

Т-529

30/11-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1 - 4103



К.Д.Толстов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МИШЕНЕЙ
ИЗ ТВЕРДОГО ВОДОРОДА НА ПЕРВИЧНЫХ ПУЧКАХ
ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

1968

1 - 4103

7621/2 чр.

К.Д.Толстов

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МИШЕНЕЙ
ИЗ ТВЕРДОГО ВОДОРОДА НА ПЕРВИЧНЫХ ПУЧКАХ
ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

ОТДЕЛЕНИЕ ФИЗИКИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
БИБЛИОТЕКА

Важнейшими факторами, от которых зависит эффективность научных исследований на ускорителях, являются следующие: полезное использование большинства первичных протонов, получение интенсивных и растянутых во времени вторичных пучков, снижение радиационного излучения. (Последнее уменьшает фон и непроизводительные потери времени).

В свете этих требований автором в работах /1+4/ обосновывалась перспективность применения чистых водородных мишеней на внутренних пучках циклических ускорителей.

Мишень в виде водородной струи внутри камеры ускорителя, с плотностью перпендикулярно пучку $10^{-8} + 10^{-4}$ гр/см², позволит осуществить многократное прохождение ($\approx 10^6$) через нее ускоренных протонов. Это даст следующие преимущества:

1. Вторичные частицы будут генерироваться в малом объеме.
2. Увеличится вероятность ядерного взаимодействия первичных протонов ($\approx 0,9$), так как суммарный пробег составит > 10 м твердого водорода.
3. Вторичные взаимодействия в мишени будут практически отсутствовать.
4. Улучшатся фоновые условия, вследствие отсутствия размножения в мишени.
5. Возникнет возможность работы на дейтериевой мишени.
6. Будет автоматически обеспечиваться длительная и равномерная растяжка вторичных пучков от мишени.
7. Облегчится вывод и форсирование вторичных пучков, так как снижается разброс вторичных частиц по углам и по импульсам под данным углом (см. пункты 1,3,6).

В работах /2+4/ отмечалось, что мишени предлагаемого типа могут быть перспективными для изучения упругого $P-P$ и $p-D$ рассеяния для исследования генерации различных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях. (Генерации γ -квантов в pp -столкновениях, с целью изучения структуры нуклона). В настоящее время аргументы в пользу применения внутренних "проточных" водородных мишеней могут быть существенно дополнены.

Все время увеличивается интенсивность ускоренных пучков, достигая 10^{12} р/имп., а в ускорителях с жесткой фокусировкой размеры пучка измеряются миллиметрами. Если такой пучок проходит, например, 10^4 раз через полиэтиленовую пленку толщиной только в 1 мк, то доля ядерных взаимодействий пучка незначительна ($\approx 1\%$), а выделение тепла в пленке за счет ионизационных потерь составит 0,075 мк. Это более чем в 10 раз превышает количество тепла достаточное для того, чтобы расплавить пленку.

Следовательно, при многократном прохождении интенсивного пучка через тонкую мишень нужно, чтобы она обновлялась уже во время ее облучения, при каждом очередном цикле. Это может быть достигнуто применением мишени из твердого водорода, предлагаемого типа. Она также даст преимущества при создании защиты сильноточных ускорителей. Рассмотрим это на примере синхрофазотрона ЛВЭ. Ввод в строй нового линейного инжектора позволит поднять интенсивность ускоренных протонов до 10^{12} р/имп., однако, для работы при этой интенсивности необходима полная защита всего кольца ускорителя. По предварительным подсчетам это потребует значительных материальных затрат и времени.

Дело в том, что при обычных мишенях только $\approx 10\%$ ускоренных протонов испытывает ядерные взаимодействия с мишенью, т.е. дает полезный эффект генерации вторичных частиц. Основная доля протонов после рассеяния на мишени сталкивается со стенками вакуумной камеры и дает радиационный фон на всем кольце ускорителя. Водородная мишень сводит рассеяния к минимуму. Как показано это позволит достигнуть ядерного взаимодействия основной доли протонов пучка с протонами мишени.

Соотношение радиационного фона вблизи мишени и суммарной радиации на кольце ускорителя можно принять равным частному W_1 от деления числа протонов, испытывающих ядерное взаимодействие с мишенью и всех остальных, т.е.

$$W_1 = \frac{0,1}{1-0,1} = 0,11$$

В случае водородной мишени - $W_2 = \frac{0,9}{1-0,9} \approx 9$

Радиационная защита только участка мишени, очевидно, более проста, дешевле и может быть осуществлена за меньшее время. Если же будет установлена глобальная защита ускорителя, то в этом случае предлагаемая мишень позволит работать даже при интенсивностях выше 10^{12} р/имп.

В настоящее время известен ряд конструкций водородных мишеней. В работе /5/ для перезарядки пучка ионов в опытах с плазмой была создана сверхзвуковая струя с плотностью по нормали к пучку $\approx 10^{-8}$ гр/см². Для использования в опытах по упругому pp -рассеянию на серпуховском ускорителе в работе /6/ изготовлена водородная струйная мишень с плотностью $\approx 10^{-7}$ гр/см². В работе /7/ для получения плазменного пучка сконструирована мишень из твердого водорода, которая облучалась лазером. Мишень изготовлялась выдавливанием водорода при гелиевой температуре через отверстие диаметром 0,3 мм. (Плотность ее была $\approx 0,5 \cdot 10^{-4}$ гр/см²).

Сохранение вакуума в камере ускорителя требует улавливания водорода, поступающего в камеру. Для этого необходимо использование ловушек, работающих при температурах жидкого гелия. В соответствии с этим создание водородной мишени с плотностью $\approx 10^{-4}$ гр/см² (толщина слоя 13 мк) представляется более удобным, если водород поступает в камеру ускорителя в твердой фазе.

Приводимые ниже расчеты показывают, что в интенсивных пучках необходимо компенсировать тепло, которое выделяется за счет ионизационных потерь в мишени. (Иначе испарение водорода нарушит вакуум в камере). Это может быть достигнуто переохлаждением твердого водорода в мишени.

Рассмотрим основные факторы, обуславливающие использование проточной водородной мишени, применительно к двум ускорителям: синхрофазотрону ЛВЭ ОИЯИ с энергией протонов 10 Гэв и серпуховскому ускорителю ИФВЭ (70 Гэв). В расчетах для синхрофазотрона, которые далее рассматриваются как случай "а", будем исходить из того, что радиус орбиты равен 28 метрам, средний прирост энергии за один оборот составляет 2,3 кэв. Плотность водорода в мишени по нормали к пучку примем равной 10^{-4} гр/см². В расчетах для ускорителя ИФВЭ (случай "б"), примем средний радиус орбиты 236 м, прирост энергии за оборот - 200 кэв, плотность мишени выберем равной 10^{-3} гр/см².

1. Ионизационные потери в мишени

$$-dE = \frac{4\pi e^4}{m v^2} BN, \quad (1)$$

где v - скорость протона, N - число атомов водорода на 1 см² по нормали к пучку протонов; e , m - заряд и масса электрона. Для водорода $B=10,2$. Из (1) получим: для случая а) $dE = 0,31$ Кэв; б) $dE = 3,1$ кэв.

2. Рассеяние в мишени

а) Среднеквадратичная амплитуда свободных колебаний ускоренных протонов, возбуждаемых при прохождении мишени за время t , равна:

$$\langle y^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = (gt)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

где

$$g = \frac{R}{n} \langle \theta^2 \rangle N \sigma c \quad (3)$$

$$\langle \theta^2 \rangle = 2 \frac{h^2 c^2}{n^2 E^2 \beta^4} \ln \frac{a}{b} \quad (4)$$

$$\sigma = \frac{4\pi z^2 e^4 a^2}{h^2 c^2 \beta^2} \quad (5)$$

где R - радиус камеры, n - показатель спада магнитного поля, равный $n = 2/3$, a - радиус атома водорода, b - радиус протона. Если плотность мишени 10^{-4} , то получим $g = 65$ см² сек⁻¹. При $t = 0,5$ сек из (2) следует $\langle y^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 5,7$ см.

б) Рассматривая колебания пучка в "гладком" приближении, можно согласно [8] для оценки $\langle y^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ использовать формулы 2,4 и 5, а формулу 3 заменить на 3' :

$$g = \frac{R}{v^2} \langle \theta^2 \rangle N \sigma c \quad (3')$$

в которой ν - частота бетатронных колебаний $\nu = 9,7$. Из 3' получим $g = 0,67$ см² сек⁻¹. Если $t = 0,5$ сек, то $\langle y^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 5,8$ мм.

Однократное рассеяние

Оценим далее влияние однократного кулоновского рассеяния на углы, когда ускоренные протоны будут выбывать из пучка.

а) Для случая "а" за величину граничного угла рассеяния θ гр. можно взять угол соответствующий отношению половины высоты вакуумной камеры к длине орбиты. Для синхрофазотрона ЛВЭ:

$$\theta_{гр} = \frac{20 \text{ см}}{2,2800} = 1,14 \cdot 10^{-3} \text{ рад} = 4'$$

Дифференциальное сечение кулоновского рассеяния быстрых протонов на протонах в зависимости от квадрата передаваемого 4-х мерного импульса - t выражается формулой:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2,62 \cdot 10^{-31}}{t^2} \text{ см}^2 / (\text{Гэв}/c)^2$$

$$t_{гр.} = p\theta$$

где p - импульс налетающего протона. При $p = 10$ Гэв/с

$$t_{\text{гр.}} = (10.1, 14.10^{-3})^2 = 1,29.10^{-4} \text{ (Гэв/с)}^2$$

Полное сечение рассеяния на углы больше 4° будет равно:

$$\sigma_k = \int \frac{2,62 \cdot 10^{-31}}{t^2} dt = \frac{2,62 \cdot 10^{-31}}{1,29 \cdot 10^{-4}} = 2.10^{-27} \text{ см}^2$$

Следовательно, σ_k составляет менее 5% от ядерного сечения.

б) Для случая "б": если рассматривать рассеяние даже от углов $\theta_{\text{гр.}} = 1^\circ$, то при импульсе протонов $p = 70$ Гэв/с получим σ_k равно:

$$\sigma_k = 0,53.10^{-27} \text{ см}^2.$$

Следовательно, σ_k составит 1,5% от ожидаемого ядерного Р-Р-взаимодействия при 70 Гэв.

3. Ядерные взаимодействия

а) За время $t = 0,5$ сек число проходов через мишень будет равно $8,5.10^5$. Суммарная масса водорода m составит:

$$m = 10^{-4} \text{ гр/см}^2 \cdot 8,5.10^5 = 85 \text{ гр/см}^2.$$

Если сечение ядерного взаимодействия $\sigma = 40.10^{-27} \text{ см}^2$, то вероятность взаимодействия $\omega = 0,87$. Среднее время существования протонов на орбите с учетом взаимодействия составит: $\langle t \rangle = 0,206$ сек, суммарная масса водорода $\langle m \rangle = 35 \text{ гр/см}^2$, $\langle y^2 \rangle^{1/2} = 3,8$ см, а среднее число проходов через мишень $\langle k \rangle = 3,5.10^5$.

б) В тех же предположениях получим: $m = 100$ гр., что эквивалентно прохождению жидководородной мишени длиной 13,2 метра.

$$\omega = 0,91; \langle t \rangle = 0,197 \text{ сек}; \langle m \rangle = 39,4 \text{ гр}; \langle y^2 \rangle^{1/2} = 3,8 \text{ мм}; \langle k \rangle = 4.10^4.$$

4. Приток тепла и испарение мишени

а) Если число протонов в импульсе $n = 10^{12}$, плотность мишени - 10^{-4} гр/см^2 , $t = 0,5$ сек, то в соответствии с изложенным в пункте 3 а) $\langle k \rangle = 3,5.10^5$ и выделение энергии в мишени равно:

$$Q_1 = 0,31 \text{ Кэв. } 3,5.10^5 \cdot 10^{12} = 1,09 \cdot 10^{20} \text{ эв} = 4,16 \text{ мкал.}$$

Часть этой энергии Q_2 идет на ионизацию атомов водорода. Если ионизационный потенциал водорода J , среднее число пар ионов, создаваемых протоном за одно прохождение мишени $\langle i \rangle$, то выделение энергии за один оборот равно $q = J \langle i \rangle$.

$$\langle i \rangle = \frac{10^{-4} \text{ гр/см}^2 \cdot a}{0,000089 \text{ гр/см}^3}, \text{ где}$$

a - удельная ионизация. Для водорода $J = 13,6$ эв, $a = 6$, откуда получаем $q = 82$ эв.

$$Q_2 = 1,1 \text{ мкал.}$$

Выделение тепла в мишени Q будет меньше, чем разность $Q_1 - Q_2$, так как часть энергии будет унесена электронами, пробег которых не окончится в мишени. Следовательно, получим, что $Q = 3$ мкал. Оценим далее приток тепла за счет радиационного излучения стенок камеры L .

$$L = \epsilon S \cdot \sigma T^4 t$$

где ϵ - коэффициент излучения стенок камеры, S - площадь мишени, σ - постоянная Стефана-Больцмана ($\sigma = 5.7.10^{-12} \text{ вт/см}^2$), T - температура стенок камеры. Принимая $\epsilon = 0,1$ (для полированной меди $\epsilon = 0,06$), $t = 0,5$ сек, $S = 10 \text{ см}^2$, $T = 300^\circ\text{К}$, и считая мишень абсолютно непрозрачной, получим:

$$L = 0,0055 \text{ мкал, т.е. } L \ll Q.$$

б) Если число протонов в импульсе 10^{12} , плотность мишени 10^{-3} гр/см^2 , $t = 0,5$ сек, то в соответствии с изложенным в пункте 3 б)

выделение тепла в мишени будет равно:

$$Q_4 = 3,1 \cdot 4 \cdot 10^4 \cdot 10^{12} = 1,24 \cdot 10^{20} \text{ эв} = 4,75 \text{ мкал.}$$

Последующие расчеты аналогичны случаю а).

Конструкции мишеней должны предусматривать компенсацию основного количества тепла Q без испарения водорода мишени в камеру ускорителя. В случае использования проточной мишени из твердого водорода это может быть достигнуто за счет тепла "Е", необходимого для плавления водорода. Если, например, суммарная масса твердого водорода мишени 0,2 гр, а начальная температура 10°K , то "Е" будет равно:

$$E = 0,2 [c(T - 10^{\circ}) + \kappa],$$

где температура плавления - $T_{\text{пл.}} = 14^{\circ}\text{K}$. Средняя теплоемкость $c = 0,5$ мкал/гр. Теплота плавления $\kappa = 14$ мкал/гр. Откуда получим: $E = 3,2$ мкал, т.е. $E > Q$. Следовательно, существенного нарушения вакуума в камере ускорителя не произойдет.

В таблице 1 суммированы величины для рассмотренных случаев а) и б), а также приведены аналогичные величины для протонного ускорителя ИТЭФ на 7 Гэв.

Л и т е р а т у р а

1. К. Д. Толстов. Авторское свидетельство 39164, 1963.
2. К. Д. Толстов. Материалы IX заседания Комитета по фотоэмюльсионным работам 27-30/XI -1963 г. Препринт ОИЯИ Р-1535.
3. К. Д. Толстов. Препринт ОИЯИ, 1968 (1964).
4. К. Д. Толстов. Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964г. Том II, стр. 567.
5. В. Б. Юферов, В. А. Коваленко и др. ЖТФ 35, 1522 (1965).
6. Л. С. Золин, В. А. Никитин, Ю. К. Пилипенко. Препринт ОИЯИ Р13-3425.
7. P. Saunders, P. Avivi, W. Miller. Phys. Lett., 24A 290 (1967).
8. В. И. Котов, А. Б. Кузнецов, Н. Б. Рубин. Препринт ОИЯИ Р-360 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел

11 октября 1968 года.

Публикация задержана автором.

Таблица I

Ускоритель	Радиус орбита, метры	Прямост энергии за оборот	Плотность водородной мишени по нормам к пучку гр/см ²	Потери энергии на ионизацию за оборот КэВ	Вероятность ядерного взаимодействия с мишенью при действии $\tau = 0,5 \text{ сек.}$	Среднее время циркуляции с учетом взаимодействия при $\tau > \text{сек.}$	Средне-квадратичная амплитуда свободных колебаний при $\tau > \text{сек.}$
Синхрофазотрон ЛВЭ ОИЯИ протоны 10 Гэв	28	2,3	10^{-4}	0,31	0,87	0,206	3,8 см
Ускоритель ИТЭФ протоны 7 Гэв	31 х)	4,3	10^{-4}	0,31	0,84	0,215	1,05 мм
Серпуховский ускоритель ИФЭВ протоны 70 Гэв	236 хх)	200	10^{-3}	3,1	0,91	0,197	3,6 мм

х) Международная конференция по ускорителям. Дубна, 1963 (стр. 137).

хх) Международная конференция по ускорителям. Дубна, 1963 (стр. 197).