

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P9-88-637 *e*

В.В.Кольга, Ле Киен Тхань, Л.М.Онищенко

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ  
УСКОРЕНИЯ И ВЫВОДА  $H^-$ -ИОНОВ  
НА ФАЗОТРОНЕ ОИЯИ

1988

Фазотрон Объединенного института ядерных исследований (установка "Ф") ускоряет протоны до энергии 680 МэВ при токе внутреннего пучка  $5 \div 10 \text{ мкА}^{1/1}$ . Основной особенностью этого ускорителя является пространственная вариация магнитного поля, обеспечивающая аксиальную устойчивость ускоряемых частиц в растущем по радиусу магнитном поле. Это позволяет существенно уменьшить диапазон изменения частоты ускоряющего электрического поля и соответственно увеличить частоту циклов (до 500 Гц), а также увеличить ускоряющее напряжение (до  $40 \div 50 \text{ кВ}$ ).

Фазотрон ОИЯИ является дорогостоящей в эксплуатации установкой, и поэтому различные возможности увеличения эффективности использования этого ускорителя заслуживают детального исследования.

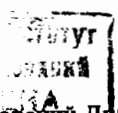
В настоящей работе проведено теоретическое рассмотрение возможности ускорения и вывода пучка  $\text{H}^-$ -ионов в установке "Ф". Показана также принципиальная возможность одновременно с пучком протонов, ускоряемых до максимальной энергии, ускорять также пучок  $\text{H}^-$ -ионов до энергии  $\sim 150 \text{ МэВ}$  и с помощью перезарядки выводить образовавшиеся протоны в направлении трактов транспортировки выведенных пучков.

## 1. ПОТЕРИ $\text{H}^-$ -ИОНОВ В ПРОЦЕССЕ УСКОРЕНИЯ ИЗ-ЗА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДИССОЦИАЦИИ

При движении  $\text{H}^-$ -иона в магнитном поле (В) сила Лоренца в системе координат, связанной с ионом, вызовет соответствующее электрическое поле

$$\mathcal{E} \left( \frac{\text{МВ}}{\text{см}} \right) = 3 \cdot \beta \cdot \gamma \cdot V(T_n), \quad (1)$$

где  $\gamma$  — релятивистский фактор,  $\beta$  — относительная скорость иона. При определенной величине этого поля внешний электрон  $\text{H}^-$ -иона, как наименее связанный (энергия связи 0,755 эВ), будет потерян — произойдет электрическая диссоциация иона. Образовавшийся нейтральный атом выйдет из процесса ускорения. Среднее время жизни  $\text{H}^-$ -иона в магнитном поле определяется вероятностью проникновения электрона через потенциальный барьер.



На основе анализа различных аналитических выражений и сопоставления с данными известных экспериментов было выбрано следующее выражение для среднего времени жизни ( $\tau$ )

$$\tau(\mathcal{E}) = \frac{A}{\mathcal{E}} \exp\left(\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{E}}\right), \quad (2)$$

где  $A$  и  $\mathcal{L}$  — постоянные параметры, определяемые из условия наилучшего приближения к данным эксперимента,  $\mathcal{E}$  в МВ/см. После трех итераций значения этих параметров в наиболее интересном диапазоне величин ( $1,8 < \mathcal{E} < 2,6$ ) составляют  $A = 7,96 \cdot 10^{-14}$  (в МВ/см),  $\mathcal{L} = 42,56$  (МВ/см)<sup>2/2</sup>.

На рис.1 показана зависимость  $\tau$  от  $\mathcal{E}$ . Видно, что в диапазоне  $1,8 < \mathcal{E} < 2,45$  МВ/см время жизни иона  $1000 > \tau > 1$  мкс. Расчет потерь  $H^-$ -ионов из-за электрической диссоциации проводится по формуле

$$I(t) = I_0 \exp\left[-\int_0^t \frac{dt}{\tau(t)}\right]. \quad (3)$$

С учетом (2) получим

$$I(t) = I_0 \exp\left\{-\frac{10^{14}}{7,96} \int_0^{t_k} \mathcal{E}(t) \exp\left[-\frac{42,56}{\mathcal{E}(t)}\right] dt\right\}. \quad (4)$$

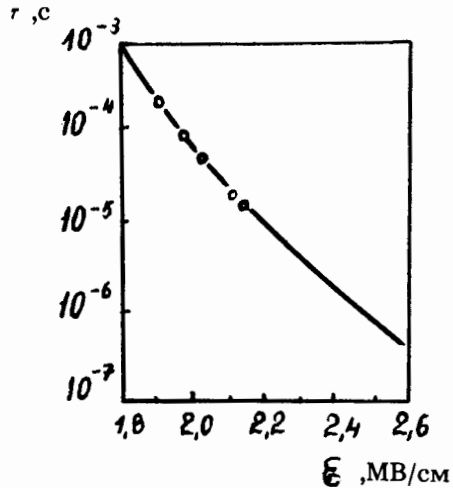


Рис.1

Как видно из (1), значения  $\mathcal{E}$  зависят от энергии иона и текущего магнитного поля на орбите иона. Следовательно, для корректного определения потерь  $H^-$ -ионов в процессе ускорения необходимо численное интегрирование по траектории ускоряемого иона с учетом магнитного поля на этой траектории. Для удобства численных расчетов в случае циклического ускорителя в качестве переменной интегрирования выберем число оборотов ( $\nu$ ). При этом  $dt = d\nu/f$ , где  $f$  — орбитальная частота иона (МГц), которая в установ-

ке "Ф" изменяется. Тогда (4) можно записать в виде

$$I(\nu) = I_0 \exp\left\{-\frac{10^{14}}{7,96} \int_0^{\nu_k} \frac{1}{f} \mathcal{E}(\nu) \exp\left[-\frac{42,56}{\mathcal{E}(\nu)}\right] d\nu\right\}, \quad (5)$$

где  $\mathcal{E}(\nu) = 3\beta(\nu) \cdot \gamma(\nu) \cdot V(\nu)$ ,  $V = V(r) + V_4(r) \cos\left(\frac{r}{\lambda} - 8\pi\nu\right)$ ,  $\lambda = 15$  см,  $f = f_0 \cdot \frac{V}{\gamma V_0}$ ;  $f_0$ ,  $V_0$  — значения этих параметров при  $r = 0$ . Аналитическое выражение, определяющее среднее поле  $\bar{V}(r)$ , и график амплитуды гармоника  $V_4(r)$  взяты из работы<sup>3/</sup>, таблица  $V_4(r)$  аппроксимируется эмпирической формулой. Зависимость среднего радиуса от оборотов определяется в процессе расчета формулой

$$\bar{r} = 3,131 \frac{\beta \cdot \gamma}{B} \text{ (М)}, \quad (6)$$

где  $\gamma(\nu) = 1 + (W_H + e\bar{V} \cdot \nu) / 939,3$ ;  $W_H$  — начальная кинетическая энергия иона;  $e\bar{V}$  — средний набор энергии ионом за оборот (МэВ),  $B$  — в Тл,  $f$  — в Гц.

## 2. ПОТЕРИ $H^-$ -ИОНОВ ИЗ-ЗА ПЕРЕЗАРЯДКИ НА МОЛЕКУЛАХ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА

Уменьшение интенсивности пучка из-за взаимодействия с остаточным газом в камере ускорителя определяется выражением<sup>4/</sup>

$$I(t) = I_0 \exp\left[-10^{27} \cdot p \cdot \int_0^{t_k} \sigma(\beta) \cdot \beta \cdot dt\right], \quad (7)$$

где  $p$  — давление остаточного газа (Торр),  $\sigma$  — сечение взаимодействия иона с молекулой остаточного газа (см<sup>2</sup>),  $t_k$  — время ускорения иона (с). В работе<sup>5/</sup> на основании (7) найдены аналитические выражения, более удобные для расчета потерь в циклотроне и фазотроне. При этом в качестве переменной интегрирования выбрана кинетическая энергия ( $W$ ) ускоряемого иона. Полагая  $dt = \frac{dt}{d\nu} \cdot \frac{d\nu}{dW} \cdot dW$  и учитывая, что  $\beta = \left[\frac{W}{469,65} + \left(\frac{W}{939,3}\right)^2\right]^{1/2}$ , для  $I(W)$  получим для  $H^-$ -ионов выражение

$$I(W) = I_0 \exp\left[-\frac{4,6 \cdot 10^{25} \cdot p}{e\bar{V}} \int_{W_H}^{W_k} \frac{1}{f} \cdot \sigma(W) \cdot \sqrt{W + \left(\frac{W}{43,34}\right)^2} dW\right], \quad (8)$$

где  $W_n, W_k$  — начальная и конечная энергии иона (МэВ). При расчете потерь  $H^-$ -ионов из-за перезарядки на остаточном газе определяющее значение имеет сечение перехода отрицательного иона в нейтральный ( $H^- \rightarrow H^0$ ), которое обозначим  $\sigma_{-1,0}$ . Сечение прямого процесса  $H^- \rightarrow H^+$  составляет при этих энергиях менее 4% от  $\sigma_{-1,0}$ , и им можно пренебречь.

Зависимость сечения перезарядки  $\sigma_{-1,0}$  от энергии иона ( $W$ ) рассматривалась в нескольких работах. Наиболее полное сравнение расчетных и экспериментальных значений проведено в работах<sup>6,7/</sup>. На основании этих работ возьмем для  $\sigma_{-1,0}$  следующую зависимость:

$$\sigma_{-1,0} = \frac{K_M \cdot 10^{-16}}{W^{0,77}} \text{ (см}^2\text{)}. \quad (9)$$

Для определения  $K_M$  воспользуемся экспериментальными данными<sup>7/</sup>. Для энергии  $H^-$ -иона, равной 10 МэВ, для случая перезарядки на молекулах азота  $\sigma_{-1,0} = 6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ , а на молекулах водорода —  $\sigma_{-1,0} = 7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Отношение сечений  $\sigma_{-1,0}(N_2)/\sigma_{-1,0}(H_2) = 8,6$ , т.е. существенно отличается от отношения молекулярных весов этих газов. Таким образом, сечение перезарядки  $H^-$ -иона  $\sigma_{-1,0}$  для азота и водорода можно записать в виде

$$\sigma_{-1,0} |_{N_2} = \frac{3,533 \cdot 10^{-16}}{W^{0,77}} \text{ (см}^2\text{)},$$

$$\sigma_{-1,0} |_{H_2} = \frac{0,412 \cdot 10^{-16}}{W^{0,77}} \text{ (см}^2\text{)}. \quad (10)$$

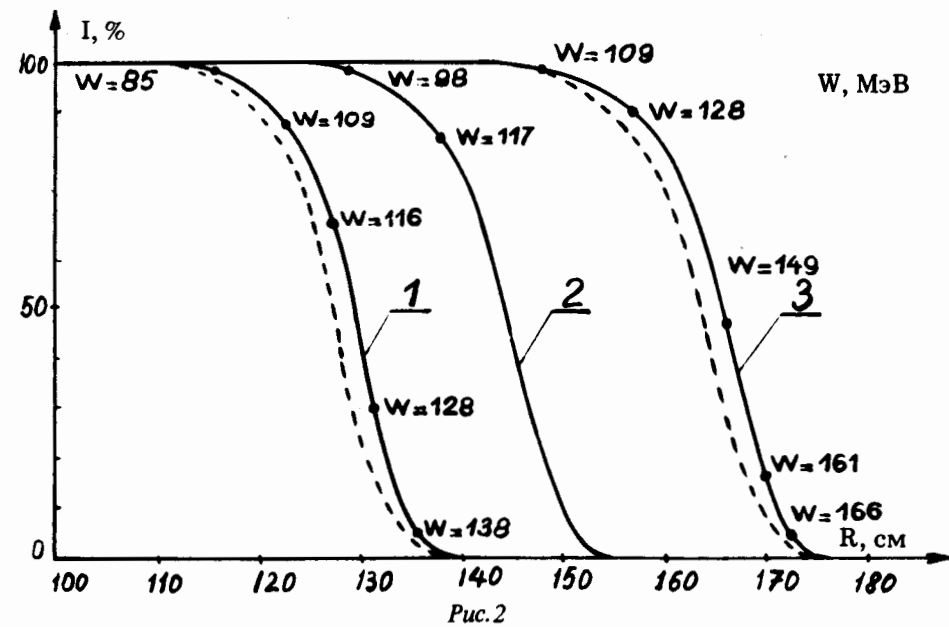
Подставляя эти выражения для сечений перезарядки в (8), получим

$$I(W) = I_0 \exp \left[ - \frac{C_M \cdot 10^{10} \cdot p}{e \bar{V}} \int \frac{W_k}{W_n} \frac{W^{-0,77}}{f} \sqrt{W + \left( \frac{W}{43,34} \right)^2} dW \right], \quad (11)$$

где  $C_M = 1,625$  для  $N_2$  и  $C_M = 0,189$  для  $H_2$ .

### 3. ПРОГРАММА NMIDF И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ПОТЕРЬ $H^-$ -ИОНОВ

Для проведения численных расчетов на основе выражений (5), (6), (11) создана программа NMIDF для ЭВМ ЕС-1010. Эта программа является модификацией программы NMID<sup>8/</sup>, разработанной для нахождения потерь отрицательных ионов в изохронных циклотронах. Интегралы вычисляются по формуле Симпсона. На каждом обороте 30 точек интег-



рирования, что для  $N = 4$  обеспечивает необходимую точность вычисления интегралов.

На рис.2 приведены результаты расчетов потерь  $H^-$ -ионов из-за электрической диссоциации. Сплошная кривая 1 соответствует режиму ускорения протонов до максимальной энергии ( $B_0 = 1,1902 \text{ Тл}$ ), среднее напряжение на дуанте ( $\bar{V}_d = V_d \cdot \cos \phi_s$ ) равно 20 кВ. Видно, что пучок начинает теряться примерно с энергии 85 МэВ, и потери резко увеличиваются при энергии больше 130 МэВ, при которой интенсивность составляет 23% от величины  $I_0$ . Возможно достичь  $W = 153 \text{ МэВ}$ , при этом  $I = 0,7 \cdot 10^{-3} \cdot I_0$ . В области энергии частота ускоряющего напряжения уменьшается примерно на 5%.

Пунктирная линия  $\frac{1}{2}$  (рис.2) показывает изменение интенсивности для того же режима при  $\bar{V}_d = 15 \text{ кВ}$ .

Можно несколько увеличить конечную энергию ускоряемых  $H^-$ -ионов путем уменьшения магнитного поля в центре ( $B_0$ ). Предполагается, что относительное изменение среднего магнитного поля вдоль радиуса при этом сохраняется.

Кривая 2 (рис.2) соответствует уменьшению  $B_0$  на 0,0852 Тл, кривая 3 — на 0,2 Тл, при этом частота ускоряющего напряжения остается еще в диапазоне частот вариатора установки "Ф" ( $f_k = 14,4 \text{ МГц}$ ). По кривой 3 видно, что пучок начинает теряться с энергии  $W = 109 \text{ МэВ}$ ,

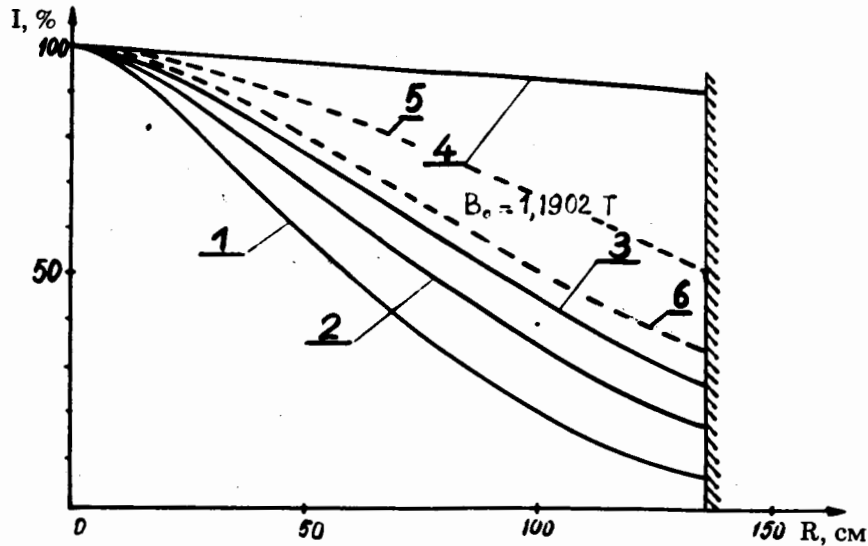


Рис.3

потери резко увеличиваются при энергии 109 МэВ, и при  $W = 161$  МэВ интенсивность составляет 8% от величины  $I_0$ .

На рис.3 сплошные линии показывают изменение интенсивности пучка из-за перезарядки на молекулах остаточного газа при различных величинах давления в камере для воздуха (1 -  $p = 2 \cdot 10^{-6}$  Торр,  $\bar{V}_d = 20$  кВ; 2 -  $p = 10^{-6}$  Торр,  $\bar{V}_d = 15$  кВ; 3 -  $p = 10^{-6}$  Торр,  $\bar{V}_d = 20$  кВ; 4 -  $p = 10^{-6}$  Торр,  $\bar{V}_d = 20$  кВ).

Пунктирные линии показывают соответствующие изменения интенсивности при перезарядке на молекулах водорода (5 -  $p = 10^{-5}$  Торр,  $\bar{V}_d = 20$  кВ; 6 -  $p = 5 \cdot 10^{-6}$  Торр,  $\bar{V}_d = 20$  кВ). Заштрихованная линия на рис.3 показывает граничные радиусы, за которыми пучок  $H^-$ -ионов полностью теряется из-за электрической диссоциации.

Полные потери  $H^-$ -ионов при ускорении на установке "Ф" легко находятся из рис.2, рис.3. Так, при ускорении до энергии  $W = 130$  МэВ для воздуха ( $p = 10^{-6}$  Торр) интенсивность пучка  $H^-$ -ионов составит ~3% от величины  $I_0$ . При том же режиме ускорения, но для водорода ( $p = 5 \cdot 10^{-6}$  Торр), интенсивность равна 11% от значения  $I_0$ .

#### 4. ПЕРЕЗАРЯДНАЯ МИШЕНЬ

Для вывода пучка ускоренных  $H^-$ -ионов обычно используется перезарядная мишень, которая представляет собой вертикальную полоску из углеродной фольги микронной толщины и шириной вдоль радиуса

несколько мм. Перезарядная мишень устанавливается на специальном устройстве внутри камеры ускорителя, и положение ее управляется дистанционно. Толщина мишени выбирается такой, чтобы после ее прохождения практически 100%  $H^-$ -ионов теряли оба электрона, и пучок протонов выходил на фланец стенки камеры фазотрона.

С достаточной для данных расчетов точностью можно считать, что переход  $H^-$  в  $H^+$  происходит двухступенчато с сечениями  $\sigma_{-1,0}$  и  $\sigma_{0,1}$ . Как и ранее, сечением прямого процесса  $\alpha_{-1,1}$  пренебрегаем.

При энергиях  $H^-$ -ионов в диапазоне 130÷150 МэВ соответствующие сечения перезарядки равны  $\sigma_{-1,0} = 2,8 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> и  $\sigma_{0,1} = 10^{-18}$  см<sup>2</sup> на атом для углерода<sup>19</sup>. Совместное решение уравнений кинетики для  $H^-$  и  $H^0$  приводит к следующим зависимостям доли нейтралов и  $H^-$ -ионов после прохождения перезарядной мишени.

$$D_{H^-} = \exp(-\sigma_{-1,0} \cdot N \cdot d/A),$$

(12)

$$D_{H^0} = \frac{\sigma_{-1,0}}{\sigma_{-1,0} - \sigma_{0,1}} [\exp(-\sigma_{0,1} \cdot N_a \cdot d/A) - \exp(-\sigma_{-1,0} \cdot N_a \cdot d/A)],$$

где  $N_a$  — число Авогадро,  $A$  — атомный вес материала мишени,  $d$  — толщина мишени в г/см<sup>2</sup>.

Для мишени толщиной  $d = 100$  мкг/см<sup>2</sup> (~0,5 мкм) и указанных выше значений сечений из соотношений (12) найдем  $D_{H^-} = 7,7 \cdot 10^{-7}$ ,  $D_{H^0} = 1,02 \cdot 10^{-2}$ . Таким образом, в данном диапазоне энергий пучок  $H^-$ -ионов за одно прохождение практически полностью перезарядается в пучок протонов при минимальной толщине углеродной мишени 100 мкг/см<sup>2</sup>.

Для того чтобы все частицы пучка  $H^-$ -ионов пересекли перезарядную мишень, ее ширина вдоль радиуса должна несколько превышать радиальное расстояние между соседними траекториями частиц пучка. "Энергетический" шаг по радиусу при  $W = 130$  МэВ,  $r = 132$  см,  $Q_r = 1,1$ ,  $\Delta W_{max} = 80$  кэВ составляет  $\Delta r_s = 0,35$  мм. При периоде процессии орбит, равной 10 оборотам, достаточная радиальная ширина мишени — 3,5 мм. С некоторым запасом примем ширину мишени равной 5 мм. Найдем ионизационную потерю энергии пучком  $H^-$ -ионов при пересечении такой мишени. Средняя потеря энергии однозарядным ионом на единице длины тормозящей среды определяется формулой Блоха<sup>19/</sup>

$$dW/dx = -0,307 \cdot \rho \cdot \frac{z}{A} \left[ \frac{1}{\beta^2} \ln \left( \frac{1,02 \cdot 10^6 \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2}{I} \right) - 1 \right] \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{см}} \right), \quad (13)$$

где  $z, \rho, I$  — заряд, плотность в г/см<sup>3</sup> и средний потенциал ионизации в эВ тормозящей среды. Для мишени из углерода ( $z/A = 0,5, \rho = 2,25$  г/см<sup>3</sup>,  $I = 78$  эВ) средние потери для Н<sup>-</sup>-иона с энергией 130 МэВ будут составлять  $dW/dx = -12,15$  МэВ/см. При толщине перезарядной мишени 1 мкм потери энергии протоном или Н<sup>-</sup>-ионом за одно прохождение равны  $\Delta W = 1,2$  кэВ. Если интенсивность пучка составляет, например, 10 мкА, то в перезарядной мишени выделяется мощность 0,012 Вт, что является по условиям охлаждения вполне допустимой величиной.

При пересечении перезарядной мишени, в основном, из-за упругого рассеяния Н<sup>-</sup>-ионов в мишени эмиттансы выведенного пучка протонов несколько увеличиваются. Проведем оценку влияния многократного рассеяния пучка в мишени.

В общем случае средний квадрат угла многократного рассеяния при прохождении слоя вещества толщиной  $d$  (г/см<sup>2</sup>) дается выражением<sup>/10/</sup>

$$\langle \theta^2 \rangle = \theta_1^2 \cdot \ln \Omega, \quad (14)$$

где  $\theta_1^2 = 4\pi N_a \cdot r_p^2 \cdot \frac{z^2 \cdot d}{A \beta^4 \gamma^2}$ ,  $r_p = 1,536 \cdot 10^{-16}$  см — классический радиус протона,  $\Omega$  — среднее число столкновений при прохождении слоя вещества.

Как правило, перезарядные мишени относительно тонкие и обычно  $\Omega < 20$ . С другой стороны, для энергий Н<sup>-</sup>-иона ( $W$ ), больших 100 МэВ, параметр  $\alpha = \frac{z}{137 \cdot \beta} \ll 1$ . В этом случае задачу о рассеянии в слабоэкранированном кулоновском поле ядра можно решать в первом борновском приближении<sup>/11/</sup>. Тогда с учетом поправок из работы<sup>/12/</sup> среднее число актов рассеяния определяется выражением (10),

$$\Omega = \frac{6,68 \cdot 10^3 \cdot (z+1) \cdot z^{1/3}}{A(1 + 3,35 \alpha^2)} \cdot \frac{d}{\beta^2}. \quad (15)$$

Средний квадрат угла рассеяния в этом случае определяется формулой

$$\langle \theta^2 \rangle = \theta_1^2 \cdot B, \quad (16)$$

где  $B = \ln \Omega - 0,115$ . Для Н<sup>-</sup>-иона с энергией 130 МэВ и мишени из углерода толщиной 1 мкм ( $d = 0,225$  мг/см<sup>2</sup>) получим  $\alpha = 0,092, \Omega = 6,78, B = 2,85$  и средний квадрат проекции угла рассеяния  $\sigma_z^2 = (1/2) \theta^2 = 2,55 \cdot 10^{-9}$  или  $\sigma_z = 0,05$  мрад. Увеличение среднеквадратичной амплитуды из-за рассеяния в мишени можно оценить по формуле<sup>/13/</sup>

$$\langle a_z \rangle = \left[ a_{z_0}^2 + \frac{2\Gamma^{-2}}{Q_z^2} \cdot \sigma_z^2 \cdot \nu_M \right]^{1/2}, \quad (17)$$

где  $\nu_M$  — число прохождений через мишень,  $a_{z_0}$  — начальная амплитуда. Из этого выражения следует, что при однократном пересечении перезарядной мишени толщиной около 1 мкм при энергии Н<sup>-</sup>-ионов 130 МэВ искажение вертикального и горизонтального эмиттансов пренебрежимо мало.

## 5. ВЫВОД ПУЧКА ПРОТОНОВ

После прохождения Н<sup>-</sup>-ионами перезарядной мишени образовавшийся пучок протонов, отклоняясь в магнитном поле фазотрона, пересекает "спирали". Поэтому для определения выходных характеристик выведенного протонного пучка необходимо численное моделирование движения частиц в магнитном поле со знакопеременными градиентами. Следует отметить также, что при использовании цилиндрической системы координат с началом в центре магнитного поля фазотрона в некоторой точке траектории вывода протона  $dr/d\phi \rightarrow \phi$ , и дальнейший счет невозможен.

В связи с этим была создана новая программа DRUNH на языке ASS-2 для ЭВМ ЕС-1010. В этой программе начало координат задается на произвольных расстояниях и азимуте относительно центра фазотрона. Таблица характеристик магнитного поля специальной подпрограммой преобразуется к новой системе координат, в которой определяется поле на траектории частицы с заданными начальными условиями и энергией. Шаг интегрирования 0,625° в новой системе координат. В начале с помощью программ DRUNGE находятся точки начального радиального эмиттанса при заданной энергии и выбранной амплитуде радиальных колебаний. Затем на заданном азимуте изменяется заряд всех частиц на противоположный, вводится программа DRUNH со смещенной системой координат, и с этого азимута эмиттанс пучка протонов переносится через холмы и долины поля фазотрона в область вне магнитного поля на заданный конечный азимут в смещенной системе координат. Результаты расчета на ЕС-1010 выводятся на графопостроитель и печать.

На рис.4 изображен начальный эмиттанс пучка протонов непосредственно после перезарядки из Н<sup>-</sup>-ионов с энергией 130 МэВ. Амплитуда радиальных колебаний  $a_0 = 1$  см.

На рис.5 приведены траектории протонов, соответствующих центру начального эмиттанса. Траектория протона с энергией 130 МэВ отвечает штатному уровню магнитного поля ( $B_0 = 1,1902$  Тл), траектория

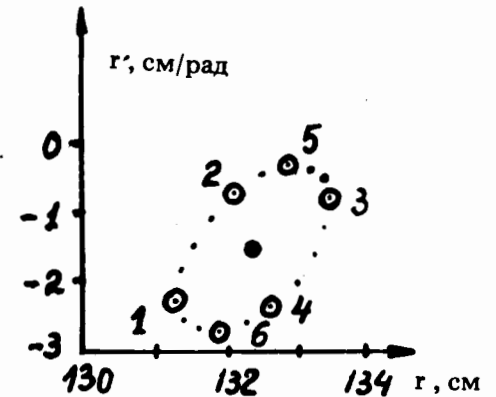


Рис.4



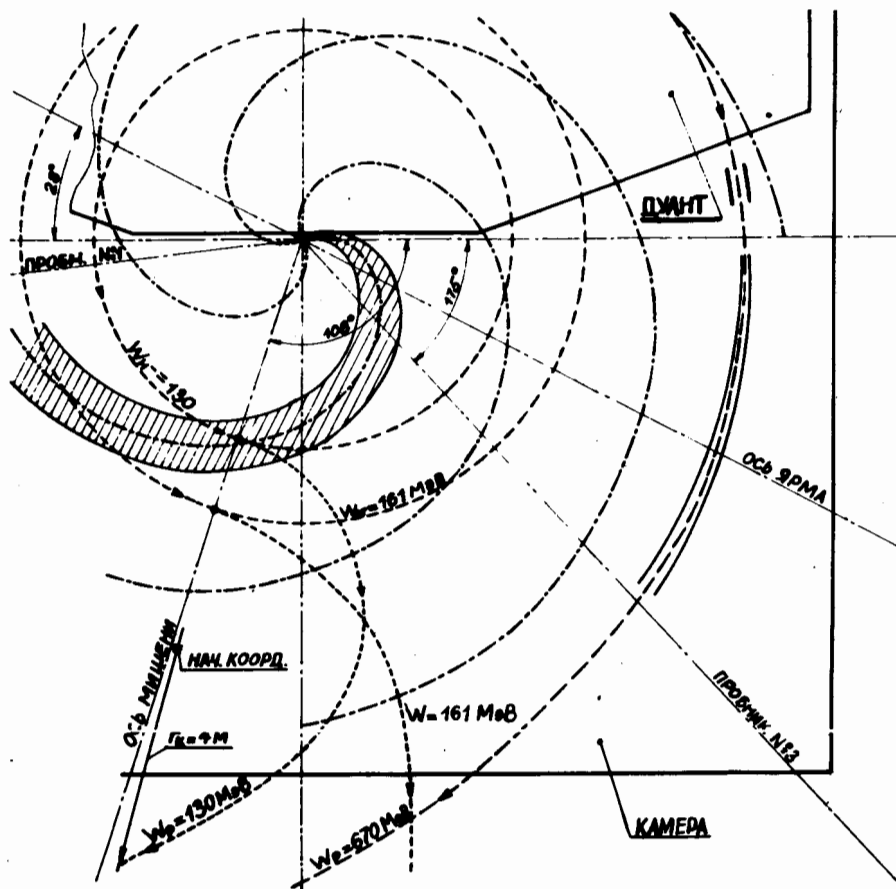


Рис.5

с  $W = 161$  МэВ — уровню, сниженному на 0,2 Тл. Перезарядная мишень установлена на азимуте  $108^\circ$  от поперечной оси камеры (точка М). Центр новой системы координат находится на расстоянии 260 см от центра фазотрона. Изменяя азимут перезарядной мишени, можно в широких пределах регулировать направление выведенного пучка. На рис.5 показана также траектория вывода протонов, ускоренных до максимальной энергии. Кроме центральной траектории еще 6 точек начального эмиттанта (рис.4) были проведены до азимута  $\phi_{1k} = 168,75^\circ$  (270 шагов) в смещенной системе координат (точка "К").

На рис.6 изображены траектории этих частиц (точки) и центральная траектория (сплошная линия) в координатах новой (смещенной) системы отсчета. Видно, что знакопеременные градиенты магнитного поля вызывают некоторую фокусировку отклоненного пучка протонов.

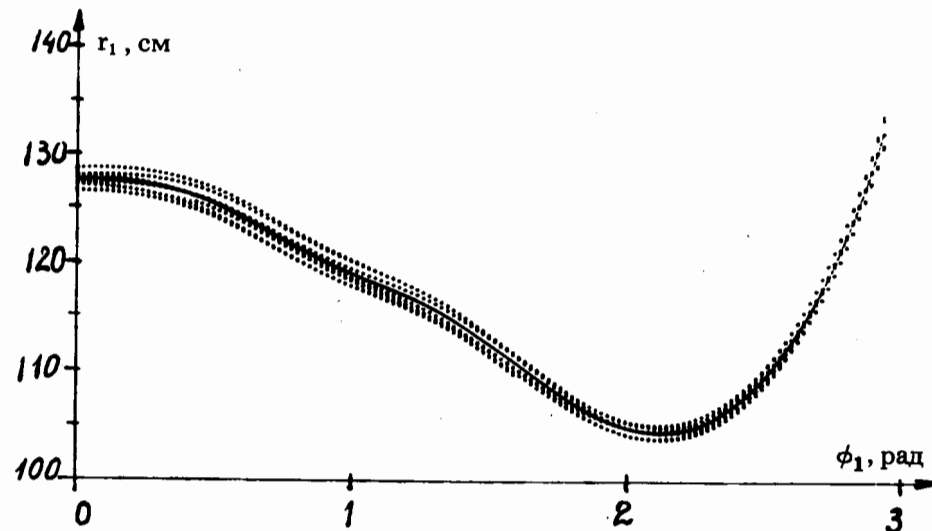


Рис.6

На рис.7 приведен радиальный эмиттанс выведенного пучка (6 точек) на азимуте  $\phi_{1k} = 168,75^\circ$  (2,945 рад), соответствующий точке К (рис.5). Этот эмиттанс соответствует плоскости  $\phi = \text{const}$ , и для получения поперечного к траектории вывода эмиттанта следует найти проекцию на плоскость, перпендикулярную к центральной траектории в точке "К". При этом радиальный размер выходного эмиттанта (рис.7) уменьшится примерно вдвое.

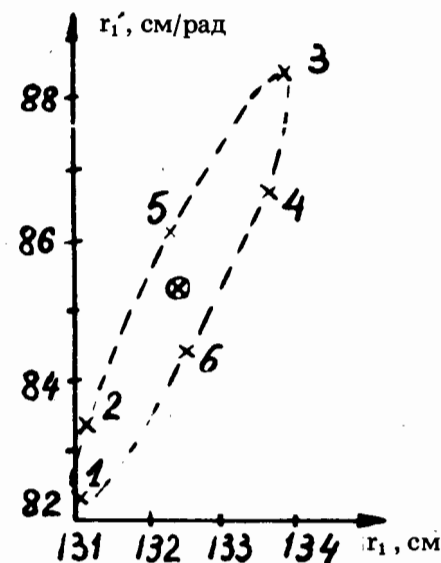


Рис.7

## 6. ОДНОВРЕМЕННОЕ УСКОРЕНИЕ ДВУХ ПУЧКОВ

В работе<sup>14/</sup> впервые рассмотрена принципиальная возможность одновременного ускорения противоположно заряженных ионов одного и того же элемента в изохронном циклотроне. В работе<sup>15/</sup> описан экспе-

римент по одновременному ускорению протонов и  $H^-$ -ионов в изохронном циклотроне У-120М.

По такой же схеме возможно одновременное ускорение двух пучков (протонов и  $H^-$ -ионов) в фазотроне. Так как в фазотроне продольные колебания частиц сгустка устойчивы, то разница в массах протонов и  $H^-$ -ионов не оказывает (в отличие от изохронного циклотрона) практически никакого влияния на процесс ускорения обоих ионов.

Относительно ионного источника отметим лишь, что в работе<sup>/15/</sup> описан комбинированный источник с двумя разрядными камерами, разработанный для инъекции протонов и  $H^-$ -ионов в У-120М. В установке "Ф" уровень магнитного поля в центре значительно ниже, чем в циклотроне У-120М, при примерно одинаковом напряжении на дуанте. Поэтому вопросы создания ионного источника и соответствующей центральной оптики, по-видимому, разрешимы.

Пучок  $H^-$ -ионов в этом режиме ускоряется до энергии  $130 \pm 150$  МэВ и выводится перезарядной мишенью ( $r_M \approx 132 \pm 140$  см). Пучок протонов в процессе ускорения пересекает перезарядную мишень и выводится существующей системой вывода. Из рис.5 видно, что можно направить оба выведенных пучка протонов с энергиями 130 МэВ и 670 МэВ в существующие каналы пучков. Так как импульсы этих пучков отличаются в 2,56 раза, то можно осуществлять коррекцию углов их траекторий общей магнитной системой. Изменяя радиус перезарядной мишени, можно уменьшать в некоторых пределах энергию пучка  $H^-$ -ионов. Возрастание эмиттансов протонного пучка при многократном пересечении перезарядной мишени находится из выражений (16), (17) при заданных параметрах мишени.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные аналитические и численные расчеты показывают, что при ускорении  $H^-$ -ионов в установке "Ф" энергия частиц ограничена потерями пучка из-за электрической диссоциации в магнитном поле и составляет  $130 \pm 150$  МэВ. Приведены выражения для расчета потерь энергии и кулоновского рассеяния в перезарядной мишени. Создана программа и выполнен расчет траекторий и радиального эмиттанса выведенного после перезарядки пучка протонов. Рассмотрена принципиальная возможность одновременного ускорения и вывода в фазотроне ОИЯИ двух пучков — протонов и  $H^-$ -ионов.

В заключение авторы выражают благодарность В.П.Дмитриевскому за поддержку данной работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Василенко А.Т. и др. — В сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Д9-87-105. т. II. Дубна: ОИЯИ, 1987, с.228.
2. Stinsen G.M. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1969, v. 74, p.333.
3. Аленицкий Ю.Г. и др. ОИЯИ, P9-81-664, Дубна, 1981.
4. White M.J. et al. — In: Proc. 8-th Conf. High Energy Accelerators, Geneva, CERN, 1971, p.568.
5. Тучек Й. и др. ОИЯИ, P9-83-285, Дубна, 1983.
6. Haddock R.P. et al. — In: Proc. Intern. Conf. on Sector-Focused Cyclotron, CERN, Geneva, 1963, p.340.
7. Berkner K.H. et al. — Phys.Rev., 1964, 134, 6A, p.1461.
8. Дмитриевский В.П. и др. - Международное совещание по циклотронам и их применению. P9-85-707, Дубна: ОИЯИ, 1985, с.251.
9. Росси Б. Частицы больших энергий (перевод с англ.). М.: ГИТТЛ, 1955.
10. Стародубцев С.В., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962.
11. Moliere G. — Zs. Naturforsch., 1948, 3A, p. 78.
12. Bethe H.A. — Phys. Rev., 1953, 89, p.1256.
13. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М.: Физматгиз, 1962.
14. Дмитриевский В.П. и др. ОИЯИ, P9-87-703, Дубна, 1987.
15. Бейшовец В. и др. ОИЯИ, P9-88-249, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 августа 1988 года.



### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

|                |   |             |
|----------------|---|-------------|
| Д13-84-63      | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.                              | 4 р. 50 к.  |
| Д2-84-366      | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.                                      | 4 р. 30 к.  |
| Д1,2-84-599    | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.                                     | 5 р. 50 к.  |
| Д17-84-850     | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)               | 7 р. 75 к.  |
| Д11-85-791     | Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985. | 4 р. 00 к.  |
| Д13-85-793     | Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.  | 4 р. 80 к.  |
| Д4-85-851      | Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.  | 3 р. 75 к.  |
| Д3,4,17-86-747 | Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.   | 4 р. 50 к.  |
|                | Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)                                  | 13 р. 50 к. |
| Д1,2-86-668    | Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)                           | 7 р. 35 к.  |
| Д9-87-105      | Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)                                   | 13 р. 45 к. |
| Д7-87-68       | Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.  | 7 р. 10 к.  |
| Д2-87-123      | Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.   | 4 р. 45 к.  |
| Д4-87-692      | Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.                            | 4 р. 30 к.  |
| Д2-87-798      | Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.                                   | 3 р. 55 к.  |
| Д14-87-799     | Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.                | 4 р. 20 к.  |
| Д17-88-95      | Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.                         | 5 р. 20 к.  |

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

### ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

| Индекс | Тематика   |
|--------|--|
| 1.     | Экспериментальная физика высоких энергий   |
| 2.     | Теоретическая физика высоких энергий   |
| 3.     | Экспериментальная нейтронная физика  |
| 4.     | Теоретическая физика низких энергий  |
| 5.     | Математика   |
| 6.     | Ядерная спектроскопия и радиохимия   |
| 7.     | Физика тяжелых ионов   |
| 8.     | Криогеника   |
| 9.     | Ускорители   |
| 10.    | Автоматизация обработки экспериментальных данных   |
| 11.    | Вычислительная математика и техника  |
| 12.    | Химия  |
| 13.    | Техника физического эксперимента   |
| 14.    | Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами   |
| 15.    | Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях   |
| 16.    | Дозиметрия и физика защиты   |
| 17.    | Теория конденсированного состояния   |
| 18.    | Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники |
| 19.    | Биофизика  |

Кольга В.В., Ле Киен Тхань, Онищенко Л.М.

P9-88-637

Теоретическое рассмотрение возможности ускорения и вывода  $H^-$ -ионов на фазотроне ОИЯИ

Проведены аналитические и численные расчеты потерь  $H^-$ -ионов при ускорении на фазотроне ОИЯИ. Энергия  $H^-$ -ионов ограничена потерями пучка из-за электрической диссоциации в магнитном поле и составляет  $130 \div 150$  МэВ. Рассмотрена возможность одновременного ускорения и вывода в фазотроне ОИЯИ двух пучков — протонов и  $H^-$ -ионов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Kol'ga V.V., Le Kien Thanh, Onischenko L.M.

P9-88-637

Theoretical Consideration of a Possibility of Accelerating and Extracting  $H^-$ -Ions in the JINR Phasotron

Analytical and numerical calculations have been carried out to find losses of  $H^-$ -ions at their acceleration in the JINR phasotron. The energy of  $H^-$ -ions is limited by beam losses due to electric dissociation in the magnetic field and is  $130 \div 150$  MeV. A basic possibility of simultaneous acceleration and extraction of two beams (protons and  $H^-$ -ions) in the JINR phasotron is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988