λ . По известному пространственному распределению магнитного поля в ускорителе $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ для каждого λ можно найти свою зависимость $\mathbf{B}_\lambda(t)$. Далее, решая уравнение (8), находят $\mathbf{s}_\lambda(t)$. При этом абсолютное значение $|\mathbf{s}_\lambda(t)|$ всегда остается постоянным. В качестве вектора поляризации пучка частиц, движущихся в пространстве по различным траекториям, естественно принять величину¹³³

$$\mathbf{P}(t) = \sum_{\lambda} a_{\lambda} \mathbf{s}_{\lambda}(t),$$

где $a_{\lambda} \geq 0$ — весовые коэффициенты, пропорциональные числу частиц вблизи траектории $\mathbf{r}_\lambda(t)$. Деполяризацией пучка частиц, имевших начальную поляризацию $\mathbf{P}(t_0) = \mathbf{P}_0$, называют величину

$$[|\mathbf{P}_0| - |\mathbf{P}(t)|] / |\mathbf{P}_0|. \quad (9)$$

При этом, если изменение направления вектора поляризации $\mathbf{P}(t)$ при ускорении таково, что это направление остается жестким в пространстве, независимо от цикла ускорения, такая переориентация не является опасной для экспериментатора.

В первом приближении деполяризующие резонансы можно разделить на две группы¹³⁴: собственные резонансы и резонансы, вызванные искажениями магнитного поля. Собственные резонансы вызываются вертикальными колебаниями, и их положение определяется условием

$$G\gamma = \pm Q_z \pm kN, \quad (10)$$

где N — число периодических элементов структуры магнитного поля ускорителя, k — положительное целое число или нуль, Q — число свободных колебаний на один оборот. Наличие отклонений медианной поверхности от плоскости приводит к следующим резонансам искажений:

$$G\gamma = \pm l \pm kN, \quad (11)$$

где l — номер гармоники функции, описывающей отклонение медианной поверхности от плоскости на данном радиусе. Наиболее общее уравнение для определения энергии частиц, при которых возникают резонансы, имеет вид

$$G\gamma = \pm p \pm qQ_z \pm rQ_r,$$

где p, q, r — целые положительные числа или нуль, причем условие

$$G\gamma = \pm rQ_r$$

не соблюдается. Синхротронные колебания приводят к новым резонансам или просто уширяют существующие и, как правило, не учитываются.

Если инжектируемые частицы имеют первоначально вертикальную поляризацию, то после прохождения через резонанс¹³⁵ вертикальная

компонента имеет вид

$$s_z = 2 \exp(-\pi\omega^2/2\Gamma) - 1, \quad (12)$$

где

$$\Gamma = G(d\gamma/d\theta) \omega_c^2, \quad \omega_c = eB_0/m\gamma.$$

Для резонансов в циклотронах, вызванных искажениями медианной плоскости, частота

$$\omega = (1 + G\gamma_{\text{рез}}) (b_{\text{рез}}/B_0) \omega_c,$$

где $b_{\text{рез}}$ — резонансная компонента вращающегося магнитного поля. В случае собственного резонанса ω зависит от амплитуды резонансной составляющей вертикальных колебаний $z_m^{\text{рез}}$. Величину s_z в общем случае усредняют по амплитудам вертикальных колебаний. Если резонанс является сильным (ω — велико), то вектор спина совершает полный поворот на 180° и $P_z^{\text{нон}} = -1$. Знак поляризации изменяется на обратный. С точки зрения экспериментатора потери поляризации не возникает. Если $\omega^2/\Gamma \ll 1$, то из (12) следует

$$s_z \approx 1 - (\pi\omega^2/2\Gamma) = 1 - (|s|^2/2);$$

здесь величина $|s| = \omega(2\pi/\Gamma)^{1/2}$ равна горизонтальной составляющей вектора спина. Самым неблагоприятным является промежуточный случай, когда $|s| \approx 1$.

В циклическом ускорителе инжектируемый пучок частиц обычно имеет вертикальную поляризацию, т. е. спин частицы перпендикулярен к вектору скорости. Поэтому появление у частиц горизонтальной составляющей спина означает, что пучок испытал деполяризацию. Правда, здесь предполагается, что «судьба» разных частиц совершенно различна и пучок в этом смысле является некогерентной смесью. Однако если все частицы имеют одинаковую «судьбу», в частности совершают одинаковое число оборотов при ускорении и испытывают быстрый вывод из ускорителя, то деполяризация (9) становится для экспериментатора не опасной. Это означает, что в такой ускоритель можно инжектировать пучок с горизонтальной поляризацией. Подобная ситуация имеет место для электронных синхротронов^{133, 136}. Наоборот, в протонных ускорителях синхротронные колебания, а также невозможность точного повторения картины магнитного поля от цикла к циклу делает невозможным сохранение поляризации для горизонтально поляризованного пучка.

В работах¹³⁷ рассматривается общий случай прохождения резонанса деполяризации при произвольных начальных условиях, а также прохождение через несколько резонансов. Эти данные представляют интерес для анализа поведения поляризации в накопительных кольцах. Динамика орбит отдельного ускорителя определяет относительную интенсивность возможных резонансов. Рассмотрим различные типы ускорителей.

а) Ц и к л о т р о н. Ускорение ионов в циклотронах происходит до небольшой энергии и $\gamma \approx 1$. Резонансы обычно возникают от изменения частоты вертикальных или горизонтальных колебаний. Расчеты¹³⁸ деполяризации протонов дают очень малую величину. Деполяризация дейтронов в трехсекторном циклотроне Бирмингемского университета, ускоряемых до энергии 12 Мэв, также оказалась весьма малой^{123б, 139}. Будянский и др.¹⁴⁰ оценили деполяризацию протонов при выводе из циклотрона. Здесь частота прецессии может изменяться от начального значения в циклотроне на радиусе r_i до значения, даваемого магнитным полем на выходе из камеры циклотрона на радиусе r_f . Частота прецессии поэтому может проходить через резонансные значения. Тем не менее вероятность деполяризации оказывается малой.

б) **Синхроциклотрон.** Наиболее опасными резонансами являются резонансы, вызванные искажением медианной поверхности, характеризующиеся индексами $l = 2$ и $l = 3$. Из соотношения (11) при $k = 0$ находят резонансные энергии $\gamma_1 = 1,116$ и $\gamma_2 = 1,673$. Для Рочестерского синхроциклотрона ¹⁴¹ амплитуда второй гармоники отклонения медианной поверхности от плоскости равна 1,2 см, и это приводит к заметной деполяризации. Аналогичные результаты получены для других синхроциклотронов ^{16в, 142}. Для ускорения без деполяризации поляризованных ионов в синхроциклотроне магнитное поле должно быть тщательно отшуммировано.

в) **Фазотрон с пространственной вариацией магнитного поля.** Требования на допустимые значения гармоник отклонения медианной поверхности от плоскости довольно жесткие ^{16г, д}. Например, для проектируемого фазотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ ¹⁴³ условия резонанса записываются в виде

$$\pm 1,793\gamma = \pm l \pm 4k.$$

Для первого резонанса ($\gamma_1 = 1,116$, $r = 113$ см) наиболее опасна гармоника с $l = 2$, а для второго резонанса ($\gamma_2 = 1,673$, $r = 259$ см) — гармоники с $l = 1, 2$ и 3 . Чтобы сохранить деполяризацию на уровне 10%, указанные гармоники должны быть не более 1 мм ^{16д}.

г) **Синхротрон.** Условие собственного резонанса имеет вид (10). Расчеты ¹³⁵ для «Сатурна» дают сильную резонансную деполяризацию. В ускорителях с жесткой фокусировкой резонансы деполяризации также оказываются сильными. Согласно оценкам Зенкевича ¹⁴⁴ резонансы искажений дают почти полную деполяризацию как в ускорителе ИТЭФ на 7 Гэв, так и в ускорителе ИФВЭ на 76 Гэв. В работе ¹³³ рассмотрен эффект собственных резонансов для синхротронов с жесткой фокусировкой. Показано, что собственный резонанс на частоте вертикальных колебаний приведет к полной деполяризации пучка протонов в синхротроне ЦЕРН. При этом утверждается, что резонансы искажений дают гораздо меньший вклад в деполяризацию, чем предполагается в других работах ^{134, 144}. Для того чтобы дать окончательное заключение, необходимы более точные расчеты.

В последнее время в связи с ускорением дейтронов на синхрофазотронах рассматривалась ¹⁴⁵ возможность ускорения поляризованных дейтронов. Из-за малой величины $G_d = -0,143$ деполяризация дейтронов наступает при более высоких энергиях, чем для протонов. Например ^{16а}, на синхрофазотроне ОИЯИ на 10 Гэв главный резонанс наступает при энергии, определяемой условием

$$0,143\gamma = Q_z.$$

При $Q_z = 0,89$ $\gamma_{\text{рез}} = 6,2$. Это значение больше, чем максимально достижимое $\gamma_{\text{max}} = 5,93$, которое соответствует импульсу дейтронов 11 Гэв/с. Резонансы, вызванные искажениями магнитного поля, располагаются при еще более высоких энергиях. Бертей ⁶⁷ показал, что поляризованные дейтроны возможно ускорить практически без деполяризации как в протонном синхротроне ЦЕРН, так и в «Сатурне».

Коэн ^{130б} предложил метод устранения эффекта собственных резонансов в синхротронах с помощью импульсных квадрупольных магнитов, помещаемых в прямые секции, чтобы быстро изменять частоту бетатронных колебаний при приближении к резонансу. В работе ¹⁴⁶ предлагается импульсное смещение пучка путем включения тока в

дополнительных катушках, расположенных на полюсах. Для вывода поляризованных частиц из синхротрона можно применить метод рассеяния или резонансный вывод, если энергия при выводе не удовлетворяет условию деполаризации¹⁴⁶.

10. ДОСТИЖЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ЛАБОРАТОРИЙ

а) Беркли, Калифорния. На 88-дюймовом циклотроне в Беркли имеется ИПИ водорода и дейтерия^{123а, 147}. Молекулы H_2 или D_2 диссоциируют на атомы в безэлектродном высокочастотном разряде ($f = 20 \text{ Мгц}$); мощность генератора $1,5 \text{ кВт}$. Диссоциатор из кварца имеет U-образную форму. Давление в разряде — около 2 тор , расход газа около $0,2 \text{ л} \cdot \text{тор}/\text{сек}$. Атомы выходят из сопла Лавала диаметром $2,5 \text{ мм}$; на расстоянии 4 мм находится отсекаТЕЛЬ с тем же диаметром, что и у сопла. Следующая диафрагма диаметром 4 мм расположена у входа в шестиполюсный магнит и отстоит от отсекателя на 7 см . Давление в области сопла составляет 10^{-2} тор , при этом средняя длина свободного пробега атомов водорода 1 см . Давление в области коллимации после отсекателя $\sim 10^{-4} \text{ тор}$; чтобы избежать полимеризации масла, откачка ведется паротутными насосами. Шестиполюсный магнит имеет длину 50 см , апертура увеличивается от 7 мм на входе до 16 мм на выходе. На выходе пучок поляризованных атомов имеет диаметр меньше 1 см . Область магнита откачивается паромасляным насосом до давления $2 \cdot 10^{-6} \text{ тор}$.

Для получения ядерной поляризации используются следующие ВЧ переходы:

$$\begin{aligned} p: 1 \rightarrow 3, & \quad B_0 = 5 \text{ гс}, \quad f = 7,5 \text{ Мгц}, \quad P = 1; \\ d: 1 \rightarrow 4, & \quad = 8 \text{ гс}, \quad = 7,5 \text{ Мгц} \quad P_z = -2/3, \quad P_{zz} = 0; \\ 3 \rightarrow 5, & \quad = 80 \text{ гс}, \quad = 331 \text{ Мгц} \quad P_z = 1/3, \quad P_{zz} = -1; \\ 2 \rightarrow 6, & \quad = 80 \text{ гс}, \quad = 485 \text{ Мгц}, \quad P_z = 1/3, \quad P_{zz} = 1. \end{aligned}$$

Обращение магнитного поля ионизатора изменяет знак векторной поляризации. Атомный пучок ионизуется аналогично тому, как сделано в Окленде⁵² на длине 12 см в магнитном поле 1500 гс . Ионный пучок ускоряется до энергии $5\text{--}15 \text{ кэв}$ и фокусируется ахроматической ионно-оптической системой на вход системы аксиальной инжекции. Эффективность ионизации оценивается в 10^{-3} , эмиттанс в кроссовере равен примерно $5 \text{ см} \cdot \text{рад} \times (\text{эв})^{1/2}$. После оптимизации параметров источника и системы аксиальной инжекции был получен¹⁴⁷ ток поляризованных протонов из источника до 3 мка . Лучшие результаты до 22 Мэв , полученные в Беркли к августу 1969 г., приведены в табл. VII. Поляризация измерялась рассеянием на углероде при $16,7 \text{ Мэв}$. До инжекции поляризованных протонов поляризованный пучок, получаемый ($^4\text{He}, p$)-рассеянием, имел интенсивность $0,02 \text{ на}$.

Таблица VII

	Ионный источник		
	поляризованный	дуоплазматрон	
Энергия инжекции	12 кэв	12 кэв	10 кэв
Ток источника ионов	1,4 мка	2 мка	40 мка
Ускоренный ток	50 на	145 на	3,6 мка
Выведенный ток	20 на	60 на	1,8 мка
Отношение выведенного тока к току источника	1,5%	3%	4,5%
Поляризация	70%	80%	0
Банчировка	Нет	Имеется	Нет

б) Лос-Аламос^{92, 148}. Источник отрицательных поляризованных ионов, работающий по методу Лэмба, установлен на тандеме на 12 Мэв в 1969 г.⁹². Первичные положительные ионы вытягиваются из дуоплазмотрона напряжением 5—10 кэВ и затем тормозятся до 500 или 1000 в. Магнитная линза позволяет пропускать ток 10 мА р или d. Пары цезия покрывают сетку, из которой при ионной бомбардировке вылетают электроны, дающие 96 %-ную нейтрализацию объемного заряда. Цезиевая камера имеет длину 10 см и диаметр 1 см. Затем следуют отклоняющие пластины длиной 21,5 см, создающие поле 10—20 в/см и спиновый фильтр. Вслед за спиновым фильтром расположена аргонная камера длиной 32 см с входным диаметром 5 см и выходным 6,4 см. Для ионизации используют минимальное поле, чтобы не увеличивать эмиттанс пучка¹⁴⁹. Для водорода применялось поле 6 гс, а для дейтерия 6 гс ($m_I = 1$) и 60 гс ($m_I = 0$). Для инжекции в тандем отрицательные ионы ускоряются до 100 кэВ, и вся установка находится под этим напряжением.

Экспериментально найденный эмиттанс пучка на выходе источника составляет $\sim 1 \text{ см} \cdot \text{рад} \cdot (\text{эВ})^{1/2}$, что существенно меньше аксептанса тандема. Наибольший протонный ток на мишени составил 107 нА, дейтронный 208 нА. Поляризованная часть равнялась 86—90% для протонов и 74—80% для дейтронов. При уменьшении расхода аргона в три раза значения поляризации оказались максимальными: 93% для протонов и 86% для дейтронов. Расход цезия в источнике меньше 0,1 г/час и очистка установки во время разборки не представляет трудностей. Источник работает много часов без обслуживания, поляризация изменяется меньше чем на 1% за время сеанса.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из изложенного видно, что техника получения и ускорения поляризованных ионов составляет быстро развивающийся раздел ускорительной физики. За период 1960—1970 гг. были сформулированы новые принципы получения поляризованных ионов с различными массами и зарядами. Реализация этих предложений и совершенствование известных методов ведутся в десятках физических лабораторий мира со все возрастающим темпом. Благодаря повышению эффективности ионизации интенсивность пучков положительных поляризованных ионов водорода и дейтерия достигла 5 мкА. Разработана техника перезарядки ионов через метастабильное состояние атомов для получения отрицательных поляризованных ионов водорода и дейтерия. Достигнутые интенсивности составляют 0,6 мкА D⁻ и 0,3 мкА H⁻. Использование квантовых переходов позволяет управляемо варьировать векторную и тензорную поляризацию ионов в широких пределах. Поляризованные ионы успешно ускорены на линейных ускорителях, тандем-генераторах и на циклотронах. Достигнутые параметры близки к тем, которые требуются физикам для проведения точных поляризационных экспериментов. Для синхроциклотрона проблемы инжекции и формирования основного магнитного поля, по-видимому, будут решены в ближайшее время. Что касается протонных синхротронов, то трудности носят более принципиальный характер. Не исключено, что прогресс в области высоких и сверхвысоких энергий будет достигнут одновременно с реализацией ускорения частиц коллективным методом. В этом случае перестройка ускорителя с электронными кольцами (кольцетрона) в режим ускорения поляризованного пучка будет принципиально проста и, возможно, не вызовет больших технических трудностей.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. Wolfenstein, — *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **6**, 43 (1956).
2. Б. П. Адьясевич и др., сборник «Ядерные реакции при малых и средних энергиях», М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 87.
3. С. С. Васильев, Е. А. Романовский, Б. А. Юрьев, Ядерные реакции при низких и средних энергиях, М., «Просвещение», 1970, стр. 40.
4. а) G. Clausnitzer et al., *Zs. Phys* **144**, 336 (1956); R. L. Keller, *Projet d'une source d'ions polarises. Rept. CERN 57-30*, Geneva, 1957; R. L. Garwin, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **1**, 61 (1956); б) *Rev. Sci. Instr.* **29**, 374 (1958).
5. H. Rudin et al., *Helv. Phys. Acta* **34**, 58 (1961).
6. Н. Н. Пучеров. Вопросы методики поляризационных экспериментов. Препринт ИФ АН УССР ИФ-69-8, Киев, 1969.
7. Поляризация нуклонов (Труды Межд. конференции по поляризационным явлениям в ядрах, Базель, 1960), М., Госатомиздат, 1962.
8. *Proc. of the 2nd Intern. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons*, ed. by P. Huber and H. Schopper, Basel, Birkhäuser, 1966.
9. *Polarization Phenomena in Nuclear Reactions (Proc. of the 3rd Intern. Symposium, Madison, 1970)*, ed. by H. H. Barschall and W. Haeblerli, Madison, Univ. Wisconsin Press, 1971.
10. *Proc. of the Symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams (Upton, BNL, October 19—21, 1971)*. Brookhaven National Laboratory Preprint BNL-50310, Upton, 1971.
11. J. M. Dickson, — *Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation*, v. 1, ed. by F. J. M. Farley, Amsterdam, North-Holland, 1965, p. 103.
12. J. M. Daniels, *Oriented Nuclei*, N.Y. — L., Academic Press, 1965, ch. VI.
13. A. Cesati et al., — *Progr. Nucl. Phys.* **10**, 117 (1969).
14. C. W. Drake, — *Methods of Experimental Physics*, v. 4B, ed. by M. Schultz, N.Y. — L., Academic Press, 1967, p. 248; Н. Н. Пучеров и др., Источники поляризованных частиц. Киев, «Наукова думка», 1968.
15. W. Haeblerli, а) *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **17**, 373 (1967); б) — ⁸, p. 64; в) *Nucl. Instr. Meth.* **62**, 355 (1968).
16. Ю. А. Плис, Л. М. Сороко, а) Новое в развитии методов получения и ускорения первично-поляризованных частиц. Препринт ОИЯИ 9-5012, Дубна, 1970; б) *ЖТФ* **39**, 1622 (1969); Ионизация атомных пучков в разряде Пеннинга с горячим катодом. Препринт ОИЯИ Р9-4653, Дубна, 1969; в) Труды IV Межд. конференции по ускорителям (Дубна, 1963), М., Атомиздат, 1964, стр. 912; Деполяризация частиц при ускорении в синхротроне. Препринт ОИЯИ Р-1449, Дубна, 1963; г) Деполяризация протонов в изохронных циклотронах. Препринт ОИЯИ Р-1502, Дубна, 1964; д) Деполяризация протонов в фазотроне с пространственной вариацией магнитного поля. Препринт ОИЯИ 9-4672, Дубна, 1969.
17. А. С. Давыдов, Теория атомного ядра, М., Физматгиз, 1959, гл. X.
18. L. J. B. Goldfarb, *Nucl. Phys.* **7**, 622 (1958).
19. P. W. Keaton, Jr., — ⁹, p. 422.
20. G. H. Stafford, et al., *Nucl. Instr. Meth.* **15**, 146 (1962).
21. R. L. Keller et al., а) *Une source de protons polarises. Etat actuel de la construction. Rept. CERN 60-2*, Geneva, 1960; б) — ⁷, стр. 36.
22. T. C. Marshall, *Phys. Fluids* **5**, 743 (1962).
23. G. Clausnitzer, а) *Nucl. Instr. Meth.* **23**, 309 (1963); б) *Zs. Phys.* **153**, 609 (1959); в) — ⁷, стр. 24.
24. M. Perrenoud, et al., *Helv. Phys. Acta* **44**, 594 (1971).
25. Б. П. Адьясевич и др., *АЭ* **17**, 17 (1964).
26. Н. Рамзей, Молекулярные пучки, М., ИИ, 1960, гл. 2—3.
27. E. R. Collins et al., *Nucl. Instr. Meth.* **25**, 67 (1963).
28. W. Gruebler et al., *ibid.* **41**, 245 (1965).
29. Е. Б. Гордоц, А. Н. Пономарев, *ЖТФ* **40**, 1121 (1970).
30. Б. П. Адьясевич, В. Г. Антоненко, ПТЭ, № 2, 126 (1963).
31. J. B. Anderson et al., *Advances in Atomic and Molecular Physics*, v. 1, ed. by D. R. Bates and I. Estermann, N.Y., Academic Press, 1965, p. 345.
32. R. Beurtey et al., *Saclay Progr. Rept. CEN-N-621*, CEA, France, 1966, p. 81.
33. М. И. Корсунский, Я. М. Фогель, *ЖЭТФ* **21**, 25 (1951); H. Friedburg, W. Paul, *Naturwiss.* **38**, 159 (1951); G. Becker, B. Fischer, *Z. angew. Phys.* **21**, 492 (1966).
34. A. Lemonick, et al., *Rev. Sci. Instr.* **26**, 1112 (1955).
35. Ю. А. Плис, Фокусирующие свойства шестипольного магнита. Препринт ОИЯИ Р-1681, Дубна, 1964.
36. R. Beurtey et al., *Nuovo Cimento* **19**, 207 (1961).
37. Р. П. Слабоспичкий и др., *АЭ* **21**, 131 (1966).

38. A. A b r a g h a m, J. M. W i n t e r, а) Phys. Rev. Lett. 1, 374 (1958); б) C.R.Ac. Sci. 255, 1099 (1962).
39. R. B e u r t e y, а) — ⁸, p. 33; б) Polarized Targets and Ion Sources (Proc. of the Intern. Conference on Polarized Targets and Ion Sources, Saclay, 1966), La Direction de la Physique Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, 1967, p. 177.
40. F. B l o c h, Phys. Rev. 70, 460 (1946).
41. D. B r o a d et al., — ⁸, p. 76.
42. E. R. C o l l i n s, H. F. G l a v i s h, Nucl. Instr. Meth. 30, 245 (1964).
43. A. W. K u h f e l d, ibid. 50, 147 (1967).
44. L. J. K i e f f e r, G. H. D u n n, Rev. Mod. Phys. 38, 1 (1966).
45. Л. Б р а у н и др., — ⁷, стр. 60.
46. G. C l a u s n i t z e r et al., — ⁸, p. 82.
47. F. H ä r i n g, D. F i c k, Nucl. Instr. Meth. 64, 285 (1968).
48. G. A. V a s i l ' e v, E. A. G l a s o v, ibid. 58, 303 (1968).
49. Р. П. С л а б о с п и ц к и й и др., ЖТФ 36, 2145 (1966).
50. V. B e j š o v e c, et al., Nucl. Instr. Meth. 87, а) 229, б) 233 (1970).
51. H. F. G l a v i s h et al., — ⁸, p. 85.
52. H. F. G l a v i s h, Nucl. Instr. Meth. 65, 1 (1968).
53. W. G r u e b l e r et al., а) Helv. Phys. Acta 40, 793 (1967); Phys. Lett. B24, б) 280, в) 335 (1967); r) Nucl. Instr. Meth. 62, 115 (1968); W. G r u e b l e r et al., ibid. 86, 127 (1970).
54. G. C l a u s n i t z e r et al., ibid. 80, 245 (1970).
55. R. N. B o y d, et al., ibid. 63, 210 (1968).
56. Proton Linear Accelerator, Progr. Rept. Rutherford Laboratory, 1963—1969.
57. M. H e y m a n et al., — ⁸, p. 97.
58. J. K o u l o m d j a n et al., Nucl. Instr. Meth. 79, 192 (1970).
59. Я. М. Ф о г е л ь и др., ЖТФ 25, 1944 (1955).
60. J. A. P h i l l i p s, Phys. Rev. 97, 404 (1955).
61. W. G r u e b l e r et al., Phys. Rev. Lett. 12, 595 (1964).
62. H. B o l e m et al., Zs. Phys. 208, 159 (1968).
63. W. G r u e b l e r et al., Helv. Phys. Acta 43, 254 (1970).
64. A. S. S c h l a c h t e r et al., Phys. Rev. 177, 184 (1969).
65. Ю. М. Х и р н ы й, Л. Н. К о ч е м а с о в а, ПТЭ, а) № 6, 37 (1968); б) № 3, 56 (1970); в) № 1, 39 (1971).
66. B. L. D o n n a l l y, R. B e c k e r, Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 29 (1967).
67. R. B e u r t e y, M. B o r g h i n i, — Les Méthods Expérimentales en Physique Nucléaire et en Physique des Particules (Colloque, Strasbourg, 1968), J. de Phys. 30, Suppl. n° 5—6, C2-56 (1969).
68. Е. К. З а в о й с к и й, ЖЭТФ 32, а) 408, б) 731 (1957).
69. L. M a d a n s k y, G. E. O w e n, Phys. Rev. Lett. 2, 209 (1959).
70. W. E. L a m b, R. C. R e t h e r f o r d, Phys. Rev. 79, 549 (1950).
71. B. L. D o n n a l l y et al., Phys. Rev. Lett. 12, 502 (1964).
72. B. L. D o n n a l l y, W. S a w y e r, а) ibid. 15, 439 (1965); б) — ⁸, p. 71.
73. C. W. D r a k e, R. V. K r o t k o v, а) Phys. Rev. Lett. 16, 848 (1966); б) IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16, 142 (1966).
74. A. C e s a t i et al., Phys. Lett. 21, 331 (1966); V. B e c h t o l d et al., Erzeugung eines polarisierten Deuteronenstrahls aus Wasserstoffatomen in metastabilen $2S^{1/2}$ -Zustand. Preprint KFK 962, Karlsruhe, April 1969.
75. A. C e s a t i et al., Energia Nucl. 13, 649 (1966).
76. T. B. C l e g g et al., Nucl. Instr. Meth. 57, 167 (1967).
77. H. B r ü c k m a n n et al., а) Zs. Phys. 224, 486 (1969); б) Nucl. Instr. Meth. 87, 155 (1970); в) Phys. Lett. B29, 223 (1969).
78. L. D. K n u t s o n, Phys. Rev. A2, 1878 (1970).
79. D. R a p p, W. E. F r a n c i s, J. Chem. Phys. 37, 2631 (1962).
80. I. A. S e l l i n, L. G r a n o f f, Phys. Lett. A25, 484 (1967).
81. Р. Н. И л ь и н и др., ЖТФ 36, 1241 (1966).
82. B. L. D o n n a l l y а) частное сообщение (цит. по ⁸⁰); б) Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 509 (1967).
83. G. P. L a w r e n c e et al., Phys. Lett. B28, 594 (1969).
84. Дж. Х а с т е д, Физика атомных столкновений, М., «Мир», 1965, гл. 12.
85. V. B e c h t o l d et al., — ⁹, p. 839.
86. P. G. S o n a, Energia Nucl. 14, 295 (1967).
87. T. B. C l e g g et al., Nucl. Instr. Meth. 62, 343 (1968); — ⁹, p. 835.
88. V. B e c h t o l d et al., Zs. Phys 231, 98 (1970); H. B r ü c k m a n n, — ⁹, p. 823.
89. H. M e i n e r et al., Nucl. Instr. Meth. 62, 203 (1968); G. M i c h e l et al., ibid. 78, 261 (1970).
90. R. N. B o y d, et al., ibid. 81, 149 (1970).
91. W. E. L a m b et al., Phys. Rev. 81, 222 (1951).
92. J. L. M c K i b b e n et al., а) Phys. Rev. Lett. 20, 1180 (1968), б) — ⁹, p. 828.

93. G. G. Ohlsen et al., *ibid.*, p. 842.
94. A. Galonsky et al., *Phys. Rev. Lett.* 2, 349 (1959).
95. L. Brown et al., *Nucl. Phys.* 79, 459 (1966).
96. A. Trier, W. Haeblerli, *Phys. Rev. Lett.* 18, 915 (1967).
97. J. Arvieux et al., *Nucl. Phys.* A94, 663 (1967).
98. W. Weitkamp, W. Haeblerli *ibid.* 83, 46 (1966).
99. J. E. Brolley et al., —⁹, p. 846.
100. G. Clausnitzer, D. Fick, *Nucl. Instr. Meth.* 47, 171 (1967).
101. Дж. Хеберле, —⁷, стр. 118.
102. Л. М. Сороко, Н. А. Торонков, Авторское свидетельство № 283423 с приоритетом от 29.8.1969 г.
103. S. D. Baker et al., *Phys. Rev. Lett.* 20, 738 (1968) (err. on p. 1020).
104. D. Ahen et al., —⁸, p. 94.
105. R. Vyse et al., *Rev. Sci. Instr.* 41, 87 (1970).
106. J. E. Sherwood, *Bull. Amer. Phys. Soc.* 12, 1204 (1967); H. Ebinghaus et al., *Zs. Phys.* 199, 68 (1967).
107. U. Holm et al., *ibid.* 233, 415 (1970); —⁹, p. 821.
108. U. Holm, H. Ebinghaus, *Nucl. Instr. Meth.* 95, 39 (1971).
109. R. E. Miers, L. W. Anderson, *Rev. Sci. Instr.* 39, 336 (1968).
110. М. Каминский, *Phys. Rev. Lett.* 23, 819 (1969); —⁹, p. 803.
111. А. Ф. Тулинов, *УФН* 87, 585 (1965).
112. М. Е. Ебел, *Phys. Rev. Lett.* 24, 1395 (1970).
113. Н. Рудин et al., —⁸, p. 101.
114. L. Brown et al., *Bull. Amer. Phys. Soc.* 8, 377 (1963).
115. G. Clausnitter et al., —⁸, p. 81; I. J. Barit et al., *Nucl. Instr. Meth.* 57, 160 (1967); L. Vályi, *ibid.* 58, 21 (1968).
116. W. Haeblerli et al., *Phys. Rev. Lett.* 15, 267 (1965).
117. Р. П. Слабоспицкий и др., *ЖТФ* 39, 1506 (1969).
118. R. Fleishmann et al., *Zs. Phys.* 186, 468 (1965).
119. Ж. Тирион и др., —⁷, стр. 89; D. Garreta et al., *Nucl. Instr. Meth.* 17, 123 (1962).
120. R. Beurtey, J. Thirion, *ibid.* 33, 338 (1965); R. Beurtey et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-13, 197 (1966).
121. В. А. Гладышев и др., *АЭ* 18, 213 (1965).
122. Ю. А. Плис и др., *ЖТФ* 37, 485 (1967).
123. а) A. U. Luccio et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-16, 140 (1969); W. B. Powell, 6) —⁸, p. 47; в) *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-13, 147 (1966); A. J. Cox et al., *Nucl. Instr. Meth.* 18, 25 (1962); W. B. Powell, B. L. Reese, *ibid.* 32, 325 (1965); F. A. Ripouteau, R. V. Tripier, —⁹, p. 815; *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-13, 160 (1966); F. Resmini, D. J. Clark, *ibid.* NS-16, 465 (1969); D. J. Clark et al., *ibid.*, p. 471; N. Hazewindus, *Nucl. Instr. Meth.* 76, 273 (1969); 96, 227 (1971); г) Н. И. Веников и др., *Труды VII межд. конференции по ускорителям* (Ереван, 1969), т. 1, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1970, стр. 329. д) Fifth Intern. Cyclotron Conference. Proceedings (Oxford, September 17—20, 1969), ed. by. R. W. McIlroy, L., Butterworths, 1971.
124. V. W. Hughes, *Proc. 5th Intern. Conference on High Energy Accelerators* (Frascati, 1965), Roma, 1966, p. 537.
125. Р. Соффет, *C.R. Ac. Sci.* B270, 343 (1970).
126. Е. Д. Донец, Ю. А. Плис, Способ получения импульсного пучка поляризованных ионов для инжекции в ускорители высоких энергий. Препринт ОИЯИ Р9-5446, Дубна, 1970.
127. C. Shlier, Remarks on Depolarization Effects in a Source of Polarized Protons. Rept. CERN 58-3, Geneva, 1958.
128. Л. И. Лapidус и др., Возможности ускорения поляризованных протонов на кольцевитроне. Сообщение ОИЯИ Р1-5209, Дубна, 1970.
129. В. И. Векслер и др., *АЭ* 24, 317 (1968).
130. D. Cohen, *Rev. Sci. Instr.* а) 30, 1134 (1959); б) 33, 161 (1962).
131. V. Bargmann et al., *Phys. Rev. Lett.* 2, 435 (1959); D. M. Fradkin, R. H. Good, *Rev. Mod. Phys.* 33, 343 (1961); V. N. Baier et al., *Phys. Lett.* A31, 198 (1970).
132. Х. А. Симонян, Ю. Ф. Орлов, *ЖЭТФ* 45, 173 (1963).
133. V. Ernst, *Nucl. Instr. Meth.* 60, 52 (1968).
134. E. D. Courant, Acceleration of Polarized Protons to Relativistic Energy. BNL Rept. BNL-EDC-45, Brookhaven, 1962.
135. M. Froissart, R. Stora, *Nucl. Instr. Meth.* 7, 297 (1960).
136. Х. А. Симонян, —^{16в}, стр. 915.
137. Я. С. Дербенёв и др., *ДАН СССР* 192, 1255 (1970); *ЖЭТФ* 60, 1216 (1971); Динамика поляризации частиц вблизи спиновых резонансов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 44-70, Новосибирск, 1970.

- 138. H. G. Kim, W. E. Burcham, Nucl. Instr. Meth. 27, 211 (1964).
 - 139. J. C. Dore et al., —⁸, p. 60.
 - 140. Г. М. Будянский и др., АЭ 6, 306 (1959).
 - 141. F. Lobkowicz, E. H. Thorndike, Rev. Sci. Instr. 33, 454 (1962).
 - 142. G. Besnier, C.R.Ac. Sci. B265, 456 (1967); Etude de la depolarisation d'un faisceau de protons accelere dans un synchrocyclotron. Application des calculus au SC du CERN. Rept. CERN 70-11, Geneva, 1970; Н. К. Абросимов, Г. В. Осипов, ЖТФ 38, 93 (1968).
 - 143. А. А. Глазов и др., АЭ 27, 16 (1969).
 - 144. П. Р. Зенкевич, —^{16a}, стр. 919.
 - 145. P. Bernard et al., —^{123r}, p. 447.
 - 146. G. Marmier, Polarized Beams, — Talks Presented at the Symposium on Polarization at High Energy. Argonne National Laboratory Preprint ANL/HEP 7034, Argonne, 1970, p. 153.
 - 147. D. J. Clark et al., —^{123d}, p. 610.
 - 148. J. L. McKibben, G. P. Lawrence, —⁸, p. 73.
 - 149. G. G. Ohlsen et al., Nucl. Instr. Meth. 73, 45 (1969).
-