

3. А. Л. Якубович, Е. И. Зайцев, С. М. Пржигаловский. Ядерно-физические методы анализа минерального сырья. М., Атомиздат, 1969.
 4. И. В. Томский, В. Н. Митов и др. В сб.

- «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Вып. 5. Л., Изд. СКБРА, 1969, стр. 111.
 5. Р. И. Плотников и др. В сб. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Вып. 2. Л., Изд. СКБРА, 1967, стр. 121.

Диагностика электронно-ионного сгустка с помощью тормозного излучения

М. Л. ИОВНОВИЧ, В. П. САРАНЦЕВ, М. М. ФИКС

УДК 533.95:621.039.61

В работе [1] был предложен новый метод коллективного ускорения ионов. Метод основан на возможности создания электронно-ионных сгустков, которые ускоряются как целое внешними электромагнитными полями. Создание сгустка начинается с формирования во внешнем магнитном поле тонкого кольца релятивистских электронов (большой радиус кольца R , малый a), где происходит накопление ионизированных атомов. Процесс накопления рассмотрен в работах [2—4]. Во время накопления при столкновении электронов с атомами и ионами возникает тормозное излучение электронов, которое можно использовать для диагностики сгустка.

Тормозное излучение релятивистского электрона на атомном ядре существенно анизотропно. При $\gamma \gg 1$ (γ — релятивистский фактор электрона в покоящемся сгустке) почти все излучение сосредоточено в малом телесном угле $\Omega_0 = 4\pi \sin^2 \frac{\theta}{2}$, где $\frac{\theta}{2} = \frac{1}{\gamma}$ — плоский угол между направлением распространения γ -кванта и касательной к траектории в точке излучения [5].

Среднее число γ -квантов N с энергией $\varepsilon = \frac{h\nu}{mc^2} \geq \varepsilon_0$ испускаемых кольцом в единицу времени в угол Δ , под которым видна «освещенная» часть детектора излучения (рис. 1), определяется выражением

$$\frac{dN}{dt} = \sum_{Z_0} \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} d\varepsilon' \Phi(Z_0, \varepsilon') dQ \sum_{Z=0}^{Z_0} n_{Z_0 Z} j_e R \frac{4\pi}{\Omega_0} \times \int d\varphi \sin^2 \frac{\Delta}{4}, \quad (1)$$

где $\Phi(Z_0, \varepsilon)$ — сечение излучения γ -кванта с энергией, заключенной в интервале $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$, на ядре с зарядом Z_0 ; $n_{Z_0 Z}$ — плотность тяжелых частиц (Z_0 — заряд ядра; Z — заряд иона); j_e — плотность потока электронов в кольце.

Интегрирование осуществляется по сечению кольца $Q = \pi a^2$. Формула (1) получена при условии прозрачности потока электронов для γ -квантов.

Если размер детектора $d \gg a$ и плотности электронов и тяжелых частиц по сечению кольца Q постоянны, то

$$\frac{dN}{dt} = N_e c \sum_{Z_0} \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} d\varepsilon' \Phi(Z_0, \varepsilon') \sum_{Z=0}^{Z_0} n_{Z_0 Z} \frac{2}{\pi} \gamma^2 \int d\varphi \sin^2 \frac{\Delta}{4}, \quad (1a)$$

где N_e — полное число электронов в кольце.

Функция $\Delta(\varphi)$, а также уравнения, определяющие пределы интегрирования по φ , находятся из простых геометрических построений (см. рис. 1). В случае, когда

да не только $\frac{1}{\gamma} \ll 1$, но и $\frac{\alpha}{2} \ll 1$, $\beta < 1$, можно получить приближенное значение геометрического фактора $G\left(\frac{\alpha}{2}, \beta, \gamma\right) = \frac{2}{\pi} \gamma^2 \int d\varphi \sin^2 \frac{\Delta}{4}$ в аналитическом виде:

$$G\left(\frac{\alpha}{2}, \beta, \gamma\right) \approx \begin{cases} \frac{1}{3\pi} \left(3\frac{\alpha}{2} - \frac{1}{\gamma}\right) & \frac{\alpha}{2} \geq \frac{1}{\gamma}; \\ \frac{1}{3\pi} \gamma^2 \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \left(3\frac{1}{\gamma} - \frac{\alpha}{2}\right) & \frac{\alpha}{2} \leq \frac{1}{\gamma}. \end{cases} \quad (2)$$

Семейство кривых $G\left(\frac{\alpha}{2}, \beta, \gamma\right) \Big|_{\gamma=\text{const}}$ представлено на рис. 2. $\text{tg } \beta = 2,5 \text{ tg } \frac{\alpha}{2}$

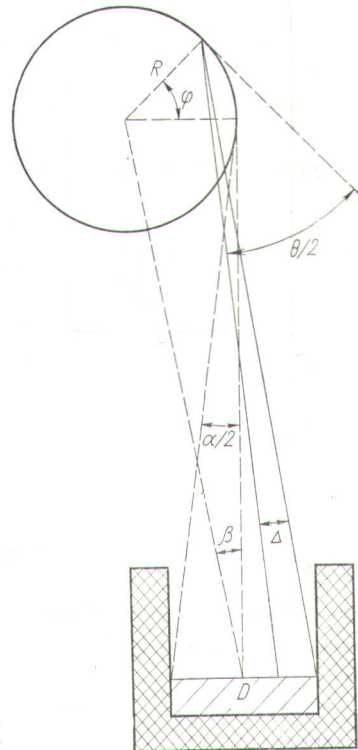


Рис. 1. Схема расположения детектора D тормозного излучения.

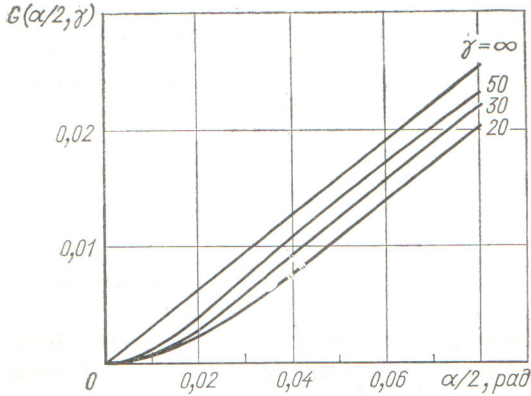


Рис. 2. Отношение интенсивности тормозного излучения, попадающего в детектор, к полной интенсивности излучения всего кольца.

При накоплении ионов одноатомного газа одного вида интенсивность излучения и число γ -квантов, попадающих в детектор за время t , соответственно равны

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_0 G\left(\frac{\alpha}{2}, \beta, \gamma\right) s(t); \quad (3)$$

$$N(t) = \left(\frac{dN}{dt}\right)_0 G\left(\frac{\alpha}{2}, \beta, \gamma\right) p(t), \quad (4)$$

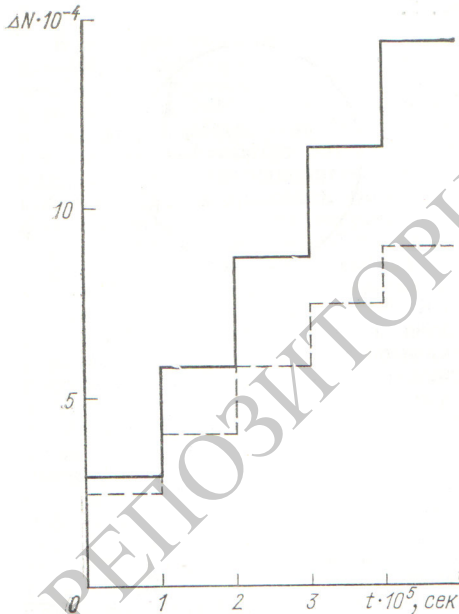


Рис. 3. Число γ -квантов с энергией $0,1 \leq h\nu \leq 1,0$ Мэв, попадающих в детектор в интервал $\Delta t = 10^{-5}$ сек:

— накопление из атомного пучка;
 - - - - - накопление из остаточного газа;
 $n_e = 10^{14}$ см $^{-3}$; $a = 0,1$ см; $N_e = 10^{14}$;
 $\frac{\alpha}{2} = 0,02$.

где

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_0 = N_e c n_a \int_{\epsilon_0}^{\epsilon} d\epsilon' \Phi(Z_0, \epsilon') \quad (5)$$

интенсивность излучения всего сгустка в начальный момент времени $t=0$; n_a — плотность нейтральных ато-

мов вблизи сгустка; функции $s(t) = \frac{\sum_{Z=0}^{Z_0} n_{Z_0 Z}}{n_a}$ и $p(t) = \int_0^t s(t') dt'$ определены в работе [4].

Основной вклад в интеграл (5) дают малые значения ϵ . Поэтому, исходя из удобства вычислений, используем выражение $\Phi(Z_0, \epsilon)$, справедливо в случае малых энергий ϵ (полное экранирование) [5]:

$$\Phi(Z_0, \epsilon) = \frac{4Z_0^2}{137} r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left\{ \left[1 + \left(1 - \frac{\epsilon}{\gamma}\right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{\epsilon}{\gamma}\right) \right] \times \right. \\ \left. \times \ln(183Z_0^{-1/3}) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{\epsilon}{\gamma}\right) \right\}, \quad (6)$$

$r_e = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона. Формула (6) применима до энергий γ -квантов, ограниченных сверху величиной $\epsilon_{\max} \approx \frac{\gamma^2}{137 + \gamma}$. В результате интегрирования получим

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_0 = \frac{4Z_0^2}{137} N_e c n_a r_e^2 \times \\ \times \left\{ \left[\frac{4}{3} \ln 183Z_0^{-1/3} + 1/9 \right] \left[\ln \frac{\epsilon}{\epsilon_0} + \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\gamma} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\epsilon^2 - \epsilon_0^2}{2\gamma^2} \ln 183Z_0^{-1/3} \right\}. \quad (7)$$

Пределы интегрирования ϵ_0, ϵ определяются спектральной чувствительностью детектора. Число регистрируемых за время накопления γ -квантов зависит от спектральной чувствительности детектора и эффективности регистрации. Для диагностики сгустка можно использовать германий-литиевый детектор, у которого максимальная спектральная чувствительность лежит в области энергий γ -квантов 0,1—1,0 Мэв, а эффективность регистрации с энергетическим разрешением $\sim 2\%$ составляет несколько десятков процентов. Частота синхротронного излучения электронов, представляющего собой фон в этих измерениях, на много порядков меньше регистрируемых частот излучений. Измерив интенсивность излучения, можно найти с точностью до нескольких процентов суммарную плотность тяжелых частиц в кольце.

На рис. 3 представлено число поступающих в детектор γ -квантов в указанной области энергии (с разбивкой на интервалы $\Delta t = 10^{-5}$ сек) при накоплении ксенона ($Z_0 = 54$). Из этих данных следует, что можно изучать процесс накопления ксенона в сгустках с числом электронов $N_e \geq 3 \cdot 10^{12}$.

Изучение накопления ионов, образующихся из двухатомного газа, в частности протонов, требует

специального рассмотрения. Тем не менее можно считать, что в сгустке с $N_e = 10^{14}$ наблюдение процесса накопления протонов осуществимо при условии, что плотность молекул водорода в окрестности сгустка будет примерно на два порядка выше концентрации молекул остаточного газа.

В заключение отметим, что предлагаемый метод диагностики позволяет также определить полное число электронов в кольце, поскольку известна начальная концентрация тяжелых частиц.

Авторы благодарят А. Б. Кузнецова, Ю. Ц. Оганесяна и Н. В. Рубина за обсуждение рассмотренных вопросов.

Поступило в Редакцию 4/1 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Векслер и др. «Атомная энергия», 24, 317 (1968).
2. М. Л. Иовнович, Н. Б. Рубин, В. П. Саранцев. Препринт ОИЯИ, Р9-4257. Дубна, 1969.
3. Symposium on Electron Ring Accelerators, Berkeley, 1968, UCRL-18103.
4. М. Л. Иовнович, М. М. Фикс. См. настоящий выпуск, стр. 429.
5. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1955.

Возбуждение радиальных бетатронных колебаний продольным ускоряющим полем

Ю. С. ИВАНОВ, А. А. КУЗЬМИН, Г. Ф. СЕНАТОРОВ

УДК 621.384.6

При наладке и эксплуатации протонных синхротронов необходимо иметь информацию о значении частоты бетатронных колебаний в течение всего цикла ускорения.

Обычно в начале цикла существуют собственные когерентные колебания центра тяжести пучка ускоряемых протонов, обусловленные ненулевыми начальными условиями при инжекции, но их время «когерентности», которое в основном определяется функцией распределения частиц в пучке по частотам бетатронных колебаний, невелико. Например, для ускорителя на 70 ГэВ Института физики высоких энергий (ИФВЭ) при нормальных условиях работы оно не превышает 3–5 мсек.

Для измерения частот бетатронных колебаний во всем цикле ускорения необходимо их возбуждать [1].

В настоящей работе рассмотрен один из методов возбуждения радиальных когерентных бетатронных колебаний. Метод является резонансным, но в отличие от способа, описанного в работе [2], вынуждающая периодическая сила изменяет не поперечный, а продольный импульс центра тяжести пучка.

Известно [3], что радиальные бетатронные колебания частицы с импульсом, отличным от равновесного, описываются уравнением

$$\frac{d^2x}{dt^2} + Q^2\omega^2x = \omega^2r_0 \frac{\delta p}{p}, \tag{1}$$

где x — отклонение частицы по радиусу от равновесного значения; ω — частота обращения; t — время; Q — частота бетатронных колебаний; δp — отличие продольного импульса от равновесного; p — полный импульс частицы; r_0 — средний радиус ускорителя.

Если напряжение на одной из ускоряющих станций модулировано по закону $f(t)$, то

$$\frac{d^2x}{dt^2} + Q^2\omega^2x = r_0\omega^2 \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\Delta p_0}{p} f(t) H(t - n\tau_0), \tag{2}$$

где Δp_0 — максимально возможное отличие импульса от равновесного; H — единичная функция; τ_0 — период обращения частицы; N — число оборотов.

Рассмотрим только вынужденное решение (2):

$$x = \omega r_0 \Delta p / p Q \int_0^t \sum_{n=0}^{N-1} f(t) H(t - n\tau_0) \sin Q\omega(t - \tau) d\tau. \tag{3}$$

Если $f(t) = \sin q\omega t$ (где q — произвольное число), то выражение (3) примет вид

$$x = \omega r_0 \Delta p_0 / p Q \sum_{n=0}^{N-1} \sin q\omega n\tau_0 \int_{n\tau}^t \sin Q\omega(t - \tau) d\tau, \tag{4}$$

Рис. 1. Схема возбуждения и наблюдения бетатронных колебаний

1 — импульс включения возбуждения; 2 — схема управления; 3 — делитель частоты; 4 — ключ; 5 — модулирующее напряжение; 6 — ускоряющая станция; 7 — сигнальные электроды; 8 — кольцо; 9 — резонатор; 10 — дифференциальный усилитель; 11 — фильтр нижних частот; 12 — осциллоскоп.

