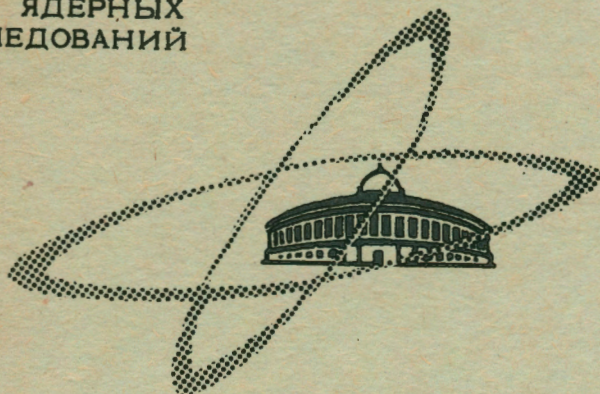


3844

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



13 - 3844

А.П.Бирюков, Н.А.Торопков

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ПОЛУЧЕНИЕ ПЕРВИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

1968

13 - 3844

А.П.Бирюков, Н.А.Торопков

ПОЛУЧЕНИЕ ПЕРВИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ДВОЙНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

В данной работе мы анализируем оптимальные возможности метода получения первично поляризованных протонов, основанного на выделении метастабилей водорода с заданной проекцией спина связанного протона на фиксированное направление путем селективного гашения в электромагнитном поле компонент сверхтонкой структуры метастабилья с последующей их ионизацией в газовой мишени (захват метастабилем электрона для поляризованного  $H_I^-$ , и потеря в случае  $H_I^+$ ). Даже если не осуществлять свч-переходов  $F=1, m_F=0 \rightarrow F=0, m_F=0$ , по такой схеме получается 50%-поляризация пучка. Впервые на возможность получения поляризованных протонов путем использования метастабилей указали Лэмб<sup>1/</sup> и Завойский<sup>2/</sup>.

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

Можно думать, что реализация этого варианта ИПЧ с внешней инжекцией 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  $-1$  до  $+1$  и заранее известна).

Рассмотрим кратко теорию метода.

Взаимодействие атома с внешним магнитным полем описывается возмущающим членом:

$$H' = \mu_0 (\vec{L} + 2\vec{J}) \cdot \vec{B}, \quad (1)$$

где  $\mu_0 = 0,927 \cdot 10^{-20}$  эрг/гаусс — магнитный момент электрона,  $\vec{L} = 1/\hbar[\vec{r} \times \vec{p}]$  — орбитальный момент,  $\vec{J}$  — спиновый момент электрона. Решение уравнения Шредингера, соответствующее этому гамильтониану, хорошо известно

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

для уровней

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

Если энергию измерять в  $2/3 \cdot (W_+ - W_-)$  ( $\approx 7300$  Мгц) (2), принимая за начало отсчета  $\frac{1}{3}(2W_+ + W_-)$ , магнитное поле в единицах

$$x = 3/2 \frac{\mu_0 B}{W_+ - W_-}, x=1 \text{ при } B = 5214 \text{ гаусс,}$$

то

$$W = 2/3 (W_+ - W_-) y + 1/3 (2W_+ + W_-);$$

$$y = -1/4 + m_J x \pm 1/2 \sqrt{x^2 + 2m_J x + 3/4}, \quad 2P_{3/2}, m_J = \pm 1/2$$

$$y = y_0 - 1 \pm x \quad 2S_{1/2}, m_J = \pm 1/2, y_0 = 1057,77 \text{ Мгц.}$$

В этих единицах найдем  $\omega = \frac{W_{2S} - W_{2P}}{\hbar}$ , соответствующую энергии перехода  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ :

$$\omega = y_0 - 3/4 + 1/2 x \pm 1/2 \sqrt{x^2 + 2m_J x + 3/4}. \quad (3)$$

Матричный элемент перехода в  $1S_{1/2}$ -состояние определяется

$$V = \langle \vec{E} \cdot \vec{r} \rangle. \quad (4)$$

Лэмб и Резерфорд /1/ в условиях малого возмущения нашли, что время жизни для  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$

$$\tau_{2S} = \tau_{2P} \frac{\pi^2 [\omega^2 + 1/4 \Gamma^2]}{\Gamma^2}. \quad (5)$$

$V$  определяется (4),  $\omega$  — (3),  $\Gamma = 99$  Мгц,  $\omega = 0$  при  $B = 575$  гаусс.

В этом случае интерференция  $2S_{1/2}$  и  $2P_{3/2}$  уровней в электрическом поле делает возможным быстрый переход  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$  со временем жизни  $\tau_{2S} = \tau_{2P} = 1,595 \cdot 10^{-9}$  сек при  $E = 100$  в/м. Подуровни

$F=1, m_F = -1$  и  $F=0, m_F = 0$   $2S_{1/2}$  состояния полностью высвечиваются с испусканием кванта в далекой ультрафиолетовой области с  $\lambda = 121,6$  нм.

В то же время компоненты 1 и 2 ( $2S_{1/2}$ ) имеют время жизни в 1840 раз больше ( $\tau \approx 3 \cdot 10^{-6}$  сек) и при скорости  $v = 10^5$  м/сек могут пройти еще расстояние  $l = v\tau = 0,3$  м.

На рис.1, взятом из работы /3/, видна зависимость времени жизни от магнитного поля при 1500 в/м.

Погасив компоненты 3 и 4, осуществляем 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. ( $B \gg \frac{\Delta W_0}{\mu_0}$ ).

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 компонент сверхтонкой структуры в магнитном поле, следующие /4/:

$$\begin{aligned} \Psi_{1,1} &= X_{+1/2}^P X_{+1/2}^0 \\ \Psi_{1,0} &= \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}} X_{+1/2}^P X_{-1/2}^0 + \sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}} X_{-1/2}^P X_{+1/2}^0 \\ \Psi_{1,-1} &= X_{-1/2}^P X_{-1/2}^0 \\ \Psi_{0,0} &= \sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}} X_{+1/2}^P X_{-1/2}^0 - \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}} X_{-1/2}^P X_{+1/2}^0 \end{aligned} \quad (6)$$

При нулевом поле  $\epsilon = 0$  и

$$P_I = \langle \sigma_I^2 \rangle = 0.5,$$

при

$$V \gg \frac{\Delta W_0}{\mu_0}, \quad P_I = 0.$$

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 метастабилей и эффективного ионизатора.

Еще Маданский и Оуэн<sup>/5/</sup>, изучая процесс  $H_1^+ \rightarrow H_1^0(2S \frac{1}{2})$  в точной водородной мишени, нашли, что  $\sigma \approx 10^{-17} \text{ см}^2$  при  $E = 10$  кэВ, но они указали, что, возможно, в парах Cs сечение  $\sigma(H_1^+ \rightarrow H_1^0(2S \frac{1}{2}))$  будет очень большим.

В работах Донали, Дрейка<sup>/6,7/</sup> было показано, что

$$\sigma(H_1^+ \xrightarrow{Cs} H_1^0(2S \frac{1}{2})) \approx 10^{-15} \text{ см}^2.$$

Это позволяет получать очень интенсивные пучки  $H_1^0(2S \frac{1}{2})$ . Ограничение интенсивности возникает из-за пространственного заряда в пучке и ионного отсоса.

Ионизация метастабилей  $H_1^0(2S \frac{1}{2})$  в слабом магнитном поле дает возможность получить поляризованные частицы. Донали и др.<sup>/8/</sup> показали, что процесс  $H_1^0(2S \frac{1}{2}) \rightarrow H_1^-$  идет эффективно в Ar, при этом

$$\frac{\sigma(H_1^0(2S \frac{1}{2}) \xrightarrow{Ar} H_1^-)}{\sigma(H_1^0(1S \frac{1}{2}) \xrightarrow{Ar} H_1^-)} = \begin{cases} 100 & \text{при } E \approx 0,7 \text{ кэВ.} \\ 1 & \text{при } E \approx 2 \text{ кэВ.} \end{cases} \quad (7)$$

Сечение  $\sigma(H_1^0(2S \frac{1}{2}) \xrightarrow{Ar} H_1^-)$  при  $E = 0,7$  кэВ (равное  $10^{-15} \text{ см}^2$ ), очень велико (рис.2). Авторы объясняют это резонансным характером процесса.

Исследование процесса  $H_1^0(2S \frac{1}{2}) \rightarrow H_1^+$  еще не проводилось.

Несмотря на экспериментальные трудности в поисках подходящего вещества для перезарядки, можно уже сейчас сказать, что, возможно, это будут электроотрицательные газы.

Следует отметить, что существуют принципиальные трудности метода получения первично поляризованных частиц по схеме  $H_1^+ \xrightarrow{Cs} H_1^0(2S \frac{1}{2}) \xrightarrow{Ar} H_1^-$ . Они связаны со следующими причинами:

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

2. Если ток пучка велик, т.е.  $I \geq 100$  мкА, необходимо учитывать электрическое поле в пучке, т.к. оно вызывает гашение метастабилей.

3. В процессе перезарядки  $H_1^+ \xrightarrow{Cs} H_1^0(2S \frac{1}{2})$  образуются медленные ионы  $Cs^+$ , которые образуют пространственный заряд. При больших токах заряд существенен.

Все эти трудности накладывают ограничения на предельную интенсивность пучка поляризованных частиц. Ниже 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.

Методика получения пучка быстрых метастабильных атомов водорода с большим коэффициентом преобразования 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. пленки ( $t \approx 5 \text{ мкг/см}^2$ ) не удовлетворяют условиям 3 и 4.

Если сечение перезарядки на фольге (большое рассеяние)  $\sigma = 10^{-17} \text{ см}^2$ , то вероятность перезарядки на падающий протон

$W = \sigma t$ ,  $t = 6 \cdot 10^{19} \text{ л/см}^2$ ,  $W \gg 1$ , т.е. заведомо будут наблюдаться многократные процессы, что снизит величину оптимального коэффициента перезарядки. В случае проточной газовой мишени трудности заключаются в поддержании хорошего вакуума  $10^{-5} + 10^{-6}$  тор вне камеры перезарядки и выполнении условий 2 и 4. Кроме того, использование ценных газов и паров щелочных металлов исключено из-за полной утери в первом случае и воспламенения во втором.

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

Если использовать для перезарядки  $H_1^+ \rightarrow H_1^0(2S_{1/2})$  и  $H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^-$  цезиевую и аргонные струи, помещенные в единый вакуумный кожух, то существенно сокращается (в 5-10 раз) расстояние между мишенями, что важно с точки зрения повышения интенсивности и габаритов источника. При оптимальной толщине мишеней  $\rho^* = 10^{15} \text{ ат/см}^3$ ,  $l = 1+2 \text{ см}$ ,  $t = 2 \cdot 10^{15} \text{ ат/см}^2$ , энергии падающего пучка  $E_{H_1^+} = 500 \text{ эв}$ , авторы [7] получили 2% эффективность суммарной перезарядки. Однако проводимость пучка через установку была невысока, т.к. использовались проточные мишени: цезиевая длиной 15 см и аргонная - 13 см. Расстояние между мишенями = 80 см. 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 апертур по меньшей мере на порядок. Ионный отсос автоматически обеспечивается со скоростью  $v = 10^2 \text{ м/сек}$ .

Эффективное удаление заряженной компоненты из пучка после первой мишени достигается путем отклонения его электростатическим полем 30 в/см на длине 30+50 мм. Этим же полем гасятся состояния метастабилей с  $F=1$ ,  $m_F=-1$  и  $F=0$ ,  $m_F=0$  в магнитном поле 575 гаусс. Что касается гашения метастабилей полем пространственного заряда, образующегося при  $H_1^+ \xrightarrow{Cs} H_1^0(2S_{1/2}) + Cs^+$ , то оценочные расчеты показали, что при  $j_{Cs^+} \approx 10 \text{ мка/см}^2$  эффект составляет 20% в условиях цезиевой струи с числом Маха  $M=10$ .

Более подробно оптимальные условия для процессов  $H_1^+ \rightarrow H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^\pm$  рассмотрены в работе [8].

Если для получения поляризованных  $H_1^-$  из  $H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^-$  было установлено, что подходящим перезарядочным газом является Ar, то для процесса  $H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+$  пока нет никаких рекомендаций. При этом условия для получения  $H_1^+$  из поляризованных  $H_1^0(2S_{1/2})$  остаются прежними, т.е. необходимо, чтобы отношение сечений перезарядки было:

$$\frac{\sigma(H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma(H_1^0(1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} \gg 1, \quad (8)$$

для обеспечения достаточной степени поляризации пучка, выходящего из мишени. Считая по Бору [9] сечение потери электрона

$$\sigma \approx (1/\mu v^2)(z^2 + z)1/I, \quad (9)$$

где  $I$  - энергия, необходимая для отрыва электрона;  $v$  - скорость частицы;  $z$  - заряд мишени, находим, что отношение сечений потери электрона в одной и той же мишени и при одинаковой скорости

$$\frac{\sigma(H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma(H_1^0(1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} \approx \frac{I_{1s}}{I_{2s}}. \quad (10)$$

Кроме того, ясно, что сечения  $\sigma(H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)$  и  $\sigma(H_1^0(1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)$  имеют максимум при различных толщинах, а именно; оптимальная толщина  $t_{2s \rightarrow H_1^+}$  приблизительно на порядок меньше  $t_{1s \rightarrow H_1^+}$ . Следовательно, используя  $Cs$  - струю для перезарядки  $H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+$ , можно надеяться при энергиях  $E_{H_1^+} \approx 4-5 \text{ кэв}$  получить

$$\frac{\sigma(H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma(H_1^0(1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} > 1.$$



Деполаризация при перезарядке поляризованных  $H_1^0 (2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+$  существенна. Однако ясно, что, помещая эту струю в ориентирующее поле, можно сохранить величину ядерной поляризации /4/.

Необходимо указать на то, что если интенсивность нейтралов после первой перезарядки существенно больше интенсивности метастабилей, то эта простая схема непригодна, т.к. поляризация пучка  $H_1^+$  в этом случае  $P \rightarrow 0$ . Тогда можно предположить, что для этой цели подойдут электроотрицательные газы. В системе, связанной с атомом таких газов, потеря метастабилем электрона рассматривается как его захват. Используя адиабатическую гипотезу Мессиа /10/, по которой

$$\sigma \approx \sigma_0 e^{-\frac{k|\Delta W|}{h\nu}}$$

можно оценить отношение сечений, где  $k$  - эффективное расстояние взаимодействия,  $\Delta W$  - дефект резонанса,  $\nu$  - относительная скорость.

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

Род газа	H	O	Cl
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 для ионизации  $H_1^0 (2S_{1/2})$  будет определяться как  $\Delta W_{2S} = I_{2S} - I_0$ , где  $I_0$  - электронное сродство. Оценки показывают, что если  $\sigma_0$  - одно и то же для атомов водорода в  $1S_{1/2}$  и  $2S_{1/2}$  - состояниях, то

$$\frac{\sigma (H_1^0 (2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma (H_1^0 (1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} = \exp \left[ -\frac{k\Delta W_{2S}}{h\nu_{2S}} \left( 1 - \frac{\Delta W_{1S}}{\Delta W_{2S}} \cdot \frac{\nu_{2S}}{\nu_{1S}} \right) \right] \quad (12)$$

при одной и той же скорости для Cl оценки дают

$$\frac{\sigma (H_1^0 (2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)}{\sigma (H_1^0 (1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)} \approx 10^{+2}$$

При использовании первой схемы:  $H_1^+ \rightarrow H_1^0 (2S_{1/2})$  и затем  $H_1^0 (2S_{1/2}) \xrightarrow{Cs} H_1^+$ , следует выбирать толщину мишени для первой перезарядки  $t = 10^{14}$  атом/см<sup>2</sup> (оптимальная  $t = 5 \cdot 10^{14}$  атом/см<sup>2</sup>), а так как оптимальная толщина для  $H_1^+ \rightarrow H_1^0 (1S_{1/2})$  реализуется при  $t = 10^{16}$  атом/см<sup>2</sup>, можно получить  $\frac{N(H_1^0 (2S_{1/2}))}{N(H_1^0 (1S_{1/2}))} > 1$  после первой мишени. Энергию  $E_{H_1^+}$  также надо подобрать, чтобы это отношение было оптимальным. Донали /6/ было показано, что сечение  $\sigma (H_1^+ \xrightarrow{Cs} H_1^0 (2S_{1/2}))$  мало меняется в интервале энергий 0,5-4 кэВ (рис.4), и эффективность этого процесса может достигать 11%. Суммарную эффективность  $H_1^+ \xrightarrow{Cs} H_1^0 (2S_{1/2}) \xrightarrow{Cs} H_1^+$  следует ожидать в районе нескольких процентов. Поэтому, если вытянуть из источника при  $U_{\text{выт}} = 3$  кв ток  $I_{H_1^+} = 500$  мка (ограничение накладывает гашение метастабилей полем равновесного пучка после первой мишени), следует ожидать ток поляризованных протонов  $5 \cdot 10$  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  $H_1^0 (2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+$  идет в условиях однократных соударений и нет деполаризации при зарядовом обмене /4/. Тогда интенсивность поляризованных заряженных частиц определяется интенсивностью поляризованных метастабилей и сечением  $\sigma (H_1^0 (2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+)$

$$N \approx 1/2 N_{2S} \cdot \sigma_{2S \rightarrow H_1^+} \cdot I_2 \quad (13)$$

где

$$N_{2S} = N_{H_1^+} \sigma_{H_1^+ \rightarrow 2S} \cdot I_1,$$

$N_{H_1^+}$  - интенсивность вытянутого из ионного источника пучка протонов,  $1/2$  возникает из-за гашения компонент 3,4 в электромагнитном поле. Фоновые неполяризованные протоны от двойной перезарядки  $H_1^+ \rightarrow H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^+$  и  $H_1^+ \rightarrow H_1^0(1S_{1/2}) \rightarrow H_1^+$  составят:

$$N_0 \cong (1/2 N_{2S \rightarrow 1S} + N_{1S}) \sigma_{1S \rightarrow H_1^+} t_2 \quad (14)$$

где  $1/2$  возникает от гашения  $2S_{1/2}$  метастабилей в электромагнитном поле, находящихся в состояниях  $F=1, m_F=-1$  и  $F=0, m_F=0$ ,  $N_{2S}$  определяется (13), а

$$N_{1S} = N_{H_1^+} \sigma_{H_1^+ \rightarrow 1S} t_1 \quad (15)$$

Используя формулы (13)+(15) для поляризации протонного пучка, получим следующую формулу:

$$P = \frac{P_{2S}}{1 + \frac{\sigma_{1S \rightarrow H_1^+}}{\sigma_{2S \rightarrow H_1^+}} + 2 \frac{\sigma_{H_1^+ \rightarrow 1S}}{\sigma_{H_1^+ \rightarrow 2S}} \cdot \frac{\sigma_{1S \rightarrow H_1^+}}{\sigma_{2S \rightarrow H_1^+}}} \quad (16)$$

Смысл сечений понятен из обозначений.  $P_{2S}$  - поляризация метастабильного пучка /4/. Для  $H_1^+ \rightarrow H_1^0(2S_{1/2}) \rightarrow H_1^-$  (поляризованные) формула также верна, надо только подставить соответствующие сечения. Оценка по формуле (16) для схемы  $H_1^+ \xrightarrow{C_3} H_1^0(2S_{1/2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-$  при условиях эксперимента, описанного в /11/, дает  $P_{H_1^-} = 0.4$ . Автор приводит результат  $P_{H_1^-} = 0.36$ , что хорошо согласуется с вычисленной величиной поляризации пучка. Основные характеристики разработанных ИПЧ по схеме  $H_1^+ \xrightarrow{C_3} H_1^0(2S_{1/2}) \xrightarrow{A_2} H_1^-$  (поляризованные) приведены в таблице II работы /8/.

Л и т е р а т у р а

1. W.Lamb and R.Retherford. Phys. Rev., 79, 549 (1950).
2. К.Е.Завойский, ЖЭТФ, 32, 731 (1957).
3. A.Ceasati et al. Energia Nucleare. 13, 12 (1966).
4. Н.А.Торопков. Препринт ОИЯИ, Р-2719 (1966).
5. L.Madansky and G. Owen. Phys. Rev. Lett., 2, 209 (1959).
6. B.L.Donnally et al., Phys. Rev. Lett., 12, 502 (1964);  
Phys. Rev. Lett., 15, 439 (1965).
7. C.W.Drake and R.Krotkov. Phys. Rev. Lett., 16, 8 (1966).
8. А.П.Бирюков, Н.А.Торопков. Депонированный препринт ОИЯИ.Б1-13-3843.
9. Н.Бор. Прохождение заряженных частиц через вещество. ИЛ, Москва, 1950.
10. H.S.W.Massey. Rept. Progr. Phys., 12, 248 (1948).
11. T.B.Glegg et al. Nucl. Instr. and Meth., 57, 167 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 апреля 1968 года.



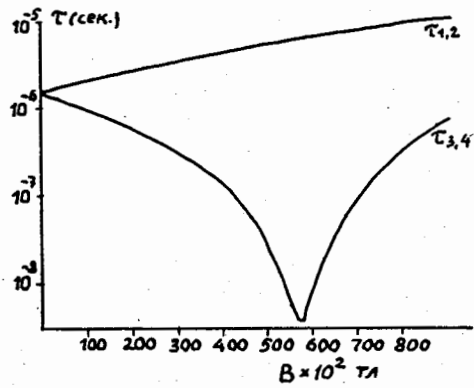


Рис.1. Зависимость времени жизни компонент тонкой структуры  $H_1^0(2S_{1/2})$   $m_J = 1$  (верхняя кривая) и  $m_J = -1$  (нижняя кривая) от величины магнитного поля.

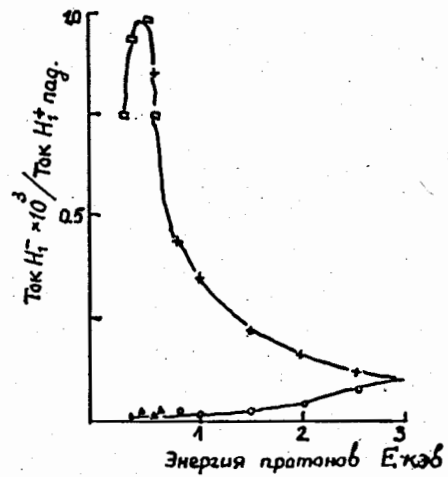


Рис.2. Выход  $H_1^-$ , в зависимости от энергии падающих протонов. Мишенями являются пары  $Cs^+$  и  $Ag^+$ . Кривая А показывает долю  $H_1^+$ , конвертирующихся в  $H_1^-$  для всех процессов. Кривая В показывает выход  $H_1^-$  для всех процессов, кроме  $H_1^0(2S_{1/2}) Ag^+ H^-$ .

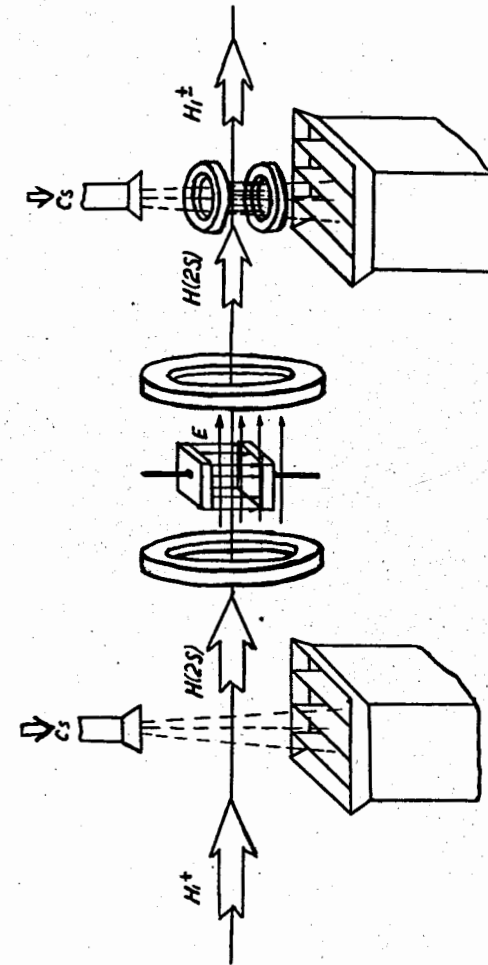


Рис.3. Схема получения  $H_1^+$  (поляризованных) методом двойной перепенетрации в сверхзвуковых струях.

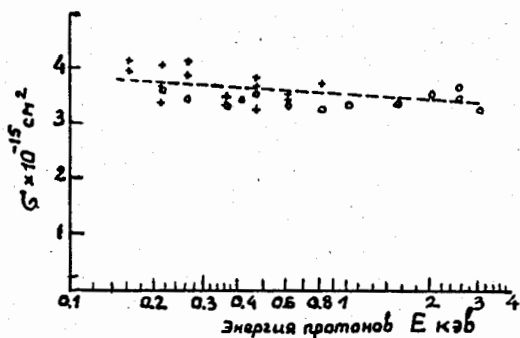


Рис.4. Зависимость поперечного сечения реакции  $\text{H}^+ + \text{Cs} \rightarrow \text{H}_1^0(2S_{1/2}) + \text{Cs}^+$  от энергии падающих протонов.