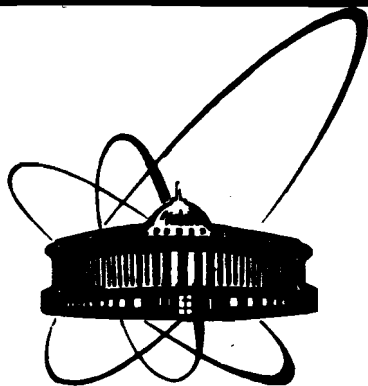


89-477



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

M651

9-89-477

Р. Мисиак, М. Ф. Шабашов, А. Л. Шишкин

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА
УСКОРЯЕМОГО ПУЧКА ФАЗОТРОНА

1989

Важными характеристиками ускорителя являются эффективности проводки и вывода пучка, определяемые как

$$\eta_{\text{пр}} = \frac{i_1}{i_0}; \quad \eta_{\text{выв}} = \frac{i_{\text{выв}}}{i_1},$$

где i_0, i_1 — средние значения тока пучка соответственно на радиусе окончания первого фазового колебания и на предвыводных радиусах, $i_{\text{выв}}$ — ток выведенного пучка. Ток i_0 измеряется с помощью коллекторного датчика, прямые же измерения токов $i_1, i_{\text{выв}}$ с помощью коллекторов в области энергий протонов в сотни МэВ сопряжены с трудностями полного сбора заряда пучка. Для измерений на выведенном пучке протонов с такой энергией широко применяются калориметры и активационные детекторы ^{/1/}. Однако для измерений на циркулирующем пучке практически невозможно применить калориметры, измерение же тока пучка по активации фольг связано с необходимостью определения кратности прохождения протонов пучка через фольгу.

В данной работе предлагается методика измерения тока ускоряемого пучка протонов по активации тонкой фольги. Методика нашла применение при измерениях на пучках протонов фазотрона ОИЯИ ^{/2/}, имеющих энергию около 680 МэВ при токе выведенного пучка до 2,5 мкА.

1. КРАТНОСТЬ ПРОХОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ ЧЕРЕЗ ФОЛЬГУ

Эффективный ток $i_{\text{эфф}}$ пучка протонов, прошедших через фольгу, определяется соотношением

$$i_{\text{эфф}} = n \cdot i, \tag{1}$$

где n — кратность прохождения, i — среднее значение тока пучка. Нас интересует величина i . В работе ^{/3/} показано, что кратность

$$n = d \cdot F \cdot v^{-1}, \tag{2}$$

где d — радиальный размер фольги, $F(R)$ — частота ускоряющего ВЧ-поля, $v(R)$ — скорость радиального перемещения пучка, R — радиальное положение фольги (пучка).

Для полноты изложения приведем соображения, на основе которых было получено соотношение (2). Ускоряемый пучок протонов с конечными поперечными и продольным размерами обращается в камере с частотой $F(R)$ и перемещается от центра к области вывода со скоростью $v(R)$. Рассмотрение ограничивается областью радиусов, где радиальное перемещение пучка за оборот

$$\Delta R = \frac{v(R)}{F(R)} \ll \Delta r, \quad (3)$$

Δr — радиальный размер пучка. В нашем случае это справедливо для радиусов более 60 см ($W_p > 25$ МэВ).

Очевидно, что при неизменном радиальном распределении заряда пучка $\sigma(R)$ через область ΔR за один полный цикл ускорения пройдет заряд, равный заряду пучка q_0 , а именно:

$$\sum_i q_i = \int_0^{\Delta R} \sigma(R) \cdot dR + \int_{\Delta R}^{2\Delta R} \sigma(R) dR + \dots = \int_0^{\Delta r} \sigma(R) dR = q_0, \quad (4)$$

здесь i — номер оборота. Через область с радиальным размером d пройдет, соответственно, заряд

$$q = \frac{d}{\Delta R} \cdot q_0 = \frac{d}{v} \cdot F \cdot q_0. \quad (5)$$

Для среднего значения тока можем записать

$$i_{эфф} = \frac{d}{v} \cdot \bar{F} \cdot i, \quad (6)$$

откуда следует соотношение (2).

Данное рассмотрение не учитывает многократного кулоновского рассеяния протонов фольгой, а также особенностей движения частиц при ускорении. Частицы пучка совершают около равновесной траектории бетатронные и синхротронные колебания с изменением фазы колебаний за оборот соответственно $2\pi Q_r$ и $2\pi T/T_\phi$ (здесь $T = 1/F$, $T_\phi \approx 30$ мкс — период синхротронных колебаний) и амплитудами A_0 и a_0 .

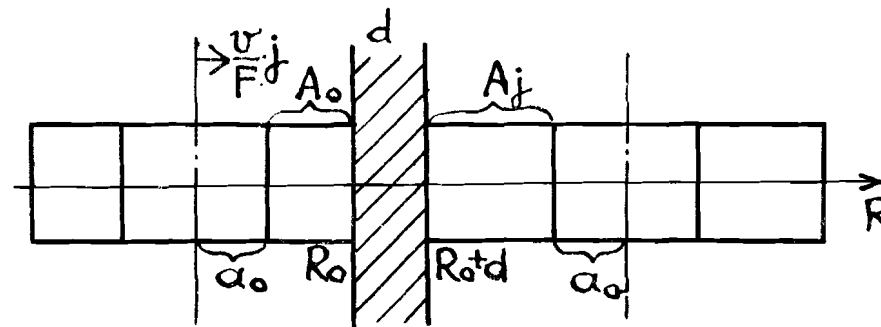


Рис. 1. Схема определения области взаимодействия пучка с фольгой.

Распределение частиц по фазам тех и других колебаний считаем равномерным. При перемещении равновесной траектории в диапазоне радиусов (рис. 1)

$$R_0 - (a_0 + A_0) \leq R \leq R_0 + d + a_0 + A_j, \quad (7)$$

где R_0 — радиальное положение передней кромки фольги, возможно взаимодействие пучка с фольгой, и при выполнении условия

$$R_0 \leq [R_0 - a_0 - A_0 + \frac{v}{F} \cdot j + A_0 \cdot \sin(2\pi Q_r \cdot j + \phi_0) + a_0 \sin(2\pi j T / T_\phi + \Phi_0)] \leq R_0 + d \quad (8)$$

частица первый раз попадает в фольгу. Следующие столкновения произойдут при выполнении условия

$$a_0 + A_j \leq [\frac{v}{F} \cdot j + A_j \cdot \sin [2\pi Q_r (j - k) + \phi_j] + a_0 \sin(2\pi j T / T_\phi + \Phi_0)] \leq a_0 + A_j + d, \quad (9)$$

где j — текущий номер оборота, k — номер оборота предыдущего столкновения, а амплитуда и фаза бетатронного колебания после столкновения определяются соотношениями (рис. 2)

$$A_j = (A_k^2 + \Delta A^2 + 2\Delta A \cdot A_k \cdot \cos \phi_k)^{1/2},$$

$$\operatorname{tg} \phi_j = \frac{A_k \sin \phi_k}{A_k \cdot \cos \phi_k + \Delta A}, \quad (10)$$

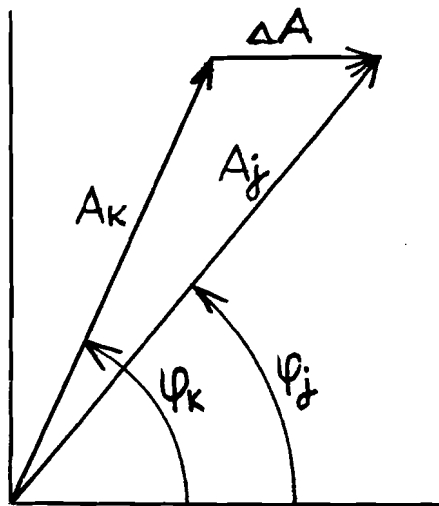


Рис. 2. Схема определения амплитуды и фазы бетатронных колебаний после прохождения фольги.

то есть складываются два колебания с амплитудами и фазами соответственно A_k , ϕ_k и ΔA , 0 . Мы положили, что параметры бетатронных колебаний мгновенно меняются при рассеянии, в то время как аналогичные параметры синхротронных колебаний меняются с постоянной времени $T_\phi \approx 30$ мкс.

Изменение амплитуды бетатронных колебаний при рассеянии определяется соотношениями

$$\Delta A_r = \frac{R}{Q_r} \cdot \operatorname{tg} \alpha_0 \approx \frac{R}{Q_r} \cdot \alpha_0; \quad \Delta A_z = \frac{R}{Q_z} \cdot \alpha_0, \quad (11)$$

где α_0 — среднеквадратичный угол рассеяния в горизонтальной (или вертикальной) плоскости

$$\alpha = (\langle \theta^2 \rangle / 2)^{1/2}, \quad (12)$$

а пространственный угол рассеяния определяется формулой Бете — Ашкина^{4/}:

$$\langle \theta^2 \rangle = 0,157 \cdot \frac{Z(Z+1)}{A} \cdot \frac{z^2 x}{(\rho V)^2} \cdot \ln \left\{ 1,13 \cdot 10^4 \cdot \frac{Z^{4/3}}{A} \cdot \frac{z^2 x}{\beta^2} \right\}, \quad (13)$$

у нас $Z=13$, $A=27$, $x=2,3 \cdot 10^{-3}$ г. см⁻², ρV , β — функции энергии протона $W_p(R)$. Для фольг с толщиной x менее 1 мг · см⁻² следует пользоваться соотношениями Мольер^{5/}. В таблице приведены рассчитанные по соотношениям (11)-(13) величины α_0 , ΔA_r , ΔA_z для разных радиусов при однократном прохождении через фольгу с $x=2$ мг · см⁻² (данные по Q_r , Q_z взяты из работ^{6,7/}). При n прохождениях угол рассеяния и изменение амплитуд определяются соотношениями

$$\alpha = \alpha_0 \cdot n^{1/2}; \quad \Delta A_{r,z} = \Delta A_{r,z}^{(1)} \cdot n^{1/2}. \quad (14)$$

Таблица

| R, см | W_p , МэВ | ΔE_i , кэВ | α_0 , рад | Q_z | ΔA_z , мм | Q_r | ΔA_r , мм |
|-------|-------------|--------------------|------------------|-------|-------------------|-------|-------------------|
| 130 | 128 | 9,9 | 2,9 E-04 | 0,240 | 1,59 | 1,104 | 0,35 |
| 140 | 151 | 9,0 | 2,5 E-04 | 0,261 | 1,33 | 1,122 | 0,31 |
| 150 | 177 | 8,0 | 2,1 E-04 | 0,259 | 1,22 | 1,146 | 0,28 |
| 160 | 206 | 7,2 | 1,8 E-04 | 0,273 | 1,06 | 1,166 | 0,25 |
| 170 | 239 | 6,6 | 1,6 E-04 | 0,296 | 0,90 | 1,181 | 0,23 |
| 180 | 274 | 6,1 | 1,4 E-04 | 0,322 | 0,76 | 1,177 | 0,21 |
| 190 | 312 | 5,7 | 1,2 E-04 | 0,328 | 0,70 | 1,200 | 0,19 |
| 200 | 354 | 5,4 | 1,1 E-04 | 0,311 | 0,68 | 1,206 | 0,18 |
| 210 | 398 | 5,1 | 9,5 E-05 | 0,278 | 0,72 | 1,208 | 0,17 |
| 220 | 445 | 4,8 | 8,6 E-05 | 0,228 | 0,83 | 1,204 | 0,16 |
| 230 | 492 | 4,6 | 7,8 E-05 | 0,241 | 0,74 | 1,183 | 0,15 |
| 240 | 540 | 4,4 | 7,2 E-05 | 0,231 | 0,74 | 1,161 | 0,15 |
| 250 | 587 | 4,3 | 6,6 E-05 | 0,218 | 0,76 | 1,128 | 0,15 |
| 260 | 633 | 4,2 | 6,2 E-05 | 0,277 | 0,58 | 1,068 | 0,15 |
| 270 | 679 | 4,1 | 5,8 E-05 | 0,156 | 1,00 | 1,108 | 0,14 |

Следует отметить, что в соответствии с (11) амплитуды вертикальных бетатронных колебаний в фазотроне ОИЯИ растут при рассеянии существенно быстрее радиальных ($Q_r = 1,016-1,20$, $Q_z = 0,156-0,322$).

Моделирование процесса многократного прохождения пучка через фольгу с учетом статистического характера кулоновского рассеяния^{3/} показало, что среднее значение кратности прохождения пучка частиц с разными начальными значениями фаз колебаний ϕ_0 , Φ_0 не зависит от их амплитуд A_0 , a_0 , если рассеяние не приводит к потерям частиц.

Необходимо обратить внимание, что ионизационные потери энергии протонов могут приводить к фазовым потерям частиц пучка на радиусе установки фольги. Это, в свою очередь, может привести к завышению измеренного значения тока за счет высокой кратности прохождения этих частиц. В нашем случае фольга устанавливалась на радиусе 250 см, где энергия протонов составляет 587 МэВ, а ионизационные потери при одном прохождении фольги ($x=2,3 \cdot 10^{-3}$ г. см⁻²) — около 5 кэВ. Потери энергии за оборот составят в среднем

$$\langle \Delta E_i \rangle = \frac{n}{k} \cdot \Delta E_i, \quad (15)$$

где полное число оборотов пучка в области взаимодействия с фольгой

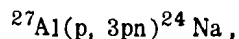
$$k \geq \frac{2(a + A) + d}{v} \cdot F,$$

и для $a = A = 5 \text{ мм}^{/9/}$ и $d = 1 \text{ мм}$ $\langle \Delta E_i \rangle \leq 0,24 \text{ кэВ/оборот}$. Такие потери энергии за оборот компенсируются за счет процесса автофазировки. Потерь пучка на радиусе 250 см нет. Измерения, проведенные одновременно с использованием пикап-электродов ^{8/}, показали, что рассеяние на фольге не приводит к заметным изменениям радиального и продольного распределений заряда пучка.

Скорость радиального перемещения пучка $v(R)$ измерялась с помощью вторично-эмиссионного датчика на основе такой же фольги ^{9/}. Следует отметить, что скорость радиального перемещения $v(R)$ определяется магнитным полем и законом изменения частоты ускоряющего напряжения и не зависит от его амплитуды $U_g(R)$. Это было также проверено экспериментально измерениями $v(R)$ при различных зависимостях $U_g(R)$ ^{9/}.

2. АКТИВАЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР

Основным требованием, предъявляемым к активационному детектору, является его минимальное влияние на ускоряемый пучок. В качестве детектора используется узкая ($\sim 1 \text{ мм}$) полоска алюминиевой фольги толщиной $\delta = 6 \text{ мкм}$, $x = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Для мониторинга используется реакция



при которой образуется радиоактивный изотоп ^{24}Na с периодом полураспада $T_{1/2} = 15,01 \text{ часа} = 54036 \text{ с}$. Облучение проводится в течение времени

$$\Delta t \ll T_{1/2}.$$

Число ядер ^{24}Na в конце облучения за время Δt (у нас $\Delta t = 60 \text{ с}$) пучком протонов с энергией W_p , током i определяется соотношением

$$N_0 = n_p \cdot x \cdot \sigma \cdot i \cdot q_0^{-1} \cdot n \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \approx n_p \cdot x \cdot \sigma \cdot i \cdot q_0^{-1} \cdot \Delta t \cdot n, \quad (16)$$

где $n_p = N_{\text{AB}} \cdot M^{-1}$ — концентрация ядер Al, $N_{\text{AB}} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$, $M = 27 \text{ г} \cdot \text{моль}^{-1}$, $\rho = 2,7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, δ — толщина фольги (см), $\sigma(W_p)$ —

сечение реакции (мб), $q_0 = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ мкКл}$ — заряд протона, n — кратность прохождения. Активность облученного детектора в момент t_0 от конца облучения

$$Q(t_0) = \left. \frac{dN}{dt} \right|_{t=t_0} = -\lambda \cdot N \cdot e^{-\lambda t_0} = Q_0 \cdot e^{-\lambda t_0}, \quad (17)$$

где

$$\lambda = -\frac{\ln 0,5}{T_{1/2}} = 1,28 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1},$$

N_0 дается соотношением (16). Соотношения (16), (17) дают для активности детектора на конец облучения

$$Q_0 = 1,78 \cdot 10^3 \cdot x \cdot \sigma \cdot i \cdot \Delta t \cdot n \quad (\text{Бк}). \quad (18)$$

Отсюда для тока выведенного пучка имеем

$$i_{\text{выв}} = 5,82 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{Q_0}{\sigma \cdot x \cdot \Delta t}. \quad (19)$$

Активность детектора, облученного протонами циркулирующего пучка,

$$Q = \frac{1}{\sin \beta} \cdot n \cdot i_1, \quad (20)$$

где β — угол наклона фольги к пучку, а n дается соотношением (2). Используя очевидное соотношение:

$$d \cdot x = \frac{m_\phi}{\ell_\phi},$$

где m_ϕ, ℓ_ϕ — масса (г) и длина (см) детектора, получаем соотношение для тока ускоряемого пучка:

$$i_1 = 5,82 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{Q \cdot v \cdot \sin \beta}{\sigma(W_p) \cdot F \cdot \Delta t} \cdot \frac{\ell_\phi}{m_\phi}. \quad (21)$$

Соотношения (19), (21) используются для определения тока выведенного и циркулирующего пучков по активности облученных фольг.

3. ИЗМЕРЕНИЯ

Фольговый активационный детектор с помощью пробника устанавливается на радиусе 250 см. Во избежание теплового разрушения фольги ускоритель включался со скважностью 1:10, что позволяло работать с номинальными импульсными токами пучка. Выведенный ток составлял 0,2-0,25 мкА, эффективный циркулирующий ток протонов через фольгу (с учетом кратности прохождения) — 16-20 мкА. Энергия протонов на этом радиусе $W_p = 587$ МэВ, сечение реакции $\sigma(W_p) = 10,8 \pm 0,5$ мб, скорость $v(R) = 0,44 \pm 0,02$ мм · мкс⁻¹, частота $F = 15,05$ мкс⁻¹, время облучения $\Delta t = 60 \pm 1$ с, угол $\beta = 45^\circ$ (определяется конструктивными особенностями пробника). Измерения активности облученных фольг выполнялись с помощью полупроводникового спектрометра радиохимического отдела ЛЯП с точностью $\pm 1\%$. При измерениях тока выведенного пучка фольга устанавливается за выводным окном нормально к пучку.

4. ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЯ

Среднеквадратичная относительная ошибка измерения тока ускоренного пучка определяется из соотношения

$$\delta^2 i = \delta^2 Q + \delta^2 \sigma + \delta^2 v + \delta^2 \Delta t + \delta^2 F + \delta^2 m + \delta^2 l, \quad (22)$$

где $\delta Q \leq \pm 1 \cdot 10^{-2}$, $\delta \sigma \leq \pm 5 \cdot 10^{-2}$, $\delta F \leq \pm 2 \cdot 10^{-6}$, $\delta \Delta t \leq \pm 2 \cdot 10^{-2}$, $\delta v \leq \pm 5 \cdot 10^{-2}$, $\delta m \leq \pm 2 \cdot 10^{-2}$, $\delta l \leq \pm 1 \cdot 10^{-2}$ и $\delta i_1 \leq \pm 8 \cdot 10^{-2}$. Ошибка измерения тока выведенного пучка определяется аналогично:

$$\delta^2 i_{\text{выв}} = \delta^2 Q + \delta^2 \sigma + \delta^2 x + \delta^2 \Delta t,$$

где $\delta Q \leq \pm 1 \cdot 10^{-2}$, $\delta x \leq \pm 2 \cdot 10^{-2}$ и $\delta i_{\text{выв}} \leq \pm 6 \cdot 10^{-2}$.

При оценке ошибки определения эффективности вывода $\eta_{\text{выв}}$ исключается ошибка $\delta \sigma$, поскольку эта ошибка систематическая, а для измерения токов как выведенного, так и измеряемого пучков используется одна и та же методика, поэтому

$$\delta^2 \eta_{\text{выв}} = 2\delta^2 Q + \delta^2 x + 2\delta^2 \Delta t + \delta^2 v + \delta^2 l + \delta^2 m \quad \text{и} \quad \delta \eta_{\text{выв}} \leq \pm 7 \cdot 10^{-2}.$$

5. ВЫВОДЫ

1. Предложена методика измерения тока ускоренного пучка фазотрона.
2. С помощью предложенной методики выполнен цикл измерений, позволивший определить следующие характеристики фазотрона ОИЯИ:
 - а) коэффициент проводки пучка с радиуса 60 см до 250 см составляет $0,80 \pm 0,08$;
 - б) коэффициент вывода пучка из камеры с радиуса 250 см при удаленном из нее С-электроде составляет $0,52 \pm 0,04$;
 - в) коэффициент вывода пучка из камеры при установленном в ней С-электроде составляет $0,48 \pm 0,04$;
 - г) коэффициент вывода пучка с включенной системой его временной растяжки (растянутого пучка) составляет $0,33 \pm 0,03$.

Авторы благодарят В.И.Данилова, Л.М.Онищенко, Н.Г.Шакуна за полезные дискуссии и помощь в организации работы на фазотроне ОИЯИ, А.Л.Беляева за помощь в выполнении расчетов на компьютере, В.В.Калиниченко и А.Ф.Чеснова за прочтение рукописи, советы и замечания. Авторы благодарны также В.В.Кольге за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Москалев В.А. и др. — Измерения параметров пучка заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1980.
2. Василенко А.Т. и др. — Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т. II, с. 228.
3. Беляев А.Л. и др. — ОИЯИ, 13-88-575, Дубна, 1988.
4. Мухин К.Н. — Экспериментальная ядерная физика. М.: Атомиздат, т. I, с. 303.
5. Стародубцев С.В. — Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент: ФАН, 1970, с. 44.
6. Аленицкий Ю.Г. и др. — ОИЯИ, Р9-81-664, Дубна, 1981.
7. Заплатин Н.Л. и др. — ОИЯИ, Р9-85-258, Дубна, 1985.
8. Денисов Ю.Н. и др. — Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т. I, с. 56.
9. Кольга В.В. и др. — Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-89-52, Дубна, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июня 1989 года.