

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

入
82-10-205
高工研図書室

ЕФИ-566(53)-82

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, Н.А.ЗАПОЛЬСКИЙ
Р.М.МИРЗОЯН, Х.А.СИМОНЯН, С.П.ТАРОЯН,
А.Р.ТУМАНЯН

МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ СПЕКТРОВ КОГЕРЕНТНОГО
ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ВРЕМЕННОЙ
СЕЛЕКЦИИ

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

УДК.537.531.9

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, Н.А.ЗАПОЛЬСКИЙ, Р.М.МИРЗОЯН,
Х.А.СИМОНЯН, С.П.ТАРОЯН, А.Р.ТУМАНЯН

МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ СПЕКТРОВ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ВРЕМЕННОЙ СЕЛЕКЦИИ

Описывается новый метод монохроматизации энергетических спектров когерентного тормозного излучения, учитывающий специфику системы вывода γ -пучков Ереванского синхротрона. В работе указаны области практического применения нового метода.

Ереванский физический институт

Ереван 1982

BM-566(53)-82

R.O.AVAKYAN, A.E.AVETISYAN, N.A.ZAPOLSKY,
R.M.MIRZOYAN, KH.A.SIMONYAN, S.P.TAROYAN,
A.R.TUMANYAN

MONOCHROMATIZATION OF COHERENT BREMSSTRAHLUNG SPECTRA
USING TIME SELECTION METHOD

A new method of monochromatization of coherent bremsstrahlung energy spectra, taking into account the specificity of γ -beam injection system of the Yerevan synchrotron, is described. The fields where the new method may find a practical application are indicated.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1982

ФФИ-566(53)-82

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, Н.А.ЗАПОЛЬСКИЙ, Р.М.МИРЗОЯН,
К.А.СИМОНЯН, С.П.ТАРОЯН, А.Р.ТУМАНЯН

МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ СПЕКТРОВ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ВРЕМЕННОЙ СЕЛЕКЦИИ

Ереван 1982

© *Ереванский физический институт, 1982*

Фотонные пучки когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов высоких энергий в монокристаллах [1,2], благодаря высокой степени поляризации и монохроматичности, нашли широкое применение в физике элементарных частиц. Степень поляризации и монохроматичность когерентно излученных фотонов существенным образом зависят от угловых характеристик падающего на мишень электронного пучка [3].

Существующие методы по улучшению параметров (степени поляризации и монохроматичности) энергетических спектров КТИ [4,5] в конечном счете основаны на уменьшении начального углового разброса электронов, дающих вклад в детектируемую область углов излучения.

В настоящей работе описывается новый метод монохроматизации энергетических спектров КТИ, учитывающий специфику системы вывода Ереванского синхротрона. Как известно, на электронных синхротронах вывод γ - пучков обычно осуществляется локальным возмущением равновесной орбиты электронов (так называемый метод "beam-bump" [6]). В момент вывода пучок ускоренных электронов сбрасывается на внутреннюю мишень. При этом осущест-

вляется возможность медленного сброса (время вывода $\sim 2+3$ мс); Медленный сброс электронов на кристаллический радиатор позволяет использовать совпадательную методику в физических экспериментах, в частности, при измерении энергетических спектров тормозного излучения с помощью парного γ - спектрометра [7]. Информация от детекторов электронов и позитронов парного γ - спектрометра регистрируется в течение длительности воротного (стробирующего) сигнала совпадающего с длительностью времени вывода фотонного пучка. Это позволяет исключить фоновые влияния электронов, сбрасываемых на мишень в конце цикла ускорения (ВЧ сброс).

Совокупность всех ускоренных электронов, сбрасываемых на мишень и дающих вклад в измеряемые спектры тормозного излучения, характеризуется некоторыми усредненными по времени вывода параметрами углового и энергетического разброса. Отсюда возникает естественный вопрос, каковы значения этих параметров в разные моменты времени вывода. Отличие угловых распределений в разные моменты времени вывода должны найти своё отражение на измеряемые спектры КТИ.

С целью выяснения этих вопросов, нами проведены исследования влияния различных моментов времени вывода (временная селекция электронов) на энергетические спектры КТИ. В эксперименте измерялись спектральные характеристики тормозного излучения электронов с энергией $E_0 = 3,9$ ГэВ в монокристалле алмаза при фиксированном угле влета относительно кристаллографической плоскости (011). Алмазная пластинка имела размеры $(2,0 \times 7,0 \times 0,1)$ мм³ и ее широкая грань была параллельна плоскости (100) и располагалась перпендикулярно к пучку электронов. Направления осей

$\langle 011 \rangle$ и $\langle 0\bar{1}1 \rangle$ кристалла совпадали с вертикальной и горизонтальной осями вращения гониометра.

Пучок излученных фотонов формировался коллиматором, с размерами отверстия $(3,3 \times 3,3) \text{ мм}^2$, расположенным на расстоянии 10,5 м от кристаллографического радиатора.

В измерениях осуществлялась ситуация, когда основной вклад в сечение КТН обусловлен узлом $[[022]]$ обратной решетки кристалла $[8]$ и поэтому в измеренных спектрах отчетливо выражен только главный максимум в районе $E_\gamma^{\text{пик}} \approx 1 \text{ ГэВ}$. Мониторирование производилось на одинаковое значение полной интенсивности излучения, измеряемой квантометром Вильсона.

Для выделения (селекции) из цикла сброса ускорителя определенной части использовалась схема с применением двух генераторов ворот типа GG - 200 (фирма EG&G), которые представляют из себя сложные одновибраторы с высокой точностью и стабильностью установки длительности. Первый служил для задержки импульса пропускания пучка (ворот) относительно синхроимпульса ускорителя. Задним фронтом импульса его выдержки (с помощью выхода "DELAYED OUT") запускался второй генератор, выходной сигнал которого стробировал электронику парного спектрометра. Таким образом, второй генератор определял, какая часть цикла сброса ускорителя исследуется по длительности, а первый - задержку исследуемой части относительно начала вывода.

Стробирующий импульс подавался также на один из выходов двухканального осциллографа, на второй вход которого подавались импульсы от сцинтилляционного счетчика, регистрирующего выведенный фотонный пучок. Развертка осциллографа запускалась синхроимпульсом ускорителя. На экране осциллографа наблюдались

длительность и примерная структура пучка и какая часть цикла сброса пропускается на анализ парным δ - спектрометром.

На рис.1 приведен измеренный энергетический спектр относительной интенсивности излучения электронов $J/J_{\text{нек}}$ (где $J_{\text{нек}}$ - некогерентная часть спектра), когда длительность стробирующего импульса совпадает с длительностью вывода фотонного пучка ($\tau = 3$ мс). Сплошная кривая проведена по экспериментальным точкам. Спектр соответствует случаю, когда вектор поляризации фотонов перпендикулярен плоскости ($\langle I_{00} \rangle$, $\langle 011 \rangle$).

На рис.2 представлены измеренные спектры для трех разных временных положений стробирующего импульса (начало, середина и конец вывода). При этом длительность последнего составляла 0,4 мс. Как видно из рис.2 наблюдается заметное изменение когерентного эффекта (т.е. отношения интенсивности в максимуме к интенсивности некогерентной части спектра $\beta = J_{\text{макс}}/J_{\text{нек}}$), при смещении стробирующего сигнала от начала до конца вывода. Когерентный эффект максимален в начале вывода и минимален в конце. Наблюдаются также различия между энергиями ускоренных электронов ($\Delta E_0 = \pm 100$ МэВ) в зависимости от времени сброса на мишень. Однако этот факт не объясняет различия между значениями когерентных эффектов, поскольку последние меняются всего лишь на 4% при изменении энергии падающих на мишень электронов на ± 100 МэВ. Характерным является также смещение пиковой энергии в спектре, измеренной на конце вывода, в сторону меньших энергий. Это связано как с уменьшением начальной энергии электронов, так и увеличением их углового разброса [3].

Такие же характерные особенности проявляются и в измерениях с полной длительностью вывода, равной $\tau = 2$ мс (рис.3). Однако

в этом случае максимальный когерентный эффект увеличивается до значений $8,83 \pm 0,14$. При этом, согласно формуле [9]

$$P = \frac{2(1 - X_d)}{1 + (1 - X_d)^2} \cdot \frac{\beta - 1}{\beta}; \text{ где } X_d = E_{\gamma}^{\text{пук}} / E_0.$$

степень линейной поляризации фотонов P в максимуме интенсивности возрастает до 85%.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что обнаруженные изменения когерентных эффектов в спектрах КТИ, в основном, обусловлены разными значениями углового разброса электронов, падающих на кристаллический радиатор в разные моменты времени вывода. При этом дисперсия углового распределения электронов (в предположении, что она имеет вид гауссовского распределения) изменяется в диапазоне от $0,15 \cdot 10^{-3}$ до $0,04 \cdot 10^{-3}$ рад. Этот факт можно качественно объяснить, воспользовавшись методом "вращающегося круга" [10], который дает возможность рассматривать "захват" ускоренных электронов пучка мишенью в процессе его наведения на последнюю.

На фазовой плоскости $(\tau' \beta_{\text{max}}; \tau)$ (где τ' - скорость поперечного движения электронов, β_{max} - амплитудная функция и τ - амплитуда колебаний электронов) эмиттанс ускоренного пучка, наводимого на мишень, представляет собой круг (рис.4). Выделенные на круге области 1, 2 и 3 соответствуют случаям, когда мишень, радиальные размеры которой много меньше полуширины ускоренного пучка, т.е. $\ell_{\tau} \ll A$, помещена в пучок в начальный, средний и конечный моменты по времени вывода. Из рисунка видно, что угловой разброс частиц, падающих на мишень, по мере углубления в пучок ухудшается, т.е. $(\tau' \beta_m)_1 < (\tau' \beta_m)_2 < (\tau' \beta_m)_3$, чем и объясняется различие когерентных эффектов в энергетичес-

ких спектрах КТИ.

При неизменной полной интенсивности фотонов когерентные эффекты в спектрах, измеренных в двух разных режимах вывода (выводы длительностями 3 мс и 2 мс) отличаются друг от друга вследствие изменения скорости наведения пучка ускоренных электронов на мишень.

Описанный метод монохроматизации энергетических спектров интенсивности может иметь практическое применение в исследованиях по фоторождению элементарных частиц с использованием вычислительных машин в режиме "on line". Заложив в память ЭВМ параметры спектра в зависимости от того, в какой момент цикла сброса ускорителя он получен и параллельно передавая на ЭВМ информацию от каждого события исследуемой реакции с временными метками, можно селективно обрабатывать физические данные. Такая процедура обработки данных позволит избежать необходимости усреднения величины поляризации фотонов по всей длительности вывода, что естественно приводит к систематическим ошибкам измерений.

Предложенный метод дает большие возможности исследования угловых и энергетических характеристик ускоренных электронов.

В целом ряде физических исследований, где требуется малый угловой разброс начальных частиц (например, исследования взаимодействия заряженных частиц в режиме каналирования) использование метода временной селекции электронов является довольно перспективным.

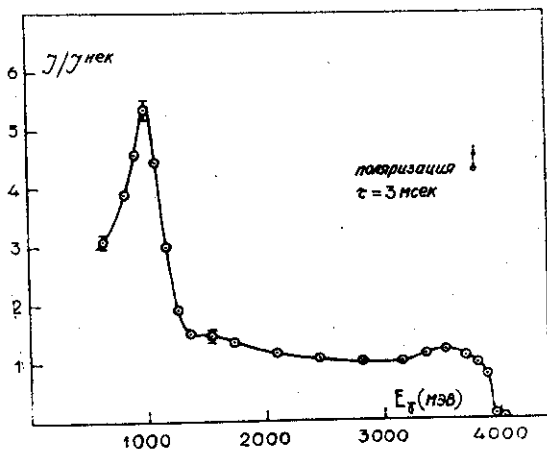


Рис.1 Энергетический спектр когерентного тормозного излучения, когда стробирующие ворота захватывают полный вывод.

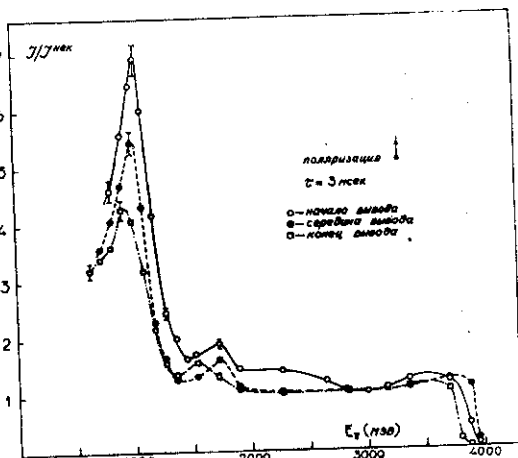


Рис.2 Энергетические спектры излучения при трех положениях стробирующего импульса в случае, когда $\tau = 3$ мс.

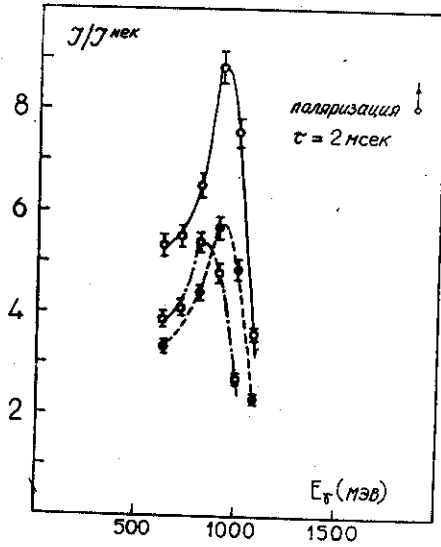


Рис.3 Энергетические спектры излучения при трех положениях стробирующего импульса в случае, когда $\tau = 2$ мс.

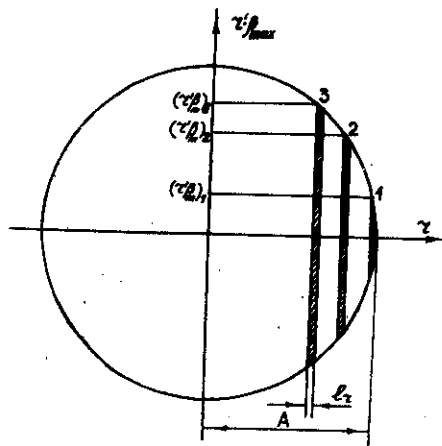


Рис.4 Эмиттанс пучка ускоренных электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
2. Oberall H. High-energy interference effect of bremsstrahlung and pair production in crystals.-Phys.Rev., 1956, vol.103 N.4, p.1055-1067
3. Авакян Р.О., Овакимян С.С., Тароян С.П. Влияние экспериментальных факторов на стабильность спектра когерентного тормозного излучения. Препринт ЕФИ-459(1)-81, Ереван, 1981.
4. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Квазимонохроматический поляризованный пучок фотонов. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1971, М.: Атомиздат, 1972, с.746-754.
5. Горбенко В.Г., Желтовский Ю.В., Коваленко Н.А. и др. Когерентное тормозное излучение электронов на тонких монокристаллах алмаза. ЯЭ, 1976, т.24, № II, с.961-965.
6. Averill R.G. Beam-bump method of target engagement.-IEEE Transaction on Nuclear Science, 1965, NS-12, N.3, p.899-904.
7. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Армаганян А.А. и др. Экспериментальное оборудование и методика для создания и исследования параметров квазимонохроматических и поляризованных пучков фотонов Ереванского синхротрона. Препринт ЕФИ-523(10)-82, Ереван, 1982.
8. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Получение фотонных пучков со взаимно-перпендикулярными векторами поляризации одинаковой интенсивности и с одинаковой степенью по-

- ляризации. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1975, т.10, с.61-63.
9. Горбенко В.Г., Церкач Л.М., Жебровский Ю.В. и др. Определе-
ние степени поляризации когерентного тормозного излучения
от монокристалла алмаза. ЯФ, 1973, т.17, № 4, с.793-798.
10. Simonyan Kh.A., Tumanyan A.R. Particle distribution process
on the electron synchrotron internal targets.-
-Препринт ВФИ -428(35)-80, Ереван, 1980.

Рукопись поступила 19 апреля 1982 г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 261

ВФ-05298

Тираж 299

Препринт ВФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 22/VI-82 I.0 уч.-изд.л.Ц. I5 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624