

СЗУУ.У  
Т-52

в кн. "Мему. Конгр. по ср. в. ато.",  
XII - 9, 1964, т. 2, 4/IX - 64  
с. 567 - 568.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1698



К.Д. Толстов

МИШЕНЬ - ВОДОРОДНАЯ СТРУЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

1698

К.Д. Толстов

МИШЕНЬ - ВОДОРОДНАЯ СТРУЯ

Направлено в Physics Letters

2610/3 49.



### Общие соображения

В ряде случаев вывод первичного пучка из ускорителей на большую энергию бывает затруднен и не реализуется длительное время. Выведенный пучок имеет меньшую плотность частиц, а его фокусировка сопряжена с потерей интенсивности, сложной аппаратурой и увеличением масштабов помещений. Это одновременно усложняет и удорожает постановку опытов на пучках вторичных частиц, получаемых от мишеней на выведенном пучке, так как формировка их пучков требует еще больших дистанций от орбиты. Для изучения Р-Р взаимодействий наиболее целесообразны водородные мишени, причем статистика требует мишеней большой длины, что ухудшает геометрические условия опытов и усложняет аппаратуру.

Мишень в виде водородной струи внутри камеры ускорителя с плотностью  $10^{-6} - 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> позволит осуществить многократное прохождение через нее ускоренных протонов -  $10^6$  раз. Эта мишень будет иметь следующие преимущества:

1. малый объем (возможен практически точечный);
2. большая вероятность ядерного взаимодействия первичных протонов  $\sim 0,9$  (суммарный пробег эквивалентен  $> 10$  м жидкого водорода);
3. полное отсутствие вторичных взаимодействий в мишени;
4. автоматически обеспечивается длительная и равномерная растяжка первичного пучка;
5. пункты 1, 3 и 4 облегчают вывод и формирование вторичных пучков, так как снижается разброс вторичных частиц по углам и по импульсам под данным углом;
6. улучшаются фоновые условия, так как нет каскадного размножения в мишени.

### Физические параметры мишени

В конструкции мишени необходимо предусмотреть возможность варьирования ее параметров, чтобы мишень могла больше подходить к условиям различных опытов и условиям работы ускорителей. К параметрам мишени относятся: плотность водорода в струе, форма струн, время существования струн.

Очевидно, что каждый из этих параметров связан с характеристиками ускоренного пучка и условиями опытов. К последним относятся: геометрия опыта, исключение фона, статистическая точность. Зависимость от ускорителя характеризуется геомет-

рией ускоренного пучка, длительностью импульса, поведением протонов в пучке при наличии струи водорода. Взаимодействие этих факторов рассмотрим далее в применении к условиям работы синхрофазотрона на 10 Гэв.

Исходными являются следующие параметры:

1. радиус орбиты - 28 метров;
2. давление остаточного воздуха в камере  $4 \cdot 10^{-8}$  мм.рт.ст.
3. растяжка импульса ускоренных протонов - 0,5 сек;
4. число протонов в импульсе -  $5 \cdot 10^{10}$ ;
5. радиальная ширина ускоренного пучка приближенно соответствует гауссовому распределению и плотность практически спадает к нулю на расстоянии 10 см от центра пучка;
6. вертикальная ширина пучка приближенно соответствует гауссовому распределению со спадом к нулю на расстоянии 3 см от центра пучка;
7. ускоряющее напряжение 2,3 кэв за оборот.

В соответствии с этим параметры водородной струи выберем следующими:

1. радиальная ширина струи от минимальной до 20 см;
2. азимутальная ширина струи (вдоль пучка) - минимальная;
3. время существования струи - меньше или равно длительности импульса ускоренных протонов;
4. время впуска в камеру - после сформирования ускоренного пучка;
5. плотность струи в диапазоне  $10^{-6} \div 10^{-4}$  г/см<sup>2</sup>.

Рассмотрим взаимодействие ускоренных протонов с водородом в струе. Уменьшение протонов в пучке может происходить вследствие полезного эффекта - ядерного взаимодействия, ионизационного торможения и многократного кулоновского рассеяния.

Потери энергии для протонов равны:

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

где  $v$  - скорость протона,  $dN$  - число атомов в 1 см<sup>2</sup> на пути протонов,  $e, m$  - заряд и масса электрона.

Член  $B$  для водорода равен:

$$B = \left[ \ln \frac{2m v^2}{1(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] = 10,2.$$

Из формулы (1) при плотности струи  $10^{-4}$  г/см<sup>2</sup> получим, что потери энергии за один

оборот равны  $-dE = 0,31$  кэв, т.е. гораздо меньше прироста энергии за один оборот и, следовательно, торможение в водороде несущественно.

Оценим далее эффект многократного кулоновского рассеяния. Следуя работам <sup>11/12</sup> И, рассмотрим средний квадрат амплитуды свободных колебаний ускоренных протонов  $\langle y \rangle$ , возбуждаемых за время  $t$

$$\langle y \rangle = \frac{g'}{2\nu} (1 - 2^{-2t}) . \quad (2)$$

Декремент радиального затухания свободных колебаний  $\nu$  равен:

$$\nu = \frac{1}{2} \frac{W}{E},$$

где  $W$  - потери энергии на излучение в единицу времени,  $E$  - энергия протона. Очевидно, что  $\nu$  очень мало, поэтому формула 2 упрощается:

$$\langle y \rangle = g' t. \quad (3)$$

Здесь параметр рассеяния в водороде  $g'$  связан с обычным параметром рассеяния на остаточном газе в камере  $g$  - и радиусом камеры  $R$  соотношением:

$$g' = g/2\pi R,$$

$$g' = \frac{R}{n} \langle \theta^2 \rangle \cdot N \cdot \sigma \cdot c, \quad (4)$$

где

$$\langle \theta^2 \rangle = 2 \frac{n^2 c^2}{a^2 E^2 \beta^2} \ln \frac{a}{b}, \quad (5)$$

$N$  - число атомов водорода в 1 см<sup>3</sup>,  $a$  - радиус атома водорода,  $b$  - радиус протона,  $\alpha$  - показатель спада магнитного поля

$$\sigma = \frac{4\pi z^2 \ell^4 \cdot a^2}{n^2 \cdot c^2 \cdot \beta^2}. \quad (6)$$

Из (4), (5), (6) получим:

$$g' = \frac{R}{n} \ln \frac{a}{b} \cdot \frac{4e^4}{E^2} \cdot N \cdot C. \quad (7)$$

Если плотность водорода  $10^{-4}$  г/см<sup>2</sup>, то получим:

$$g' = 65 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Если  $t = 0,5$  сек, то, согласно (3), получим, что средне-квадратичная амплитуда

свободных колебаний протонов  $\langle y \rangle^{1/2}$  равна:

$$\langle y \rangle_1^{1/2} = 5,7 \text{ см.}$$

Таким образом,  $\langle y \rangle_1^{1/2}$  не превышает сечение ускоренного пучка протонов, и, следовательно, рассеяние в водороде не повлияет практически на время существования пучка.

Если плотность водорода  $10^{-6} \text{ г/см}^2$ , то  $\langle y \rangle_2^{1/2} = 0,57 \text{ см}$ . Форма водородной струи должна быть выбрана в соответствии с геометрическими условиями опыта и величиной  $\langle y \rangle^{1/2}$ . Если в опыте требуется лучшее угловое разрешение, то необходима узкая струя, например, плотность  $10^{-6} \text{ г/см}^2$  может быть достигнута, когда на сантиметре радиальной ширины орбиты есть одна струя с диаметром 41 мк.

Использование практически всех ускоренных протонов с учетом радиальной ширины пучка и величины  $\langle y \rangle^{1/2}$  при плотности струи  $10^{-4} \text{ г/см}^2$ , потребует чтобы радиальная ширина струи была  $\approx 20 \text{ см}$ . С учетом спада интенсивности пучка в радиальном направлении получим, что более 80% протонов провзаимодействуют в струе шириной  $\approx 10 \text{ см}$  или 1 см при плотности струи  $10^{-3} \text{ г/см}^2$ .

Определим суммарную массу водорода  $m$  на пути протонов вследствие многократного прохождения. Число оборотов  $K$  за 0,5 сек будет равно:

$$K = 0,85 \cdot 10^6.$$

Если плотность струи  $10^{-4} \text{ г/см}^2$ , то получим:

$$m = 10^{-4} \text{ г/см}^2 \cdot 0,85 \cdot 10^6 = 85 \text{ г/см}^2$$

(этому соответствует при однократном прохождении жидководородная мишень длиной  $11,2 \text{ м}$ ).

Вероятность ядерного взаимодействия в струе  $w$  при сечении  $\sigma = 40 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  равна:

$$w = 0,87.$$

Определим среднее число прохождений протонов через струю с учетом ядерного взаимодействия с вероятностью  $w = 0,87$ . Следовательно, через 0,5 сек останется 0,13 начального числа протонов, откуда:

$$e^{-\frac{0,5}{\tau_0}} = 0,13.$$

$\tau_0 = 0,245 \text{ сек}$ , где  $\tau_0$  — среднее время существования протонов на орбите след-

х/ Несущественный эффект испарения водорода от выделения тепла в струе рассмотрен в дополнении 1.

ствие ядерного взаимодействия, при условии, что их циркуляция не ограничена временем 0,5 сек. С учетом этого ограничения среднее время  $\langle t \rangle$  равно:

$$\langle t \rangle = \int_0^{0,5} t e^{-\frac{t}{\tau_0}} dt / \int_0^{0,5} e^{-\frac{t}{\tau_0}} dt.$$

Число оборотов за время  $\langle t \rangle$  равно:

$$k = \frac{\langle t \rangle \cdot c}{2\pi R} = 0,35 \cdot 10^6.$$

Если плотность струи  $10^{-4} \text{ г/см}^2$ , то  $m = 35 \text{ г/см}^2$

$$a \langle y \rangle^{1/2} = 3,8 \text{ см.}$$

Целесообразно сравнить  $w$  и  $m$  с вероятностями взаимодействия, которые были достигнуты в опытах с обычными мишенями. В работе<sup>3/</sup> исследуется эффективная толщина вещества, проходимого протонами в мишени в зависимости от ее толщины. Показано, что максимальная эффективная толщина равна  $15 \text{ г/см}^2$ . При толщине мишени от  $0,2 \text{ г/см}^2$  эффективная толщина достигает насыщения  $12 \text{ г/см}^2$ . Этим данным соответствует максимальное значение вероятности взаимодействия  $w = 0,2$ . Опыты, проведенные с толстыми мишенями из полиэтилена, бериллия и меди длиной 10–20 см, показали, что число быстрых вторичных частиц мало зависит от материала и длины мишени.

Для опытов, в которых будут определяться абсолютные величины сечений, нужно знать не только поток протонов и плотность струи, но и распределение этих величин в объеме, где происходит взаимодействие. Однако целесообразно вместо этого производить мониторинг исследуемого процесса непосредственно по полному числу  $p-p$  взаимодействий, которые происходят в струе. Это мониторинг удобно провести, например, измеряя выход протонов от упругого рассеяния, так как дифференциальные сечения в области углов  $2-4^\circ$  лабораторной системы достаточно велики и известны для 10 Гэв/с.

#### Варианты конструкции мишени

Обсуждая возможные варианты конструкций струйной мишени, необходимо исключить использование газообразного водорода. Действительно, попадая в вакуум камеры газообразный водород будет расширяться, поэтому для создания струи с необходимой плотностью, нужно, чтобы скорость истечения водорода была значительно больше скорости теплового движения. Предположим, например, что водород нагнетается при температуре, близкой к точке его сжижения  $\approx 20^\circ \text{ К}$ , когда скорость молекул водо-

рода равна  $5 \cdot 10^4$  см/сек. Если сечение струи только  $1 \text{ см}^2$ , а скорость ее истечения даже не больше скорости молекул, то при плотности струи  $10^{-6}$  г/см<sup>3</sup> за 0,5 сек в камеру ускорителя поступит масса водорода  $M$ ,

$$M = 10^{-6} \text{ г/см}^2 \cdot 1 \text{ см}^2 \cdot 5 \cdot 10^4 \text{ см/сек} \cdot 0,5 \text{ сек} =$$

$$M = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ г.}$$

или  $580 \text{ см}^3$  водорода при нормальных условиях. Это количество увеличит давление в камере синхрофазотрона до  $10^{-3}$  мм рт.ст., что недопустимо. В соответствии с этим водород в струе должен быть жидким или твердым. Это позволит сохранить (или даже улучшить) вакуум и создать струю нужного профиля.

Возможны, в частности, следующие варианты конструкций.

1. Газообразный водород, поступающий под давлением, охлаждается в теплообменнике, который находится в дьюаре с жидким водородом. Охлажденный водород под избыточным давлением проходит систему промежуточной откачки и сверхзвуковое сопло, где формируется направленная струя, в которой, согласно <sup>4/</sup>,<sup>5/</sup> образуются капли жидкого водорода и масса капель растет при увеличении начального давления.

2. Жидкий водород находится в сильфоне или аналогичном устройстве. Синхронно с окончанием цикла ускорения протонов на сильфон подается давление, водород из сильфона через клапан и перегородку с отверстиями поступает в камеру ускорителя. Диаметр, число и расстояние между отверстиями выбираются в соответствии с необходимой формой и плотностью струй, например, при плотности  $10^{-5}$  г/см<sup>2</sup> на 1 см радиальной ширины пучка нужно 10 отверстий диаметром 41 мк. Пересечение отдельной струи каждым протоном будет происходить в среднем через 24,5 оборота. Длина отверстий в перегородке должна быть достаточной для коллимации струи, которая также может быть улучшена ограничителями. Если до поступления в камеру синхрофазотрона водородную струю пропустить через промежуточную камеру, стенки которой охлаждаются гелием, то можно будет создать струю из твердого водорода. Очевидно, что скорость движения струи безразлична, так как в опытах важна плотность водорода. Удобно, например, расположить мишень на верхней грани прямолинейного промежутка синхрофазотрона с вертикальным движением струи. На выходе из камеры синхрофазотрона струю может подхватываться насосом или гелиевой ловушкой.

Если скорость струи - 1 метр/сек, плотность  $10^{-4}$  г/см<sup>2</sup>, а ширина 10 см, то за 0,5 сек расход водорода составит 0,05 гр.

3. Призма твердого водорода находится в вакуумной камере, смонтированной на верхней грани прямолинейного промежутка. Синхронно с концом цикла ускорения протонов в призме механическим путем снимается слой, который в виде снега падает в камеру ускорителя, пересекая пучок протонов. На выходе из камеры водородный снег улавливается насосом или гелиевой ловушкой.

Заметим, что разработка действующего образца мишени требует для опытов только небольшого объема, в котором имитируются условия вакуумной камеры синхрофазотрона.

#### Перспективы некоторых опытов

##### 1. Упругое p-p-рассеяние

Исследование упругого p-p рассеяния на очень малые углы, включая область, интерференции кулоновского и ядерного рассеяния  $< 1,5^\circ$  с.ц.м. представляет большой интерес для теории. Опыт с водородной струей в редакции, аналогичной работе <sup>6/</sup>, позволит продвинуться к меньшим углам рассеяния и избежать фона от взаимодействия с углеродом. Если плотность водорода в струе  $10^{-5}$  г/см<sup>2</sup>, которая может быть достигнута одной струей диаметром 130 мк, то ее проекция на горизонтальную плоскость будет, практически, точечной мишенью. Число взаимодействий при одинаковой интенсивности протонов будет в 10 раз больше, чем в опытах <sup>6/</sup>.

##### 2. Опыты с дейтериевой мишенью

Обсуждаемый метод представляет большие преимущества для опытов с дейтериевой мишенью. Рассмотрим несколько примеров таких опытов, представляющих большой интерес: упругое p-D рассеяние, перезарядка  $p + d \rightarrow p + p$ , упругое и неупру-

гое  $p-p$  взаимодействие. Упругие  $p-p$  рассеяния (без учета связи нейтрона в дейтоне) при сравнении с  $p-p$  рассеянием позволят выяснить роль изотопического спина, а в области малых углов будет отсутствовать интерференция ядерного и кулоновского членов и поэтому однозначно проявится роль спина. Далее в докладе Редже, сделанном им в ОИИИ, была подчеркнута принципиальная роль для теории исследования двухчастичных процессов, например, упругой перезарядки.

В исследовании упругого рассеяния на дейтоне представляют интерес столкновения с большой передачей импульса. При перезарядке в результате развала дейтона должен наблюдаться вылет двух протонов с малым угловым раствором и близкой энергией.

Методом электроники в <sup>/7/</sup> упругое рассеяние исследовалось вплоть до очень малых величин дифференциального сечения  $\frac{d\sigma}{d\omega} = 5 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2/\text{стер}$ , поэтому можно полагать, что обсуждаемые процессы также могут быть исследованы.

Возможен следующий фотоэмульсионный опыт по исследованию упругого  $p-D$  рассеяния с большой передачей импульса дейтону ( $v = 1 \text{ Бэв/с}$ ), который предлагался автором в <sup>/8/</sup>. Если плотность дейтериевой струи  $10^{-5} \text{ г/см}^2$ , суммарный поток протонов  $10^{13}$ , а  $\frac{d\sigma}{d\omega} = 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стер}$ , то на  $1 \text{ см}^2$  площади эмульсии на расстоянии  $3 \text{ м}$  от струи и под углом  $72^\circ$  к пучку протонов будет падать  $10^3$  дейтонов. Они будут останавливаться на расстоянии  $9,5 \text{ см}$  от места входа. Если производить поиск дейтонов по их остановкам, то несущественен фон мезонов, а рассмотрение кинематики упругого и неупругого  $p-p$  рассеяния на протонах в дейтоне показывает, что под углом  $72^\circ$  протоны имеют пробег меньше  $9 \text{ см}$ . Предполагаемые затраты времени на поиск и отбор дейтонов позволяют рассчитывать на детектирование наблюдателем в день  $\approx 10$  дейтонов.

### 3. Неупругие $p-p$ взаимодействия

В работах <sup>/9/</sup> найдено, что в неупругих  $p-p$  столкновениях, когда в конечном состоянии имеются 3 заряженные частицы, протоны преимущественно сохраняют направление своего первоначального движения в с.ц.м. и коэффициент асимметрии  $K$  равен:

$$K = \frac{N_{-N} - N_{+N}}{N_{bn} + N} = + 0,55 \pm 0,09.$$

Этот эффект объясняется теоретически в работе <sup>/10/</sup> по схеме одномезонного взаимодействия.

Однако в работах <sup>/11/</sup> получен противоположный эффект — протоны в с.ц.м. летят преимущественно назад и коэффициент асимметрии  $K = - 0,32 \pm 0,12$ . Теоретическое объяснение этой асимметрии авторы <sup>11</sup> и <sup>12</sup> основывают на вкладе одномезонных процессов, когда происходит возбуждение одного из сталкивающихся нуклонов, либо образуется возбужденная  $\pi\pi$ -система. Разрешение этого спорного вопроса может быть получено в опытах с дейтериевой струей с помощью регистрации вторичных протонов. Для выделения  $p-p$  взаимодействий нужно взять разность спектров протонов в опытах  $p-D$  и  $p-p$ , или же поступить следующим образом. Интегральный спектр протонов от  $p-D$  взаимодействий перевести в с.ц.м. протон-нуклон, затем вычесть симметричный в с.ц.м. спектр протонов от  $p-p$  взаимодействий, который известен по работам <sup>/9/</sup>. Оставшаяся часть есть, очевидно, спектр протонов в  $p-p$  взаимодействиях.

### 4. Исследование спектров $p, \pi, K^+, \Lambda$ в $P-N$ соударениях

Водородная и дейтериевая мишень в условиях хорошей геометрии и с интенсивным выходом вторичных частиц позволит провести исследование их энергетических и угловых спектров. В отличие от обычных мишеней внутри камеры ускорителя спектры не будут искажены вторичными взаимодействиями в ядре-мишени. Исследование спектров поэтому позволит получить данные, необходимые для выяснения механизма генерации частиц.

Пусть, например, число протонов в импульсе равно  $5 \cdot 10^{10}$ , плотность водорода в струе  $10^{-4} \text{ г/см}^2$ , полное сечение генерации  $K^+$ -мезонов равно  $0,5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Приближенно можно принять, что половина  $K$  вылетает в конусе с углом раствора,  $\theta_{\frac{1}{2}K}$  равным:

$$\theta_{\frac{1}{2}K} = \theta_{\frac{1}{2}\pi} \cdot \frac{m_\pi}{m_K}, \quad (8)$$

где  $\theta_{\frac{1}{2}\pi}$  — аналогичный угол для  $\pi$ -мезонов;  $\frac{m_\pi}{m_K}$  — отношение масс покоя  $\pi$  и  $K$ -мезонов. (В основе соотношения (8) лежит предположение о равенстве поперечного импульса  $\pi$  и  $K$ -мезонов).

Из (8) получим:  $\theta_{\frac{1}{2}K} \approx 6^\circ$ , чему соответствует телесный угол в  $0,03$  радиана. Полное число  $K^+$ -мезонов, генерированных в мишени  $N$ , равно произведению числа протонов, вероятности взаимодействия  $w$  и отношения сечения генерации  $K^+$  мезонов к полному сечению.

$$N = 5.10^{10} \cdot 0,87 \cdot \frac{0,5 \cdot 10^{-27}}{40 \cdot 10^{-27}} = 5,4 \cdot 10^8.$$

Дифференциальное сечение, усредненное в интервале углов,  $0 - 6^\circ$  будет равно  $8 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ .

На расстоянии десяти метров от мишени (без учета распада  $K^+$ -мезонов) на  $1 \text{ см}^2$  будет падать число  $K^+$ -мезонов, равное

$$n = \frac{N}{2,03 \cdot 10^6} = 9 \cdot 10^3.$$

В заключение выражаю благодарность за помощь при работе над материалом А.Г. Зельдовичу, К.П. Мызникову и Н.Б. Рубину.

#### Л и т е р а т у р а

1. N.M. Blachman, E.D. Courant, Phys. Rev. 74, 140 (1948).
2. В.И. Котов, А.Б. Кузнецов, Н.Б. Рубин. Препринт ОИЯИ Р-360 (1959).
3. И.Б. Иссинский, А.Д. Кириллов, К.П. Мызников. Препринт ОИЯИ 1224 (1963).
4. E.W. Becker, R.Klingelhofer, Z.Naturfor 17 a 432 (1962).
5. W.Henke, Z.Naturfor 17 a, 786 (1962).
6. В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова, ПТЭ № 6 18 (1963).
7. G.Cocconi et al. Phys. Rev. Lett. 11, 499 (1963).
8. К.Д. Толстов. Материалы IX Собрания комитета по фотоэмульсионным работам 27-30/ XI -63. Препринт ОИЯИ Р-1535 (1964).
9. Т. Вишки, И.М. Граменицкий, З. Корбел, А.А. Номофилов, М.И. Подгорецкий, Л. Роб, В.Н. Стрельцов, Д. Тувдендорж, М.С. Хвастунов. ЖЭТФ 41, 1069 (1961). И.М. Граменицкий. Диссертация ОИЯИ (1961).
10. И.М. Граменицкий, И.М. Дремин, В.М. Максименко, Д.С. Чернавский, ЖЭТФ 40, 1093 (1961).
11. В.А. Ботвин, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников, Н.П. Павлова, Э.Г. Боос. ЖЭТФ 41 993 (1961). В.А. Ботвин. Диссертация АН Каз. ССР (1962).
12. И.А. Кучин, П.А. Усик. ЖЭТФ 43, 1569 (1962).
13. Г. Бом. Частное сообщение.

#### ДОПОЛНЕНИЕ 1

Рассмотрим влияние испарения водорода в струе за счет тепла, выделяемого от ионизационных потерь протонов в струе. Исходные данные следующие:

$$\begin{aligned} \text{Число протонов в импульсе} \quad n &= 5 \cdot 10^{10}, \\ \text{длительность импульса} \quad t &= 0,5 \text{ сек}, \\ \text{теплота испарения водорода} \quad q &= 130 \text{ м.кал./г}, \\ \text{потери энергии в струе} \quad \epsilon &= 310 \text{ эв}, \end{aligned}$$

Полное выделение энергии за оборот при плотности  $10^{-4} \text{ г/см}^2$   $Q$  равно:

$$Q = \epsilon \cdot n \cdot m \cdot \theta = 310 \text{ э.в.} \cdot 0,35 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^{10} = 545 \cdot 10^{16} \text{ эв}$$

$$Q = 2,208 \text{ мкал.}$$

Вследствие малой плотности струи не вся эта энергия пойдет на испарение водорода, а часть ее будет унесена электронами, поэтому масса испаряющегося водорода

$$M < \frac{\theta}{q},$$

$$M < 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ г.}$$

Плотность водорода в камере без учета откачки равна

$$< 8 \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3$$

Суммарная масса водорода на длине орбиты протонов в камере составит  $< 1,4 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^2$  и, следовательно, потери энергии и эффект многократного рассеяния на испарившемся водороде будут ничтожны.

#### ДОПОЛНЕНИЕ II

В <sup>13/</sup> рассмотрено влияние притока тепла  $L$  за счет радиационного излучения стенок камеры:

$$L = \Sigma \cdot 4\pi r^2 \cdot \sigma \cdot T^4, \quad (1)$$

где  $\Sigma$  - коэффициент излучения стенок камеры

$T$  - температура

$\sigma$  - постоянная Стефана-Больцмана.

Пренебрегая теплоемкостью и излучением капель или кристаллов водорода, а их коэффициент поглощения принимая равным 1, согласно <sup>13/</sup>, получим, что приток тепла  $L$  должен быть компенсирован испарением:



$$L = \theta \cdot \rho \cdot 4\pi r^2 \cdot \frac{dr}{dt}, \quad (2)$$

где  $\theta$  — удельная теплота испарения водорода,  $\rho$  — плотность.

Из (1) и (2) получим:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\Sigma \cdot \sigma \cdot T^4}{\theta \cdot \rho} \quad (3)$$

$V^{13}/\Sigma$  принято равным 0,5,  $\theta \cdot \rho = 8 \text{ кал/см}^3$  и, согласно (3), получено:

$$\frac{dr}{dt} = 7 \text{ мк/сек.}$$

Если плотность водорода в струе есть  $10^{-4} \text{ г/см}^2$ , например, 100 отдельных струй диаметром 41 мк, то из (1) за время 0,5 сек получим:  $L = 0,25 \text{ мк}$ .

Следовательно, эффект одного порядка с рассчитанным в дополнении I. Однако коэффициент  $\Sigma$  для полированной меди может быть доведен до 0,08, а охлаждение стенок камеры в районе струн действует как  $T^4$  и, следовательно, эффект излучения стенок камеры может быть сделан практически несущественным.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1984 г.