

С 3450
Б-649

БИРЮКОВ А.И.

+

Б1-13-3843.

Б1-13-3843

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ

А.П. БИРЮКОВ, Н.А. ТОРОШКОВ

Б1-13-3843

ПОЛУЧЕНИЕ ПЕРВИЧНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ЛЭМБОВСКОГО СДВИГА

С.Ф. 2177

Рукопись поступила
в ИЯВЕНСКИЙ ОТДЕЛ
25-14-1958

г. Дубна, 1968 г.

Институт ядерных исследований
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе дан краткий обзор основных методов получения первично-поляризованных частиц (ППЧ) и проанализированы оптимальные возможности получения ППЧ методом Лэмбовского сдвига. Показано, что использование сверхзвуковых струй в качестве мишеней для перезарядки позволяет пропустить большие (~400 мка) токи падающих протонов. Получены выражения для поляризации пучка протонов, получаемых по схеме $H_1^+ \xrightarrow{Cs} H(2S\frac{1}{2}) \xrightarrow{Cl} H_1^+$. Рассмотрена возможность ППЧ по такой схеме по автоматическому заданию режима работы ускорителя.

I. ВВЕДЕНИЕ

Поскольку современные ускорители на большие энергии выдают пучки частиц, в которых спины нуклонов распределены хаотически, так что усреднение оператора спина вдоль любого направления даёт нулевую поляризацию, поляризованные протоны вынуждены получать при рассеянии выведенного пучка на подходящей мишени. Этот пучок используется затем, в основном, в экспериментах по восстановлению амплитуд матрицы рассеяния.

Интерпретация экспериментов с таким пучком не всегда проста, так как различного рода ложные эффекты, дающие вклад в систематическую ошибку, иногда трудно учитываемы. Как правило, получение достаточно надёжной информации (с ошибкой в несколько процентов) из экспериментов по двойному и тройному рассеянию в условиях малой интенсивности пучка, значительного энергетического разброса, отсутствие опорного пучка с нулевой поляризацией, сопряжено с большой затратой рабочего времени ускорителя. (сотни часов).

В этом смысле наличие первично поляризованного пучка и надёжной поляризованной мишени снимает эти трудности. Большая интенсивность пучка ($10^{-7} + 10^{-9}$ по оценкам) возможность непрерывной вариации поляризации пучка в пределе от -1 до $+1$ позволяет существенно повысить точность поляризационных экспериментов при резком сокращении затрачиваемого времени ускорителя.

Это позволит также надежно реализовать эксперименты по изучению поляризационных явлений в неупругих соударениях и околопороговых областях.

С этих позиций получение первично-поляризованного пучка частиц из источника поляризованных частиц (ИПЧ) с последующей инжекцией в ускоритель представляет несомненный интерес. Более наглядным подтверждением являются разработки различного рода вариантов ИПЧ в свыше двадцати лабораториях.

В данной работе мы дадим краткий обзор основных методов получения поляризованных частиц и проанализируем оптимальные возможности метода получения первично-поляризованных протонов ППП, основанного на выделении метастабилей водорода с заданной проекцией спина связанного протона на фиксированное направление путем селективного гашения в электромагнитном поле компонент сверхтонкой структуры метастабиль с последующей их ионизацией в газовой мишени. (захват метастабилем электрона для поляризованного H_2^- , и потеря в случае H_2^+)
Даже, если не осуществлять свч переходов $F=1, m_F=0 \rightarrow F=0, m_F=0$ по такой схеме получается $\sim 50\%$ поляризация пучка.

Впервые на возможность получения поляризованных протонов, используя метастабиль, указали Лэмб (1) и Завойский (2)

В последнее время (1967 год) вследствие решения проблемы эффективной ионизации метастабилей и совершенно очевидных преимуществ такого варианта ИПЧ для тандемов и линейных ускорителей в ряде лабораторий уже закончены разработки.

Можно думать, что реализация этого варианта ИПЧ с внешней инжекцией в СЦ представляется предпочтительной по сравнению с другими вариантами, так как при конструктивной простоте одновременно разрешается и проблема автоматического задания нужного режима работы ускорителя. (Род частиц, интенсивность, конечная энергия, поляризация пучка, причем поляризация варьируется в пределе от $-I$ до $+I$ и заранее известна).

П. КЛАССИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПЕРВИЧНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Эти методы используют сепарирующие свойства многополюсных магнитов, которые фокусируют или дефокусируют частицу в зависимости от знака магнитного момента.

Действительно, в магнитном поле на атом действует сила

$$\vec{F} = \frac{\partial(\Delta W)}{\partial B} \cdot \frac{\partial B}{\partial \vec{r}} \quad (\text{ П.1})$$

где $-\frac{\partial(\Delta W)}{\partial B} = \mu_{\text{эфф}}$ - эффективный магнитный момент атома, ΔW - прирост энергии, обусловленный эффектом Зеемана. Рассмотрим для примера шестипольную линзу, у которой

$$B = B_0 \left(\frac{z}{a} \right)^2 \quad (\text{ П.2})$$

Тогда сила, действующая на атом, находящийся с $\mu_{\text{эфф}}$ на расстоянии z от оси линзы будет:

$$\vec{F} = \frac{2B_0}{a} z \vec{r} \quad (\text{ П.3})$$

Откуда сразу видно, что линза эффективно будет пропускать только атомы с отрицательным эффективным магнитным моментом (рис. 2)

Используя сочетания сильного магнитного поля со слабым или сильного магнитного поля и свч-переходов, можно отобрать атомы, находящиеся в одном состоянии сверхтонкой структуры. Связанные протоны в таком пучке имеют фиксированное значение проекции спина на магнитное поле m_I . Ионизация атомного пучка осуществляется электронами.

Установка, реализующая эти идеи, содержит следующие принципиальные узлы:

1. Диссоциатор (источник атомов);
2. коллиматоры (сопло Лавалья с диафрагмами - формируют входящую аппаратуру атомного пучка);
3. многополюсный магнит (разделяет атомный пучок по состояниям сверхтонкой структуры);
4. радиочастотные переходы (свч) или слабое магнитное поле (для получения фиксированного m_I);
5. ионизатор ;
6. система вакуумной откачки.

Мы не будем детально рассматривать принципиальные стороны подобного рода источников. Эти конструкции хорошо отработаны и известны, так как по такой схеме ведется большинство разработок ИПЧ.

В таблице I можно найти основные характеристики некоторых завершенных источников. Отметим, что наибольшая интенсивность частиц из ИПЧ получена Бертеем и др.^{/5/} Ток после ионизатора составил 2,5 мкА. Слабоспицкий и др. в ~~Хабаровском~~ ^{Харьковском} физико-техническом институте получили $J_{p,a} = 1,2$ мкА.

Развитие ИПЧ связано с повышением интенсивности пучка и решением проблемы инжекции в ускоритель. Основные пути по повышению интенсивности классических ИПЧ является следующее:

1. получение оптимальных параметров струи атомного пучка из диссоциатора;
2. укорочение длины магнитов за счет использования больших градиентов;
3. увеличение эффективности ионизаторов.

Теоретические оценки показывают, что пределом интенсивности поляризованного пучка из ИПЧ по такой схеме можно считать ток около 10 мкА.

Таблица I. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

ИНСТИТУТ	Диссоциатор		малыш		отдел - раз. или сост. атом. ядра	Радио-изотопы - переи. ядра	иттин-суб-косты атомн. ядра (1/сек)	ионизатор		ток ионов	поляризац. часть	Ускорители
	Акселератор газа (МэВ) (см ² /сек)	тип	число поно-сов	Длина (см)				тип	маг. поле			
1. ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (Г. ХРАБЬКОВ, СССР)			4					е ⁻ соосно с атомн. пучком		2 · 10 ⁻³ 1,2 МА		мандрель
2. ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ (Г. МОСКВА, СССР)												
3. ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ (Г. ДУБНА)	2	2	6		1	га	10 ¹⁴	соосно с атомн. пучком	2 кэ	2,7 · 10 ⁻³		цикло-трион
4. ЦЕРН (Г. ЖЕНЕВА)	5	20	4	7	1	нет	2 · 10 ¹⁶	е ⁻ пучок	18 кэ	10 ⁻³ (4,4 МэВ)		цикло-трион
5. (САКЛЭ, ФРАНЦИЯ)	6-9	20	6	0,3	1	га	~ 10 ¹⁷	инверс. магнит. рот.	13 кэ	~ 10 ⁻³ 2,5 МА 30 МА (20 МэВ)		цикло-трион
6. РЕЗЕРФОРДОВСКАЯ ЛАБОРАТОРИЯ (ХИЛТОН, АНГЛИЯ)	0,25	20	6	0,4	2	нет	5 · 10 ¹⁵		3-20 кэ	~ 10 ⁻³		линейный 50 МэВ
7. БИРМИНГЭМСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ (АНГЛИЯ)	0,2	15	6	0,4	3	га	~ 10 ¹⁶	соосно с атомн. пучком	600 э	6 · 10 ⁻⁴		цикло-трион

III. ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ЛЭМБОВСКОГО СДВИГА

Другой путь получения первично-поляризованных частиц, отличный от указанного, заключается в селективном гашении быстрых метастабилей электромагнитным полем с последующей ионизацией в газовой мишени. Рассмотрим кратко теорию метода.

Взаимодействие атома с внешним магнитным полем описывается возмущающим членом

$$H' = \mu_0 (\vec{L} \vec{B} + 2 \vec{J} \vec{B}) \quad (\text{III.1})$$

$\mu_0 = 0,927 \cdot 10^{-20}$ эрг/гаусс магнитный момент электрона

$$\vec{L} = \frac{1}{\hbar} [\vec{v} \times \vec{r}] \quad - \text{орбитальный момент}$$

\vec{J} - спиновый момент электрона.

Решение уравнения Шредингера, соответствующее этому гамильтониану хорошо известно

для уровней $2S_{1/2}$, $W(B) = W_0 (2S_{1/2}) + 2\mu_0 m_J B$;

$$2P_{1/2}, 2P_{3/2}, W(B) = \frac{W_+ + W_-}{2} + \mu_0 B m_J \pm \frac{1}{2} \sqrt{(W_+ - W_-)^2 + \frac{4}{3} \mu_0 B (W_+ - W_-) + \frac{4}{3} \mu_0^2 B^2}$$

Если энергию измерить в $\frac{2}{3} (W_+ + W_-)$ ($W_+ + W_-$) $\chi = 7300$ Мгц/сек (III.2)

принимая за начало отчета $\frac{1}{3} (2W_+ + W_-)$, магнитное поле в единицах

$$\chi = \frac{3}{2} \frac{\mu_0 B}{W_+ - W_-}; \quad \chi = 1 \text{ н/м } B = 5214 \text{ гаусс,}$$

$$m_0 \quad W = \frac{2}{3} (W_+ + W_-) y + \frac{1}{3} (2W_+ - W_-)$$

$$y = -\frac{1}{4} + m_J \chi \pm \frac{1}{2} \sqrt{\chi^2 + 2m_J \chi + \frac{3}{4}}, \quad m_J = \pm \frac{1}{2} \text{ для } 2P_{1/2};$$

$$\text{для } 2S_{1/2} \quad m_J = \pm \frac{1}{2}, \quad y = y_0 \cdot 1 \pm \chi.$$

$$y_0 = L = 1057,77 \text{ Мгц}$$

В этих единицах найдем $\omega = \frac{W_{2S\frac{1}{2}} - W_{2P\frac{1}{2}}}{\hbar}$

соответствующую энергию перехода $2S\frac{1}{2} \rightarrow 2P\frac{1}{2}$.

$$\omega = J_0 - \frac{3}{4} + \frac{1}{2}x \pm \frac{1}{2}\sqrt{x^2 + 2m_j x + \frac{3}{4}}$$

Матричный элемент перехода $2S\frac{1}{2} \rightarrow 2P\frac{1}{2} \rightarrow 1S\frac{1}{2}$ определяется

$$V = \langle | \vec{E} \cdot \vec{z} | \rangle$$

(III.6)

Домб и Резерфорд^{/1/} в условиях малого возмущения нашли, что время жизни для $2S\frac{1}{2} \rightarrow 2P\frac{1}{2} \rightarrow 1S\frac{1}{2}$

$$\tau_{2S} = \tau_{2P} \cdot \frac{\hbar^2 [\omega^2 + \frac{1}{4}F^2]}{V^2} \quad (III.7)$$

Вопределяется (III.6) ω - (III.5) $\Gamma = 99$ мр/сек. Мц.

$\omega = 0$ при $B = 575$. В этом случае осуществляется

(рис. 2). Интерференция $2S\frac{1}{2}$ и $2P\frac{1}{2}$ уровней в электрическом поле желает возможным быстрый переход $2S\frac{1}{2} \rightarrow 2P\frac{1}{2} \rightarrow 1S\frac{1}{2}$ со временем жизни $\tau_{2S} \approx \tau_{2P} \approx 1,595 \cdot 10^{-9}$ сек.

при $B = 575$ гаусс и $E = 100$ в/см

Подуровни 3 и 4 состояния $2S\frac{1}{2}$ полностью высвечиваются с испусканием кванта в далекой ультрафиолетовой области с

$\lambda = 1216$ нм . В то же время компоненты 1 и 2 ($2S\frac{1}{2}$) имеют время жизни в 1840 раз большее ($\tau = 3 \cdot 10^{-6}$ сек) и при скорости $v = 10^7$ см/сек. могут пройти еще расстояние $l = v\tau = 0,3$ м

На рис. 2, взятом из работы / 4 / видна зависимость времени жизни от магнитного поля при 15 в/см

Погасив компоненты 3 и 4 осуществляется отбор пучка с заданным m_J . Такой пучок на 100% поляризован по электронному спину, но поляризация по спину протона равна нулю в сильном магнитном поле. ($B \gg \frac{\Delta W}{\hbar \omega}$) Если адиабатически перевести такой пучок в слабое магнитное поле и затем $B \rightarrow 0$ то получим 50% поляризованный пучок. В самом деле спиновые волновые функции соответствующие поведению компонента сверхтонкой структуры в магнитном поле есть следующие /6/

$$\begin{aligned} \psi_{1,1} &= X_{+\frac{1}{2}}^p X_{+\frac{1}{2}}^e \\ \psi_{1,0} &= \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}} \cdot X_{+\frac{1}{2}}^p \cdot X_{-\frac{1}{2}}^e + \sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}} \cdot X_{-\frac{1}{2}}^p \cdot X_{+\frac{1}{2}}^e \\ \psi_{1,-1} &= X_{-\frac{1}{2}}^p \cdot X_{-\frac{1}{2}}^e \\ \psi_{0,0} &= \sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}} \cdot X_{+\frac{1}{2}}^p \cdot X_{-\frac{1}{2}}^e - \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}} \cdot X_{-\frac{1}{2}}^p \cdot X_{+\frac{1}{2}}^e \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

При нулевом поле $\epsilon = 0$ и

$$\begin{aligned} \psi_{1,1} &= X_{+\frac{1}{2}}^p X_{+\frac{1}{2}}^e \\ \psi_{1,0} &= \sqrt{\frac{1}{2}} X_{+\frac{1}{2}}^p X_{-\frac{1}{2}}^e + \sqrt{\frac{1}{2}} X_{-\frac{1}{2}}^p X_{+\frac{1}{2}}^e \\ \psi_{1,-1} &= X_{-\frac{1}{2}}^p \cdot X_{-\frac{1}{2}}^e \\ \psi_{0,0} &= \sqrt{\frac{1}{2}} X_{+\frac{1}{2}}^p X_{-\frac{1}{2}}^e - \sqrt{\frac{1}{2}} X_{-\frac{1}{2}}^p X_{+\frac{1}{2}}^e \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

Отсюда видно, что

$$P_I'' = \langle \vec{b}_I \rangle = 0,5 \quad \text{при } B = 0$$

при нуле $P_I \approx 0$ при $B \gg \frac{\Delta W}{\hbar \omega}$. При этом считается, что компоненты с $F=1, m_F=-1$ и $F=0, m_F=0$ погашены.

Такая простая принципиальная схема получения поляризованного пучка долго не могла стать реальностью. Трудность заключалась в проблемах получения интенсивного пучка метостабилей и эффективного ионизатора.

Еще Маданский и Оуэн /7/, изучая процесс $H_1^+ \rightarrow H_1^0(2S\frac{1}{2})$ в проточной водородной мишени, нашли что $\sigma \approx 10^{-17} \text{ см}^2$ при $E = 10 \text{ кэВ}$, но они указали, что возможно в парах C_2 сечение $\sigma(H_1^+ \rightarrow H_1^0(2S\frac{1}{2}))$ будет очень большим.

В работах Донали, Дрейка /8/, и др. было показано, что $\sigma(H_1^+ \xrightarrow{C_2} H_1^0(2S\frac{1}{2})) \approx 10^{-15} \text{ см}^2$,

что позволяет получать очень интенсивные пучки $H_1^0(2s)$ (25)

Ограничение интенсивности возникает из-за пространственной заряды в пучке и ионного отсоса. Эти проблемы будут рассмотрены в разделах III и IV.

Ионизация метастабилей $H_1^0(2S)$

в слабом магнитном поле дает возможность получить поляризованные частицы. Донали /8/ и др. показали, что процесс $H(2s) \rightarrow H_1^-$ (3) идет эффективно в A_2 при этом

$$\frac{\sigma(H(2s\frac{1}{2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-)}{\sigma(H(1s\frac{1}{2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-)} = \begin{cases} 100 \text{ при } E \approx 0,7 \text{ кэВ} \\ 1 \text{ при } E \approx 2 \text{ кэВ} \end{cases}$$

(III.10)

Сечение $\sigma(H(2s\frac{1}{2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-)$ при $0,7 \text{ кэВ}$ равно 10^{-15} см^2 очень велико (рис. 24). Авторы объясняют это резонансным характером процесса.

Исследование процесса $H(2s\frac{1}{2}) \rightarrow H_1^+$ еще не проводилось. Несмотря на экспериментальные трудности в поисках подходящего вещества для перезарядки, можно уже сейчас указать

что, возможно, это будут электроотрицательные газы.

Эта работа будет обсуждаться в разделе VI.

Следует отметить, что существуют принципиальные трудности этого метода получения первично-поляризованных частиц по схеме $H_1^+ \xrightarrow{Cs} H(2S_{1/2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-$. Они связаны со следующими причинами:

1. Поскольку оптимальная энергия для перезарядки $H(2S_{1/2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-$
 $E \approx 0,5 + 0,7$ кэВ, то трудно вытянуть из ионного источника пучок с удовлетворительной *апертурой* и током $50 + 100$ мкА

2. Если ток пучка велик, *т.е. 100 мкА*, необходимо учитывать электрическое поле в пучке, т.е. оно вызывает гашение метастабилей.

3. В процессе перезарядки $H_1^+ \xrightarrow{Cs} H(2S_{1/2})$ образуются *медленные* ионы Cs^+ , которые образуют пространственный заряд. При больших токах заряд существенен.

Все эти трудности накладывают принципиальные ограничения на предельную интенсивность пучка поляризованных частиц. В ~~следующих~~ *ниже* разделах обсуждается один из возможных путей устранения причины 3 и частично 2. Что касается "1", то для получения поляризованных H_1^- это условие основополагающее. В случае получения поляризованных H_1^+ методом перезарядки условие "1" и связанное с ним ограничение на ток отпадают.

IV. ОПТИМАЛЬНЫЕ МИШЕНИ ДЛЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ

I. Сравнительный анализ различного рода мишеней.

I. Методика получения пучка быстрых метастабильных атомов водорода с большим коэффициентом преобразования $H,^+ \rightarrow H(2S\frac{1}{2})$ накладывает ряд требований на перезарядную мишень.

1. Большая вероятность подхвата электрона.
2. Резкая пространственная локализация мишени.
3. Отсутствие каскадных процессов (однократная перезарядка)
4. Большой падающий ток.

Эти критерии в достаточной степени удовлетворяются при использовании для перезарядки сверхзвуковой струи т.к. плёнки ($t \approx 5$ мкг/см²) не удовлетворяет условию 3 и условию 4

Если сечение перезарядки на органике или металлах (большое рассеяние) $\sigma \approx 10^{-17}$ см.², то вероятность перезарядки на падающий протон $w = \sigma t$; $t = 6 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{см}^2}, \gg 1$ т.е. заведомо будут многократные процессы, что будет снижать величину оптимального коэффициента перезарядки.

В интервале энергий 20 +: 50 кэВ, повидимому, эффективнее использовать органические пленки, т.к. сечение падает,

t достаточно велика, поэтому $w \sim 1$

В случае проточной газовой мишени трудности заключаются в поддержании хорошего вакуума $10^{-5} + 10^{-6}$ торр вне камеры перезарядки и выполнении условия 2 и 4.

Кроме того использование ^{ценных газов} ~~данных~~ частиц и паров щелочных металлов исключено из-за полной утери в первом случае и воспламенения во втором.

Полностью удовлетворяет всем критериям мишень в виде сверхзвуковой струи. Кроме того сверхзвуковая струя позволяет использовать очень широкие пучки ^{на входе} мишени. Это дает возможность получать большую интенсивность метастабилей.

2. Расчет сверхзвуковой струи.

Для наших целей достаточно использовать изоэнтропическое истечение в вакуум ~~из~~ из сопла Лавала газовой струи, конденсирующейся на охлаждаемой поверхности. (Жидкие азот, гелий, водород). Все параметры газовой струи при заданной геометрии сопла определяются числом Маха M . В заданном направлении M определяется отношением скорости струи к скорости звука (скорости распространения возмущений),

$$M = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2}} \quad (II)$$

$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ - отношение удельных теплоемкостей

$$a = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} = \sqrt{\gamma R T}$$

a - скорость звука (IV.I)

λ - отношение скорости струи в сверхзвуковом потке к скорости газа в критическом сечении сопла Лавала.

Угол отклонения выражается формулой:

$$\Theta = \arctg \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \cdot \sqrt{\frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \lambda^2}{\lambda^2 - 1}} + \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \arctg \sqrt{\frac{\lambda^2 - 1}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \lambda^2}} - \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}$$

(IV.2)

Исходя из заданной оптимальной плотности ^{струи} для $H_1^+ \rightarrow H(2S_{1/2})$ струи и её поперечного размера $\rho \approx 10^{15}$ мол/см.³ можно определить для ^{заданных} разных сечений сопла все параметры струи по формулам.

Проще однако использовать газодинамические таблицы /4/ / Ферри/

Таблица II. Параметры сверхзвуковой струи

Род газа	γ	λ_{max}	λ	M	Θ°	T_K°	S_0/S_K	$P_{0горр}$
			1,7	2,8	54	83	2,6	1,9
Одноатомный			1,8	3,6	44	57	4,4	3,4
пары CS_2 , Ar }	$\frac{5}{2}$	$\sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}$	1,9	5,2	31	28	11,1	9,4
			1,95	5,5	20	15	25,2	2,4

Θ - предельный угол, на который может отклониться струя. Длина перезарядки мишени будет определяться на *полувысоте* h струи.

$$l = (S_0 + h \sin \frac{\Theta}{2}) \quad (IV.3)$$

где S_0 - диаметр выходного сопла

а толщина мишени

$$t = \rho^* l = \rho_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\gamma+1}} (S_0 + h \sin \frac{\Theta}{2}) \quad (IV.4)$$

Из формулы (IV.4) видно, что толщина мишени при заданной

$\rho^* \approx 10^{15} \text{ г/см}^3$ определяется углом отклонения струи.

Для реально достижимых чисел Маха $M \approx 10$ этот угол составляет $\Theta \sim 10^0$. Если расстояние до оси пучка

$h = 50 \text{ мм}$, то $t \approx 10^{15.4} \text{ г/см}^2$. Использование трех соосных сопел вместо одного и охлаждение газа до истечения позволяют локализовать струю и существенно уменьшить угол отклонения.

4. ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ

Для создания сверхзвуковой струи с оптимальными параметрами необходимо разрешить технические трудности, связанные с:

1. откачкой больших потоков газа;
2. пространственной локализацией струи.

Откачка потоков $q \approx 10^{19}$ ч/см.² сек требует вакуумных агрегатов производительностью более 8000 л/сек. Поэтому газовые струи, как правило, улавливаются конденсационными насосами производительностью 10 л/см.² поверхности конденсатора. Поверхность конденсатора охлаждается жидкими N_2 или He . Неизозэнтропические потоки газовой струи устраняются охлаждаемыми боковыми поверхностями и насадками на сопло. Эти меры позволяют резко локализовать струю в пространстве. Что касается предельной тепловой нагрузки на конденсатор $10^{-2} + 10^{-3}$ Вт/см.² сек, то как показано в работе /10/ этот предел конструктивным решением можно увеличить почти на два порядка.

Техника сверхзвуковых струй, имеющих $\rho \approx 10^{-7}$ г/см.³ достаточно хорошо отработана и в ряде работ описаны разработанные конструкции.

Л.С. Золин и др. /10/ получили импульсную сверхзвуковую струю в вакууме с помощью трех соосных сопел. Авторы показали, что предварительное охлаждение газа до температуры жидкого азота приводит к увеличению плотности струи на порядок.

Параметры струи водорода на расстоянии 300 мм от сопла: плотность в центре струи 10^{-7} г/см.^3 , ширина на высоте 1 см., угол отклонения струи не сообщается.

Улавливание струи осуществлялось с помощью гелиевого конденсационного насоса. Только $0,6\% \pm 2\%$ не попадало на конденсатор.

Ф.И. Бусол и др. /10/ показали, что, используя боковые охлаждающие поверхности и насадки на сопло, можно довести вакуум в камере до $10^{-5} \pm 10^{-6}$ торр с хорошей пространственной локализацией струи.

Е.С. Боровик /10/ и др. создавали сверхзвуковую струю в вакууме. Струя имела расходимость 40° , на расстоянии 130 мм от сопла газ попадал на конденсатор, охлаждаемый жидким азотом. Давление в камере сохранялось на уровне 10^{-5} тор. Плотность струи на выходе $1,24 \cdot 10^{15}$ мол/см.³ или $3 \cdot 10^{-8}$ г/см.³.

Те же авторы в работе /10/ исследовали сверхзвуковую струю водорода в качестве мишени для перезарядки ионов. Показано, что для достижения той же толщины при охлаждении до 78°K и 20°K необходимы потоки в три и шесть раз меньше, чем при 300° . Использование охлаждаемых камер истечения позволяет получить плотность в водородной мишени до 10^{17} /см.³ и достичь перепадов плотности на границе струя-вакуум на шесть семь порядков величины (т.к. $q \sim T^{-\frac{1}{2}}$)

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СТРУЙНЫХ МИШЕНЕЙ

Если использовать для перезарядки $H_1^+ \rightarrow H(25 \frac{1}{2})$ и $H(25 \frac{1}{2}) \rightarrow H_1^-$ цезиевую и аргоновые струи, помещенные в единый вакуумный кожух, то существенно сокращается в (5-10 раз) расстояние между мишенями, что ^{важно} возможно с точки зрения повышения интенсивности и габаритов источника. При оптимальной толщине мишеней $\rho^* 10^{15}$ ат/см.³ $l = 1-2$ см, $t = 2 \cdot 10^{15}$ ат/см.², энергии падающего пучка $E_{H_1^+} 500$ эв, ~~10 мтч см и 27 мтч см для аргон.~~ мишени. авторы ^{/4/} получили 2% эффективность суммарной перезарядки. Однако проводимость пучка через установки была невысока, т.к. использовались проточные мишени: цезиевая длиной 15 см и аргоновая 13 см. Расстояние между мишенями ~ 80 см. Предлагаемая конструкция из двух сверхзвуковых струй (рис.3) дает возможность резко сократить в (5-7 раз) длину этой части за счет локализации мишени, пропускная интенсивность увеличивается за счет больших допустимых углов расходимости и больших опертур () по меньшей мере на порядок. Ионный отсос автоматически обеспечивается со скоростью $v \approx 10^5$ см/сек.

У. ОПТИМАЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ

Время пребывания атомов водорода в метастабильном $2S_{1/2}$ состоянии зависит от значения электрического поля, действующего на атом /I/:

$$\tau_{2s} \approx \tau_{2p} \cdot \left(\frac{4,75 \cdot 10^4}{E} \right)^2. \quad \tau_{2p} = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Поэтому при перезарядках больших протонных токов на выход атомов в $2S_{1/2}$ состоянии существенное влияние оказывает поле, создаваемое пучком.

$$J_{2s} = J_p \cdot w \cdot e^{-t/\tau_{2s}} \quad (\text{У.1})$$

где J_{2s} - интенсивность потока $2S_{1/2}$ атомов

J_p - протонный ток

w - вероятность перезарядки протонов в $2S_{1/2}$ состояние

t - время действия поля на ~~$2S_{1/2}$~~ атомы ~~в $2S_{1/2}$ состоянии~~

где $\left(\frac{4,75 \cdot 10^4}{E} \right)^2$

Если считать плотность тока протонов одинаковой по сечению, то напряжённость поля на границе цилиндрического пучка /II/:

$$E = \frac{J_p}{2\sqrt{2} \pi \cdot \epsilon \cdot \rho_{1/2} \cdot U_{1/2} \cdot z} \quad (\text{У.2})$$

где: $\rho = \frac{e}{m_p} = 10^8 \frac{\text{Кул}}{\text{Кг}}$

U - ускоряющий потенциал;

z - радиус пучка

Поскольку поле пучка линейно падает к центру пучка, среднее значение поля, воздействующее на $2S_{1/2}$ атомы, будет выражаться:

$$E = k z; \quad E_{\text{эфф}} = \frac{E}{\sqrt{3}};$$

$$E_{\text{эфф}} = \frac{J_p}{2\sqrt{6} \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot \rho_{1/2} \cdot U_{1/2} \cdot z} \quad (\text{У.3})$$

Отсюда:

$$J_{2S} = J_p \cdot W \cdot \ell \frac{-t J_p^2}{c_{2p} \cdot (4.75 \cdot 10^4)^2 \cdot (2 \cdot \sqrt{6} \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot \rho^{\frac{1}{2}} \cdot v^{\frac{1}{2}} z)^2} \quad (Y.4)$$

При малых J_p выход J_{2S} растёт линейно при увеличении J_p . При больших J_p на значение J_{2S} влияет экспоненциальный член и величина J_{2S} падает. Максимальный выход $2S\frac{1}{2}$ атомов будет при $\frac{\partial J_{2S}}{\partial J_p} = 0$

Дифференцируя выражение (Y.4) по J_p , получим:

$$J_{p \max} = \frac{2\sqrt{6} \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot \rho^{\frac{1}{2}} \cdot v^{\frac{1}{2}} \cdot z}{\sqrt{2} \cdot t} \quad (Y.5)$$

$t = \frac{\ell}{v}$, ℓ - длина пути, на котором поле пучка воздействует на $2S\frac{1}{2}$ атомы, v - скорость протонов. Подставляя значение t в (Y.5), получим:

$$J_{p \max} = 2\pi \sqrt{3} \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{c_{2p} (4.75 \cdot 10^4)^2}{\ell}} \cdot \epsilon \cdot z \cdot \rho^{\frac{3}{4}} \cdot v^{\frac{3}{4}} \quad (Y.6)$$

Считая ускоряющий потенциал U 1 кВ, радиус пучка 3 мм., $\ell = 4$ см., получим $J_{p \max} \approx 500$ мка.

Токи порядка 500 мка можно получить, вытягивая протоны из плазмы напряжением 15 + 20 кВ, далее тормозить их до энергии 1 кэВ [13]

Для того, чтобы рассеяние пучка нейтральных атомов после выхода из перезарядной камеры было минимальным, необходимо поместить её в то место протонного пучка, где он ~~охлаждается~~ ^{сходится} вблизи точки перегиба, где протоны движутся параллельно оси пучка (рис. I). Оценим возможности транспортировки нейтральных атомов во вторую перезарядную камеру.

В области перегиба радиус пучка меняется мало, поэтому уравнение 9.8 в [11] можно интегрировать, считая z постоянным:

$$z' = \int_0^z \frac{J_p dz}{4\sqrt{2} \pi \epsilon \cdot \rho^{\frac{1}{2}} \cdot v^{\frac{1}{2}} \cdot z} + C$$

при $z = 0, z' = 0, c = 0$ - начало координат в ^{точке} пучке перегиба

$$z' = \frac{J_D z}{4\sqrt{2} \pi \varepsilon \cdot r^{\frac{1}{2}} \cdot v^{\frac{1}{2}} \cdot z} \quad (У.6)$$

Если считать, что расстояние от I-ой перезарядной камеры до 2-ой равно 10 см, диаметр входного отверстия 2-ой мишени, как и ^{b1} входного ^{2-й мишени} равен 6 мм., то все нейтральные частицы войдут во вторую мишень, если не учитывать угловое рассеяние при перезарядке (~~рис.~~) при ~~0,06~~.

Подставляя значение $z'' = -0,06$ в (У.6) находим, что такая область перезарядки простирается от $z = 0$ до $z = -8$ мм. Так как длина на полувисоте сверхзвуковой струи, которая является перезарядной мишенью, равна около 1 см, потери атомов на транспортировку будут малы.

VI. К ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ ИЗ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ $H(2S_{1/2})$

Если для получения поляризованных H_1^- из $H(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^-$ было установлено, что подходящим перезарядочным газом является Ar , то для процесса $H(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+$ пока нет никаких рекомендаций. При этом условия для получения H_1^+ из поляризованных $H(2S_{1/2})$ остаются прежними, т.е. необходимо, чтобы отношение сечений перезарядки

$$\frac{\sigma(H(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma(H(1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} \gg 1,$$

чтобы

обеспечить достаточную степень поляризации пучка выходящего из мишени.

Считая по Бору / 12 /, что сечения потери электрона

$$\sigma \approx \frac{1}{4v^2} (z^2 + z) \cdot \frac{1}{I} \quad (\text{VI.1})$$

где I - энергия, необходимая для отрыва электрона

v - скорость частицы

z - заряд мишени

находим, что отношение сечений потери электрона из состояния в одной и той же мишени и при одинаковой скорости

$$\frac{\sigma(H(2s_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma(H(1s_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} \approx \frac{I_{1s}}{I_{2s}} \quad (\text{VI.2})$$

Кроме того, ясно, что сечения $\sigma(H(2s_{1/2}) \rightarrow H_1^+)$ и

$\sigma(H(1s_{1/2}) \rightarrow H_1^+)$ имеют максимум при различных толщинах,

а именно оптимальная толщина $t_{1s \rightarrow H_1^+}$ приблизительно

на порядок меньше $t_{2s \rightarrow H_1^+}$

Следовательно, используя C_3 струю для перезарядки

$H(2s_{1/2}) \xrightarrow{C_3} H_1^+$ можно надеяться при энергиях $E_{H_1^+} \approx 4-5$ кэВ получить

$$\frac{\sigma(H(2s_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma(H(1s_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} > 1 \quad (\text{VI.3})$$

Деполаризация при перезарядке поляризованных $H(2s_{1/2}) \rightarrow H_1^+$ существенна. Однако, ясно, что помещая эту струю в ориентирующее поле можно сохранить величину ядерной поляризации / 14 /.

Необходимо указать, что если интенсивность нейтралов после первой перезарядки существенно больше интенсивности метастабилей, тогда эта простая схема непригодна, т.к. поляризация пучка H_1^+ в этом случае $P \rightarrow 0$. Тогда можно предполагать, что для этой цели подойдут электроотрицательные газы.

В системе, связанной с этим атомом потеря метастабилей электрона, рассматривается как захват электрона.

Используя адиабатическую гипотезу Мессе /13/, по которой $\sigma \sim \sigma_0 e^{-\frac{\kappa \Delta E}{\hbar v}}$ можно оценить отношение сечений (VI.4)

где κ - эффективное расстояние взаимодействия ΔE - дефект резонанса

v - относительная скорость

В таблице приведены энергии, необходимые для отрыва электрона от отрицательного иона.

Род газа	H	O	ce
Электронное сродство эВ	0,75	2,2	3,8

Поскольку потенциал ионизации $2S_{1/2}$ состояния $I_{2S} \approx 3,2$ эВ, то дефект энергии в (VI.4) для ионизации $H(2S_{1/2})$ будет определяться как $\Delta E = I_{2S} - w$ где w - электронное сродство. Оценки показывают, что если σ_0 одно и то же для атомов водорода в $1S_{1/2}$ и $2S_{1/2}$ состояниях, то

$$\frac{\sigma(H(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma(H(1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} \approx \left(\frac{\Delta E}{\Delta E_0} - 1\right) \left(1 - \frac{\kappa \Delta E}{\hbar v}\right) \quad (VI.5)$$

при одной и той же скорости для ce оценки дают, что

$$\frac{\sigma(H(2S_{1/2}) \xrightarrow{ce} H_1^+)}{\sigma(H(1S_{1/2}) \xrightarrow{ce} H_1^+)} = 40$$

При использовании первой схемы: $H_1^+ \xrightarrow{ce} H(2S_{1/2})$ и затем

$H(2S_{1/2}) \xrightarrow{ce} H_1^+$ то следует выбрать толщину мишени для

первой перезарядки $t \approx 10^{14}$ атом/см² (оптимальная $t \approx 5 \cdot 10^{14}$ атом/см²)

а так как оптимальная толщина для $H_1^+ \rightarrow H(1S)$ реализуется при

$t \approx 10^{16}$ ст/см², то можно получить

$\frac{N(H(2S\frac{1}{2}))}{N(H(1S\frac{1}{2}))} \approx 3$ после первой мишени, энергию $E_{H,1^+}$, также

надо подобрать чтобы это отношение было оптимальным. Повидимому $E_{H,1^+} \approx 3 + 4$ кэв. Доказано было ^{что} сечение

$\sigma(H,1^+ \xrightarrow{CS} H(2S\frac{1}{2}))$ мало меняется в интервале энергий

$0,5 + 4$ кэв, и эффективность этого процесса может достигать

~~21~~%. Суммарную эффективность $H,1^+ \xrightarrow{CS} H(2S\frac{1}{2}) \xrightarrow{CS} H,1^+$

следует ожидать в районе нескольких процентов.

Поэтому, если вытянуть из источника при $U_{выт} \approx 3$ кэв ток

$I \approx 500$ мка (ограничение накладывает гашение метастабилей полем равновесного пучка после первой мишени) следует ожидать ток поляризованных протонов $5 + 10$ мка.

Найдем формулу для поляризации конечного пучка. Она будет определяться числом частиц, находящихся в состоянии с заданной проекцией спина на выделенное физическое направление, нормированное на полный поток. В дальнейшем мы предполагаем, что перезарядка поляризованных $H(2S\frac{1}{2}) \rightarrow H,1^+$ идет в условиях однократных соударений и нет деполяризации при зарядовом обмене /14/. Тогда интенсивность поляризованных заряженных частиц определяется интенсивностью поляризованных метастабилей и сечением $\sigma(H(2S\frac{1}{2}) \rightarrow H,1^+)$

$$N = \frac{1}{2} \cdot N_{2S} \cdot \sigma_{2S \rightarrow H,1^+} \cdot t_2 \quad (VI.6)$$

где $N_{2S} = N_{H,1^+} \cdot \sigma_{H,1^+ \rightarrow 2S} \cdot t_1 \quad (VI.7)$

$N_{H,1^+}$ - интенсивность вытянутого из ионного источника пучка протонов. $1/2$ возникает из-за гашения компонента 3,4 в электромагнитном поле. Фоковые неполяризованные протоны от двойной перезарядки $H,1^+ \rightarrow H(2S\frac{1}{2}) \rightarrow H,1^+$

и $H,1^+ \rightarrow H(1S\frac{1}{2}) \rightarrow H,1^+$ составят:

$$N_0 \approx (\frac{1}{2} N_{2S \rightarrow 1S} + N_{1S}) \cdot \sigma_{1S \rightarrow H,1^+} \cdot t_2$$

$I/2 N_{2S-1S}$ возникает от гашения $2S^{1/2}$ метастабилей в электромагнитном поле, находящихся в состояниях 3 и 4. N_{2S} определяется (VI.7), а

$$N_{1S} \approx N_{H_1^+} \cdot \sigma_{H_1^+ \rightarrow 1S} \cdot t_1 \quad (\text{VI.9})$$

Используя формулы (VI.8) - (VI.9) для поляризации протонного пучка получим следующую формулу:

$$P = \frac{P_{H(2S^{1/2})}}{1 + \frac{\sigma_{1S \rightarrow H_1^+}}{\sigma_{2S \rightarrow H_1^+}} + \frac{2 \sigma_{H_1^+ \rightarrow 1S}}{\sigma_{H_1^+ \rightarrow 2S}} \cdot \frac{\sigma_{1S \rightarrow H_1^+}}{\sigma_{2S \rightarrow H_1^+}}} \quad (\text{VI.10})$$

Смысл сечений понятен из обозначений $P_{H(2S^{1/2})}$ поляризация метастабильного пучка [14]

Для $H_1^+ \rightarrow H(2S^{1/2}) \rightarrow H_1^-$ (поляризованные) формула также верна, надо только поставить соответствующие сечения.

Оценка по формуле (VI.10) для схемы $H_1^+ \xrightarrow{CS} H(2S^{1/2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-$ при условиях эксперимента [4] дает $P_{H_1^-} \approx 0,4$ автор приводит результат $P_{H_1^-} = 0,36$, что хорошо согласуется с вычисленной величиной поляризации пучка.

В таблице II приведены основные характеристики разработанных ИПЧ по схеме $H_1^+ \xrightarrow{CS} H(2S^{1/2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-$ (поляризованные).

УП. ЗАДАНИЕ РЕЖИМА РАБОТЫ УСКОРИТЕЛЯ

Поскольку по конструктивным соображениям подобный источник должен быть вынесен из рабочей камеры ускорителя, то для циклических ускорителей требует своего технического решения проблема внешней инжекции частиц в ускоритель / 15 /.

Оставляя в стороне проблемы инжекции и захвата частиц в режим ускорения, мы укажем на некоторые возможности автоматического регулирования режимом работы ускорителя, которые позволяют реализовать такая схема источника:

Протонный режим. Получается при вакууме во всём источнике. Струи не работают. Работает ионный источник. Интенсивность регулируется изменением вытягивающего потенциала. При

$$U_{\text{выт}} = 10 \text{ кВ инжектируемый ток } I \text{ инж } \sim \text{неск. мА}$$

H_i^- режим. Работает ионный источник и цезиевая струя, при $t \approx 10^{15} + 10^{16} \text{ ат/см.}^2$ в интервале энергий падающего пучка I-5кэв, выход H_i^- - составляет 25%/9/ от интенсивности падающего пучка, так как сечение

$$\sigma (H_i^+ \xrightarrow{Cs} H_i^-) \approx 10^{-15} \text{ см.}^2$$

Интенсивность регулируется изменением вытягивающего потенциала.

d и d^- режимы, аналогичны протонному

Режим поляризованных частиц . Работает вся описанная выше схема ИПЧ. Интенсивность трудно варьируемая, так как предполагается, что уже реализованы оптимальные параметры энергии пучка, толщин струи. Величину поляризации инжектируемого пучка можно менять путем изменения мощности переходов в пределах - I + + I.

УШ. ВЫВОДЫ

1. Принципиальная эффективность метода получения поляризованных H_1^- составляет 2% по схеме $H_1^+ \rightarrow H(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^-$
2. Использование сверхзвуковых струй в качестве мишеней обеспечивает ионный отсос со скоростью $10 + 10^2$ м/сек, а также позволяет на порядок увеличить проходимость пучка через установку.
3. Оценки показывают, что получение поляризованных по схеме $H_1^+ \rightarrow H(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+$ следует ожидать с эффективностью несколько процентов по порядку.
4. Использование такого источника позволит автоматически задавать режим работы ускорителя.

Тюров
Тул

Таблица П. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Институт	Ионный источник			Цезневая мишень				
	Тип	Части- цы	Энергия ионов	Ток вы- тягива- емый	Диаметр пучка ионов	Тип	Темпера- тура	Длина Диаметр Толщина
1. Институт физики Миланского универ- ситета (г. Милан, Италия)	Ионный источник Тонемана		1 кэВ	5 мм	Проч- ная			
2. Висконсинский университет (Мадисон, США)	Дуоплазма- трон		1 кэВ 500эВ	350 600	6,3мм	Проточ- ная	180°С 15см	1,3см
3. Лос-Аламосская лаборатория Кали- форнийского университета (Лос-Аламос, США)			500эВ			Проточ- ная	200°С	

Таблица П. (продолжение)

Институт		Гашение метастабилей					Авторы,
Расстояние от мишени до гашителя.	Поле отклоняющих пластин.	Длина отклоняющих пластин.	Магнитное поле.	Длина гашающего поля.	Поле гашающего компонента.	Оставшиеся компоненты.	Ссылка.
1. Институт физики Миланского университета (г. Милан, Италия)	2500 $\frac{В}{М}$ 5	575	60мм	1500 $\frac{В}{М}$	1/2, 1/2 1/2, 1/2		
2. Висконсинский университет (г. Мадисон, США)	200мм 1500 $\frac{В}{М}$	574	50мм	1000 $\frac{В}{М}$	1/2, 1/2 1/2, 1/2		
3. Лос-Аламосская лаборатория Калифорнийского университета (Лос-Аламос, США)	400мм 350мм	575	100мм	1500 $\frac{МС}{СЕК}$	1/2, 1/2 1/2, 1/2		

Таблица II (продолжение)

Институт	Аргонная мишень			Эффектив- ность	Ток	Ускоритель	Поляр- зация
	Тип	Длина	Диаметр				
1. Институт физики Миланского универ- ситета (г. Милан, Италия)	Проточ- ная	10мм	13,6	0+50	5.10	Тандем	0,296
2. Висконсинский Университет (Мадисон, США)	Проточ- ная	276мм	4мм	$2 \cdot 10^{-3}$	2%	Тандем	0,365 0,19
3. Лос-Аламасская Лаборатория Калифорнийского Университета (Лос-Аламос, США)	Проточ- ная	350мм	20мм	575	0,25мкА	Тандем	

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Lamb and R. Retherford. *Phys. Rev* 79, 549 (1950)
 2. К.Е. Завойский *ЖЭТФ*. 32, 731 (1957)
 3. A. Cesati et al. *Energia Nucleare* 13, 12, 649 (1966)
 4. T.B. Cleagg et al. *Nucl. Instrum. and Meth* 57, 167 (1967)
 5. J.M. Dickson. *Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation v.1 p105 Amsterdam 1965.*
- Поляризация нуклонов. Атомиздат. Москва 1962
Proceedings of the 2nd International Symposium on Polarisation Phenomena of Nucleons. Karlsruhe 1965.
6. Ю.А. Плис, Л.М. Сороко, Н.А. Торопков. *ЖТФ* 69, 1137 (1967)
 7. L. Madansky and S Owen. *Phys. Rev Letters* 2, 209 (1959)
 8. B.L. Donnally et al. *Phys. Rev Lett.* 12, 502, (1964)
Phys. Rev Lett. 15, 439 (1965)
 9. C.W. Drake and R. Krotkov *Phys. Rev Lett.* 16, 8 (1966)
 10. Е.С. Боровик и др. *ЖТФ*, 37, 6, 12, 2209 (1967)
Ф.И. Бусол и др. *ЖТФ*. 34. в 12, 2156 (1964)
Л.С. Золин и др. Препринт ОИЯИ 1967
Ферри "Аэродинамика газовых течений" Москва И.Л. 1959
 11. Пирс "Теория и расчет электронных пучков" Москва ИЛ
 12. Н. Бор "Прохождение заряженных частиц через вещество" III Москва 1950.
 13. M.J. Kogoid et al. *Rev. Sci. Instr.* 36, 1415, (1965)
 14. Н.А. Торопков. Препринт ОИЯИ P-2719 (1966)
 15. Bertey et al. *Nucl Instr. and Meth.* 57, 313 (1967)

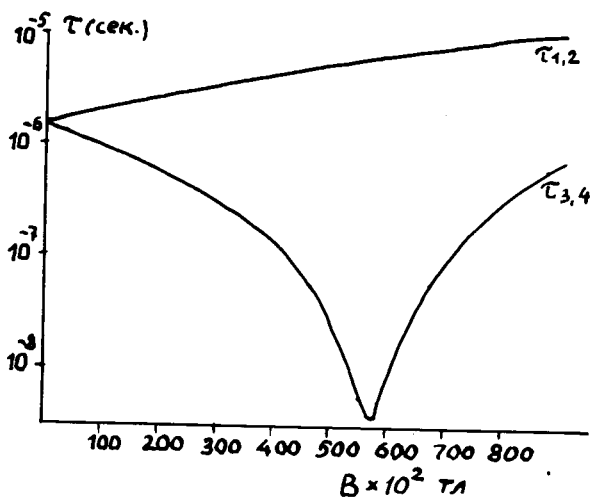
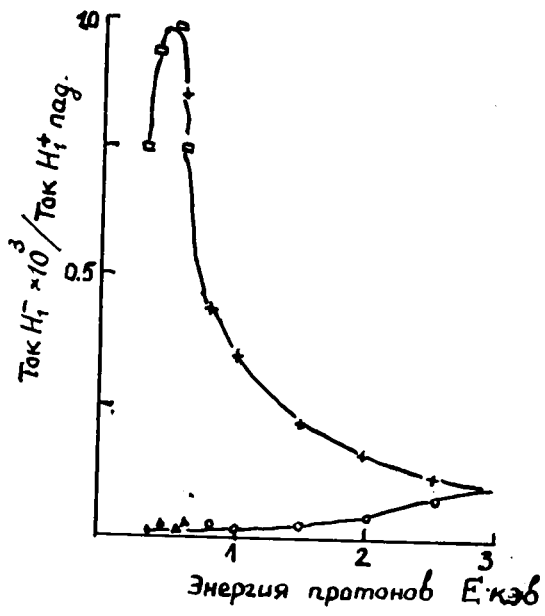
Надписи к рисункам

Рис. 1. Зависимость времени жизни компонент тонкой структуры $H_I^0(2S_{1/2})$ $m_J = 1$ (верхняя кривая) и $m_J = -1$ (нижняя кривая) от величины магнитного поля.

Рис. 2. Выход H_I^- , в зависимости от энергии падающих протонов. Мишенями являются пары Os и Ar . Кривая А показывает долю H_I^+ конвертирующихся в H_I^- для всех процессов. Кривая В показывает выход H_I^- для всех процессов, кроме $H_I^0(2S_{1/2}) \xrightarrow{Ar} H_I^-$.

Рис. 3. Схема получения H_I^+ поляризованных методом двойной перезарядки H_I^+ в сверхзвуковых струях.

Рис. 4. Зависимость поперечного сечения реакции $H^+ + Os \rightarrow H_I^0(2S_{1/2}) + Os^+$ от энергии падающих протонов.



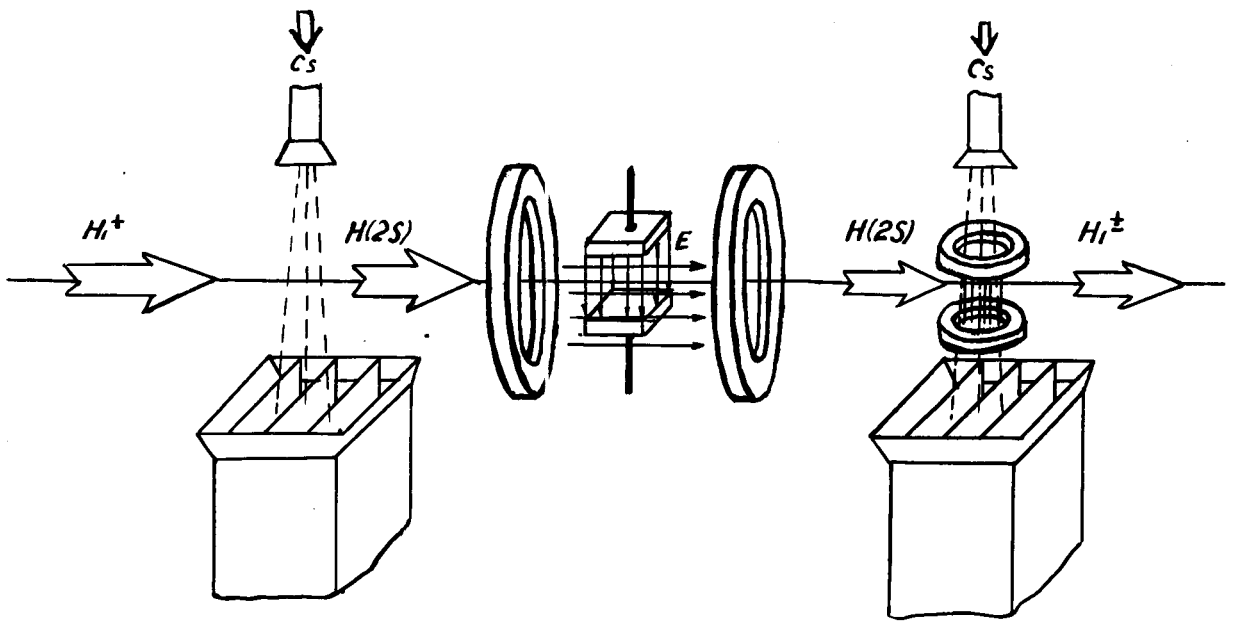


Рис.

