

19/11-70

И-75



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

**P9 - 4850**

**М.Л. Иовнович, В.П. Саранцев, М.М. Фикс**

**ДИАГНОСТИКА  
ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО СГУСТКА  
С ПОМОЩЬЮ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Дубна 1970

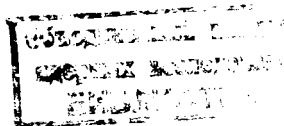
P9 - 4850

М.Л. Иовнович, В.П. Саранцев, М.М. Фикс

8186/2 нф

ДИАГНОСТИКА  
ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО СГУСТКА  
С ПОМОЩЬЮ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Направлено в АЭ



В работе <sup>/1/</sup> был предложен новый метод коллективного ускорения ионов, который позволяет ускорять ионизованные тяжелые атомы до больших энергий <sup>/2,3/</sup>. В основе метода лежит возможность 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 которого  $R$ , малый —  $a$ . В этом кольце в результате ионизации происходит накопление ионизованных атомов. Процесс накопления рассмотрен в работах <sup>/2,3,4/</sup>. Во время накопления при столкновении электронов с атомами и ионами возникает тормозное излучение электронов. Потери электронов вследствие этого процесса достаточно малы <sup>/4/</sup>. Вместе с тем, тормозное излучение можно использовать для диагностики сгустка.

Тормозное излучение релятивистского электрона на атомном ядре существенно анизотропно. В случае  $\gamma \gg 1$  ( $\gamma$  — 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  $\gamma$ -кванта и касательной к траектории в точке излучения <sup>/5/</sup>.

Среднее количество  $\gamma$ -квантов  $N$  с энергией  $E = \frac{h\nu}{mc^2} > E_0$ , испускаемых кольцом в единицу времени в угол  $\Delta$ , под которым видна "освещенная" часть детектора излучения (см. рис. 1), равно:

$$\frac{dN}{dt} = \sum_{Z_0} \int_{E_0}^E dE' \Phi(Z_0, E') \int dQ \sum_{z=0}^{Z_0} n_{z_0 z} j_e R \frac{4\pi}{\Omega} \int d\phi \sin \frac{\Delta}{4}. \quad (1)$$

$\Phi(Z_0, E)$  - сечение излучения  $\gamma$ -кванта с энергией, заключенной в интервале  $E, E + dE$ , 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  $\gamma$ -квантов.

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

$$\frac{dN}{dt} = N_e c \sum_{Z_0} \int_{E_0}^E dE' \Phi(Z_0, E') \sum_{z=0}^{Z_0} n_{z_0 z} \frac{2}{\pi} \gamma^2 \int d\phi \sin^2 \frac{\Delta}{4}, \quad (1a)$$

где  $N_e$  - полное число электронов в кольце.

Функция  $\Delta(\phi)$ , а также уравнения, определяющие пределы интегрирования по  $\phi$ , находятся из простых геометрических построений типа рис. 1 (там же указаны используемые обозначения). В случае, когда не только  $\frac{1}{\gamma} \ll 1$ , но и  $\frac{a}{2} \ll 1$ ,  $\beta < 1$ , можно получить приближенное значение геометрического фактора  $G(\frac{a}{2}, \beta, \gamma) = \frac{2}{\pi} \gamma^2 \int d\phi \sin^2 \frac{\Delta}{4}$  в аналитическом виде:

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

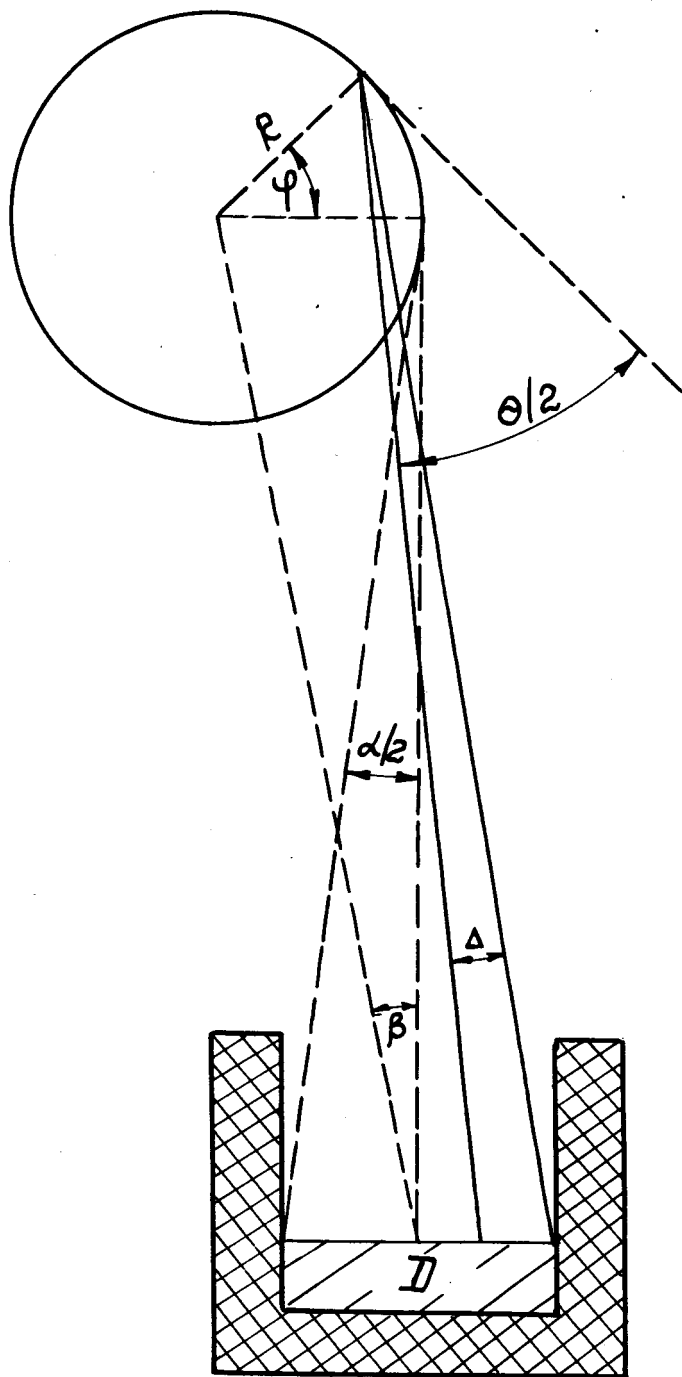


Рис. 1. Схема расположения детектора  $D$  тормозного излучения.

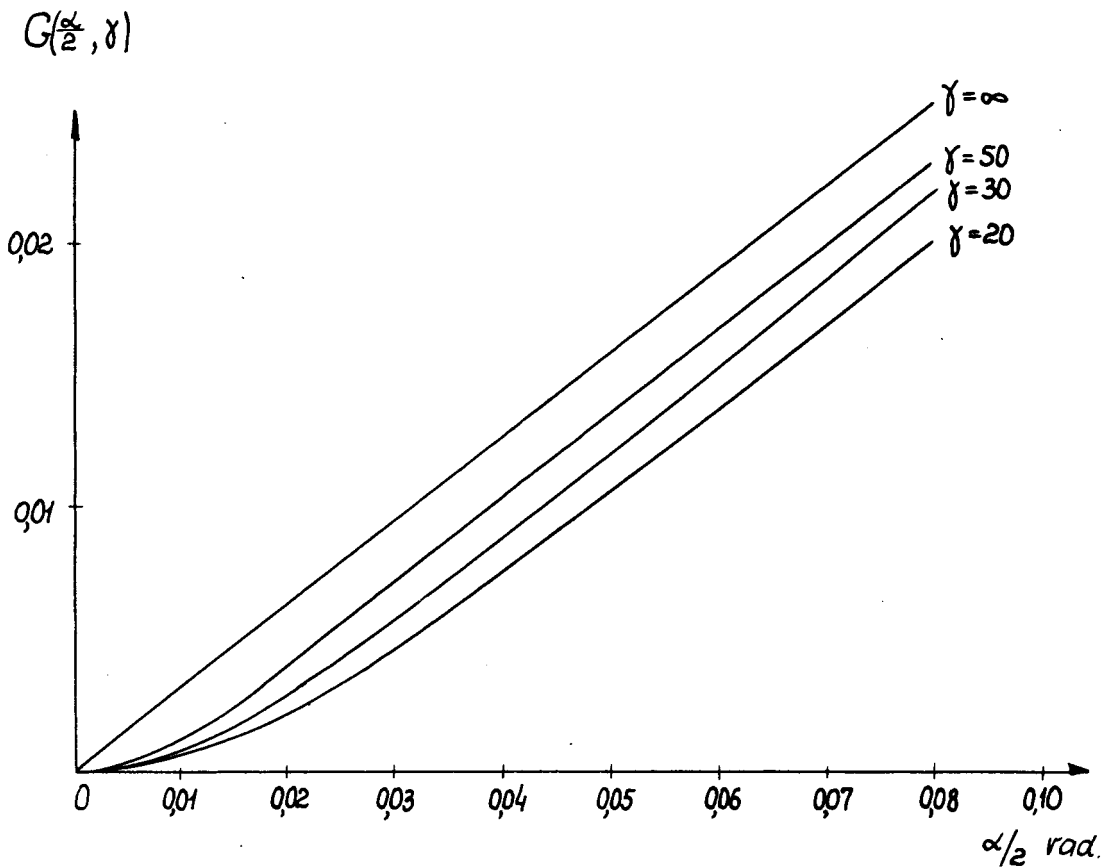


Рис. 2. Отношение интенсивности тормозного излучения, попадающего в детектор, к полной интенсивности излучения всего кольца.

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

При накоплении ионов одноатомного газа одного сорта интенсивность излучения и количество  $\gamma$ -квантов, попадающих в детектор за время  $t$ , соответственно равны:

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

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

где

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_0 = N_e c n_a \int_{E_0}^E dE' \Phi(Z_0, E') - \quad (5)$$

интенсивность излучения всего сгустка в начальный момент времени  $t=0$ ,  $n_a$  - плотность нейтральных атомов вблизи сгустка, функ-

ции  $s(t) = \frac{\sum_{z=0}^{z_0} n z_0 z}{n_a}$  и  $p(t) = \int_0^t s(t') dt'$  найдены в работе /4/.

Основной вклад в интеграл (5) дают малые значения  $E$ . Поэтому, исходя из удобства вычислений, используем выражение  $\Phi(Z_0, E)$ , справедливое в случае малых энергий  $E$  (полное экранирование) /5/:

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

$r_e = e^2 / mc^2$  - классический радиус электрона.

Формулой (6) можно пользоваться до энергии  $\gamma$ -квантов, ограниченной сверху величиной  $E_{\max} \approx \frac{\gamma^2}{137 + \gamma}$ . В результате интегрирования получим:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_0 = \frac{4Z_0^2}{137} N_0 \cdot c n_a r_0^2 \times \quad (7)$$

$$\times \left\{ \left[ \frac{4}{3} \ln 183 Z_0^{-1/3} + 1/9 \right] \left[ \ln \frac{E}{E_0} + \frac{E-E_0}{\gamma} \right] + \frac{E^2 - E_0^2}{2\gamma^2} \ln 183 Z_0^{-1/3} \right\}.$$

Пределы интегрирования  $E_0, E$  определяются спектральной чувствительностью детектора. Количество регистрируемых за время накопления  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантов 0,1 - 1,0 Мэв, а эффективность регистрации с энергетическим разрешением  $\approx 2\%$  составляет несколько десятков процентов. Частота синхротронного излучения электронов, представляющего собой фон в этих измерениях, на много порядков меньше регистрируемых частот излучений. Измеряя интенсивность излучения, можно найти с точностью до нескольких процентов суммарную плотность тяжелых частиц в кольце. В случае накопления ксенона ( $Z_0 = 54$ ) количество поступающих в детектор  $\gamma$ -квантов в указанной области энергии с разбивкой на интервалы  $\Delta t = 10^{-5}$  сек показано на рис.3. Эти данные свидетельствуют о том, что можно изучать процесс накопления ксенона в сгустках с количеством электронов  $N_e \approx 3 \cdot 10^{12}$ .

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



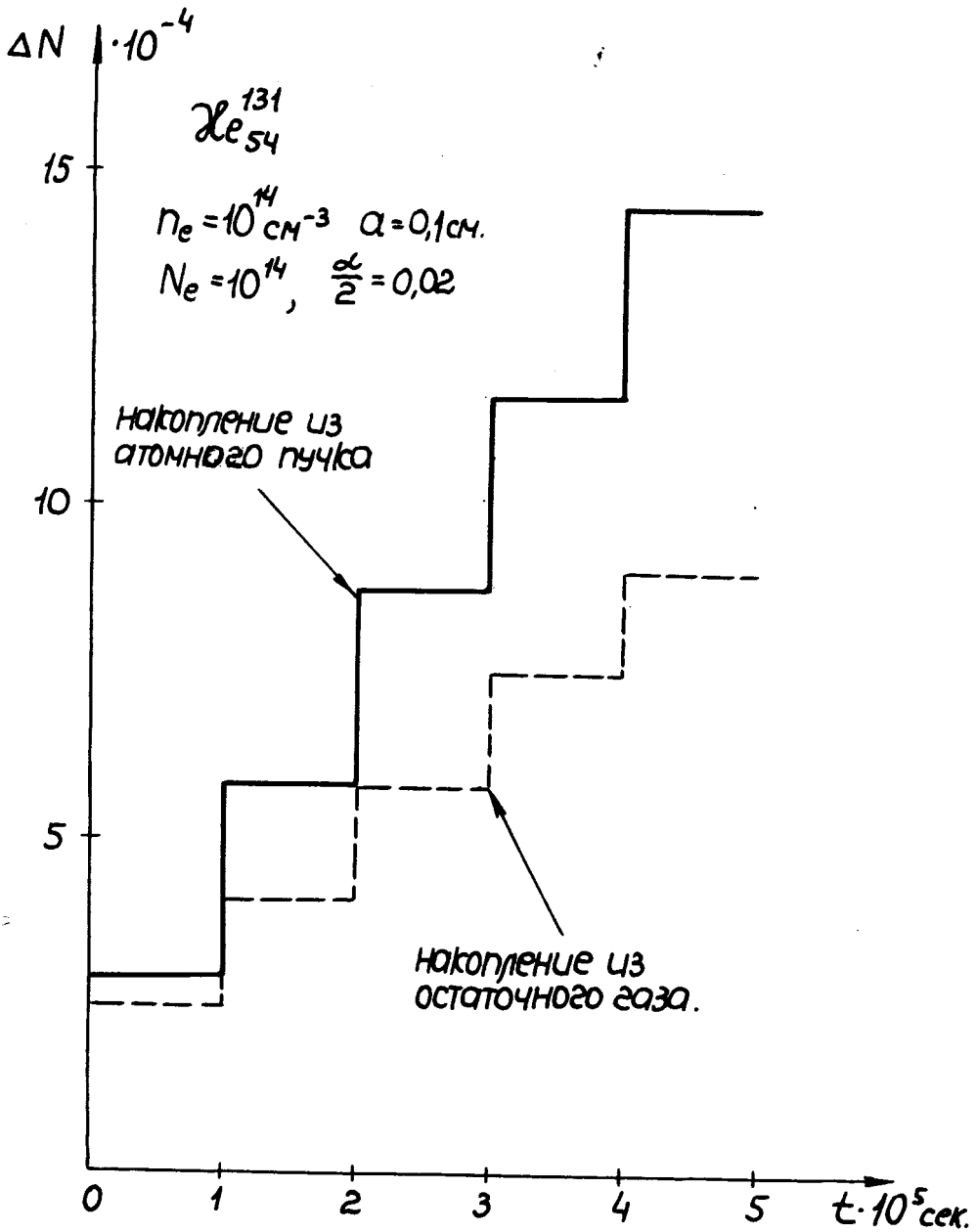


Рис. 3. Количество  $\gamma$ -квантов с энергией  $0,1 \bar{h\nu} \bar{< 1,0$  Мэв, попадающих в детектор в интервал  $\Delta t = 10^{-5}$  сек.

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

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

#### Л и т е р а т у р а

1. В.И.Векслер и др. АЭ, 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. Препринт ОИЯИ, Р9-4849, Дубна, 1969.
5. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э.Сегре, т. I ИЛ, 1955.

Рукопись поступила в издательский отдел

18 декабря 1969 года.