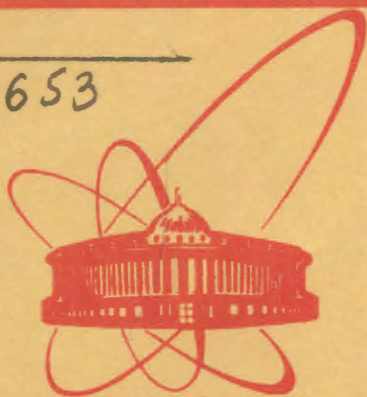


И-653



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5591/2-79

7/1-80

P9 - 12725

В.Д.Инкин, А.А.Мозелев, В.П.Саранцев,
С.И.Тютюнников

ИССЛЕДОВАНИЕ
ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ,
РАССЕЯННЫХ НА АТОМАХ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА
В АДГЕЗАТОРЕ КУТИ

1979

Инкин В.Д. и др.

P9 - 12725

Исследование тормозного излучения электронов, рассеянных на атомах остаточного газа в адгезаторе КУТИ

Проведено экспериментальное исследование тормозного излучения электронов, рассеянных на атомах остаточного газа в камере адгезатора. Показано, что
а/ выбором геометрии измерения можно свести к минимуму вклад фоновых эффектов от излучения электронов, "потерянных" в результате упругого рассеяния на атомах остаточного газа;

б/ поведение интенсивности тормозного излучения в зависимости от энергии γ -квантов, энергии электронов, давления остаточного газа хорошо согласуется с расчетом.

Результаты экспериментов могут быть положены в основу способа измерения количества электронов в кольце в камере адгезатора коллективного ускорителя тяжелых ионов.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Inkin V.D. et al.

P9 - 12725

Investigation of Bremsstrahlung on Residual Gas in KUTI Adgezator

Experimental investigation has been performed of bremsstrahlung of γ -ray electrons scattered on the residual gas atoms in the adgezator chamber. It is shown that

a) selected geometry of measuring can be reduced to minimum of background effects of radiation electrons lost because of elastic scattering on residual gas atoms;

b) the behaviour of intensity of bremsstrahlung as a function of energy of gamma-quanta, electron energy, residual gas pressure conform well with calculation.

The experimental results can be taken as a basis for measuring a quantity of electrons in the ring of adgezator's chamber of heavy ion collective accelerator.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

ВВЕДЕНИЕ

В ускорителе, основанном на коллективном принципе, одним из параметров, характеризующих эффективность ускорения, является число электронов, захваченных на равновесную орбиту, $-N_e$. Для измерения числа электронов в кольце в настоящее время применяются, как правило, индукционные методы, в основе которых лежит использование катушек разных модификаций, с помощью которых определяется изменение магнитного поля кольца при сжатии^{/1/}. Однако эти методы имеют ряд недостатков, связанных с влиянием измерительной системы на параметры кольца /искажение поля, эффект экранировки и т.д./.

Все это заставляет искать более универсальный способ измерения параметров электронного кольца без каких-либо воздействий на него. Впервые указание на возможность использования тормозного излучения на атомах остаточного газа для определения характеристик электронного кольца было сделано в работе^{/2/}. Целью данной работы является экспериментальное изучение этого процесса, а также различных фоновых эффектов.

В качестве процессов, которые могут внести существенную ошибку в результат при регистрации тормозного излучения, можно назвать следующие:

1. Тормозное излучение электронов, попавших на стенки камеры в результате резонансов и неустойчивостей электронного кольца в адгезаторе.

2. Характеристическое излучение атомов и ионов.

3. Тормозное излучение, обусловленное электронами, "потерянными" в результате упругого рассеяния на атомах остаточного газа в адгезаторе.

Тормозное излучение от стенок камеры, вызванное электронами, выбывшими из кольца при разного рода резонансах, будет носить характер дискретных импульсов с длительностями $/0,1 \div 10/$ мкс. Исключить его можно методом временной селекции.

Характеристическое излучение атомов и ионов остаточного газа лежит в области, которая отделяется амплитудной селекцией /дискриминатором с $E_{\text{порога}} \geq 70$ кэВ/.

Основным фоновым эффектом является тормозное излучение электронов, попавших на стенки камеры в результате упругого рассеяния на атомах остаточного газа.

Оценим количественно соотношение между интенсивностью излучения на атомах остаточного газа и интенсивностью излучения электронов со стенок камеры.

Легко видеть, что оно определяется следующим выражением:

$$\frac{J_{\text{ост. газа}}}{J_{\text{стенки}}} = \frac{\bar{Z}_{\text{ост. газа}}^2}{\sigma_{\text{потерь}} N Z_{\text{стенки}}^2}, \quad /1/$$

где $\bar{Z}_{\text{ост. газа}}$ - средний заряд ядра атомов остаточного газа; $Z_{\text{стенки}}$ - заряд ядра материалов стенки; $N = \frac{\rho d}{A} \cdot 6 \cdot 10^{23}$ - число атомов в ат/см² стенки толщиной d /см/, ρ /г/см³ - плотность, A - атомный вес; σ - сечение резерфордского рассеяния на угол $\theta_{\text{крит}}$, при котором импульс электронов P_z больше, чем удерживающая сила магнитного поля B_z .

Как следует из работы /3/,

$$\theta_{\text{крит}} = \sqrt{\eta} \frac{\xi}{2R},$$

где η - показатель спада внешнего магнитного поля, ξ - расстояние от центра кольца до стенки камеры.

Потери электронов при рассеивании определяются формулой

$$\sigma(\theta \geq \theta_{\text{крит}}) = \int_{\theta_{\text{крит}}}^{\pi} \sigma(\theta) d\theta = \frac{2\pi \bar{Z}^2 \gamma_e^2}{\gamma_e^2 \eta} \left(\frac{R}{\xi} \right).$$

Учитывая, что только 1/4 электронов теряется за счет ухода с орбиты вдоль магнитного поля /остальные же электроны совершают бетатронные колебания по радиусу/, для соотношения /1/ получаем значение

$$\frac{J_{\text{ост. газа}}}{J_{\text{стенки}}} \sim 3 \div 4.$$

Таким образом, тормозное излучение на остаточном газе все же является доминирующим процессом.

Рассмотрим его характеристики:

1. Спектральный состав излучения $\Phi(E_\gamma, \theta)$ при разных углах испускания γ -квантов определяется формулой из работы /5/. Для интенсивности тормозного излучения на остаточном газе в единицу времени имеем

$$J_\gamma = N_e n_0 2\pi R \Phi(E_\gamma, E_e, \theta) \frac{1}{T_0} \Delta\Omega. \quad /2/$$

Здесь N_e - число электронов в кольце; n_0 - плотность нейтралов в сечении кольца; R - радиус кольца; $\Phi(E_\gamma, E_e, \theta)$ - сечение тормозного излучения; T_0 - время обращения электрона по окружности радиуса R ; $\Delta\Omega$ - телесный угол, при котором ведется наблюдение.

В эксперименте измеряется число γ -квантов с энергией $E_1 \leq E_\gamma \leq E_2$, где E_1 определяется нижним порогом регистрирующей электроники $E_1 \geq 70 \div 100$ кэВ; E_2 определяется в основном верхней границей спектра тормозного излучения, которая равна энергии электронов E_0 . Для нашего режима измерений в формулу /2/ войдет интеграл по энергии от $\Phi(E_\gamma, E_e, \theta)$. На рис. 1 приведены значения этого выражения для 3 энергий электронов: $E_e = 1; 1,5; 2$ МэВ, угол наблюдения выбран равным $\theta = \pi/2$. Аргументом является нижний предел интегрирования E_1 .

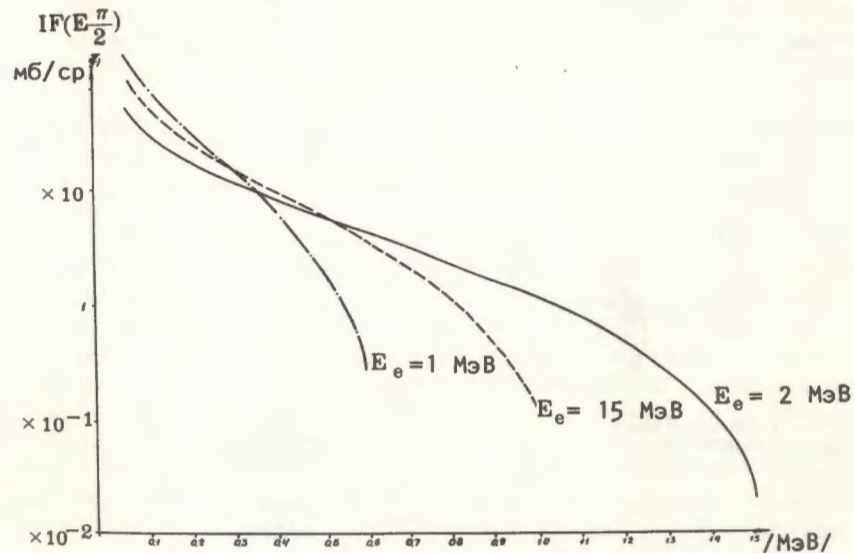


Рис. 1. Значение интеграла от $\Phi(E_\gamma, E_0, z)$ как функция нижнего предела интегрирования E_1 для разных энергий электронов: $E_0 = 1; 1,5; 2$ МэВ. Угол наблюдения $\theta = \pi/2$.

Как видно из рис. 1, семейство этих кривых обладает весьма примечательным свойством, а именно, значение интеграла в области $E_\gamma \sim 300 \div 400$ кэВ очень слабо зависит от энергии электронов в весьма широком диапазоне. Этот факт может быть положен в основу при определении числа электронов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для экспериментов используется однокристалльный γ -спектрометр с кристаллом NaJ, который работает в счетном режиме. ФЭУ находится в свинцовом экране на расстоянии $L = 80$ см от орбиты электронов радиуса $R = 30$ см. Входное окно закрывается свинцовыми коллиматорами, имеющими разный телесный угол;

1-ый коллиматор на $L = 80$ см имеет поле зрения 5 см,

2-ой коллиматор на $L = 80$ см имеет поле зрения 2 см.

Геометрия установки показана на рис. 2а.

На рис. 2б и 2в представлена блок-схема измерений. Импульсы с выхода спектрометра поступают на вход дискриминатора 2Д1, а затем - на счетчик, который может работать со стробом, вводимым для того, чтобы фиксировать момент измерений.

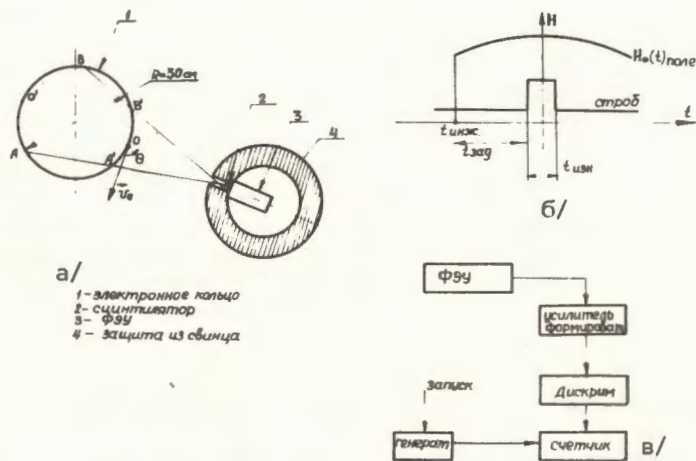


Рис. 2. Геометрия и блок-схема измерения тормозного излучения: а - геометрия измерения, б - временная диаграмма, в - схема измерения.

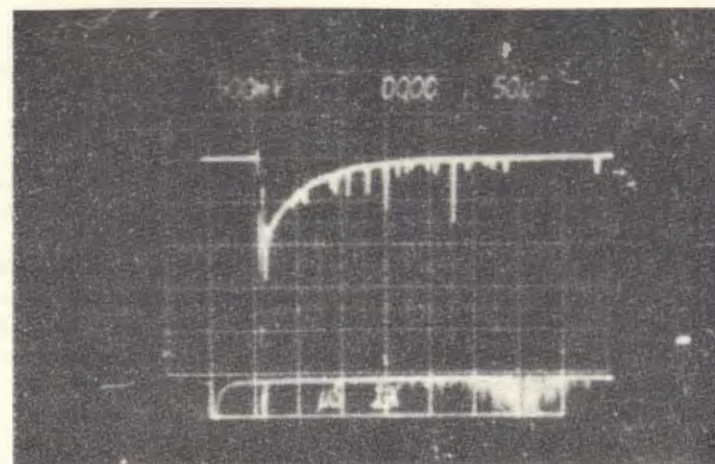


Рис. 3. Осциллограмма тормозного излучения электронов на атомах остаточного газа, $r_{\text{раз в}} = 50$ мкс/см.

На рис. 3 представлена осциллограмма тормозного излучения, из которой видно, что отсутствуют потери электронов и что импульсы тормозного излучения распределены статистически во времени.

Момент измерения, определяемый положением строба, рис. 2б, выбран в максимуме поля 0-ой ступени сжатия, чтобы кольцо находилось как можно дальше от стенок камеры. Значение длительности строба выбрано равным $\Delta t = 500$ мкс. Для оценки вклада в тормозное излучение электронов, рассеянных на атомах остаточного газа, излучения электронов, попавших на стенки камеры, было измерено число γ -квантов при использовании коллиматора с полем зрения 2 см. Измерения проводились дважды: а/ ФЭУ находился в медианной плоскости и счет был обусловлен тормозным излучением на остаточном газе; б/ ФЭУ был сдвинут на 5 см к стенке камеры /в этом случае в него попадает излучение электронов со стенки/. Отношение интенсивности излучения электронов кольца к излучению электронов, попавших на стенки, составляет

$$\frac{J_{\text{ост. газа}}}{J_{\text{стенки}}} = \frac{3}{1}.$$

Таким образом, вклад в общий уровень тормозного излучения электронов со стенки камеры /при условии, что стенка находится в области "видимости" ФЭУ/ равен 30%. В наших опытах расстояние от нее до медианной плоскости составляет 6 см, а поле зрения коллиматоров - 2 и 5 см соответственно, т.е. излучения электронов со стенки камеры мы "не видим".

Был измерен интегральный спектр тормозного излучения как функция нижнего порога дискриминации N_k /дискриминатор был прокалиброван по источникам γ -излучения в энергетических единицах - кэВ/. На рис. 4 приведена эта зависимость. Сравнение экспериментальных значений с теоретическими, полученными для энергии электронов $E_e = 1,5$ МэВ, показывает хорошее согласие /рис. 5/. Интенсивность тормозного излучения зависит от давления остаточного газа в камере. На рис. 6 представлена эта функция.

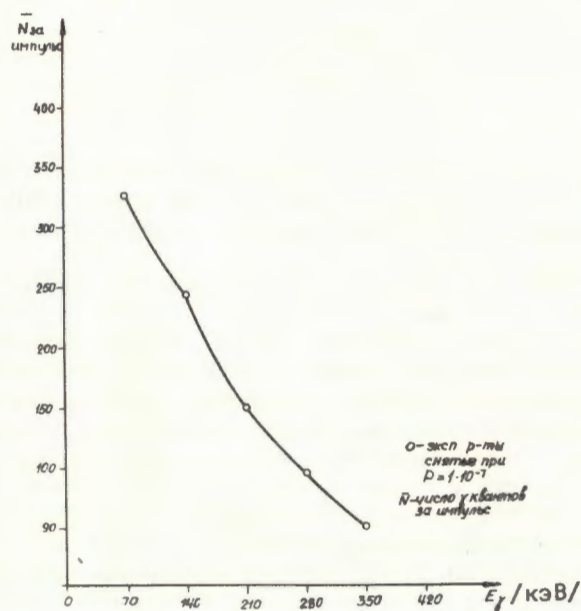


Рис. 4. Зависимость числа γ -квантов от нижнего порога дискриминации E_1 .

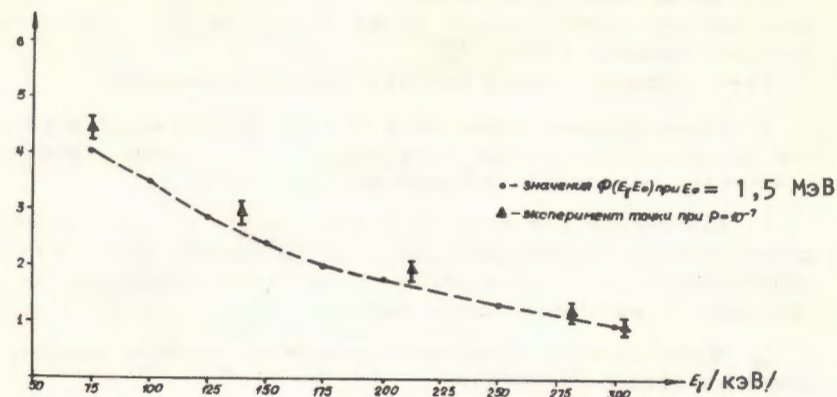


Рис. 5. Сравнение экспериментальных и теоретических значений для интеграла от $\Phi(E_1, E_0, \theta)$ в зависимости от нижнего порога дискриминации E_1 .

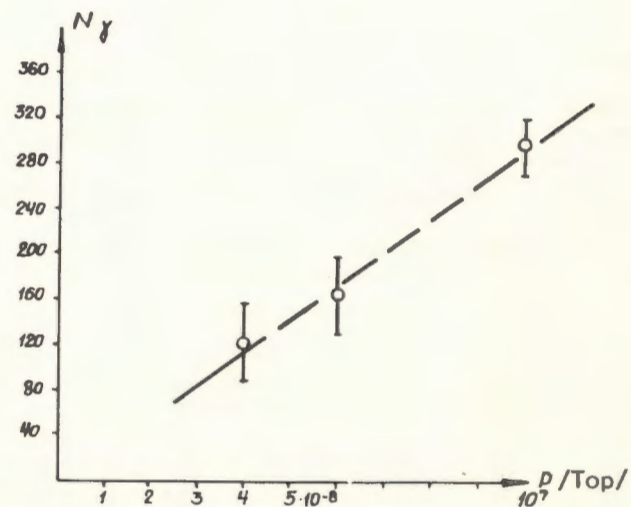


Рис. 6. Зависимость интенсивности тормозного излучения от давления остаточного газа.

Исходя из спектра остаточного газа в камере адгезатора нами был определен средний заряд Z атомов остаточного газа, который оказался равным 12.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Вклад фоновых эффектов в тормозное излучение электронов, рассеянных на атомах остаточного газа, можно свести к минимуму надлежащим выбором коллиматора.

2. Измеренное значение N_{γ} в зависимости от нижнего порога дискриминации хорошо согласуется с расчетным, что позволяет предположить отсутствие вклада в тормозное излучение рассеянного γ -излучения малых энергий.

3. Интенсивность тормозного излучения линейно зависит от давления остаточного газа.

Все вышеперечисленные выводы свидетельствуют о возможности определения числа электронов в кольце путем измерения интенсивности тормозного излучения.

В заключение авторы выражают благодарность В.И.Цовбуну за консультацию, Э.А.Перельштейну и его сотрудникам за обсуждение результатов, А.П.Сумбаеву за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Габанец И., Гурач Х. ОИЯИ, Р9-9141, Дубна, 1975.
2. Иовнович М.Л. и др. ОИЯИ, Р9-4850, Дубна, 1970.
3. Иовнович М.Л. ОИЯИ, Р9-4849, Дубна, 1969.
4. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, Атомиздат, М., 1974.
5. Koch H.W., Motz J.W. Rev. of Modern Phys., 1959, v.31, p.924.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 августа 1979 года.