

индекс 3624

БЭИ-704(19)-84

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

Р.О.АВАКЯН, Э.О.АВАКЯН, А.Э.АВETИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН,
Л.Г.АРУТКНЯН, А.В.АГАРОНЯН, Г.А.АВДАЛЯН, Г.А.ВАРТАШЕТЯН,
В.Г.ГАВАЛЯН, С.С.ДАНАГУЛЯН, А.Г.ИСКАНДАРЯН, И.Х.КОСАКОВ,
Р.М.МИРЗОЯН, К.М.ОГАНЕСЯН, М.А.ОГАНЕСЯН, Р.Ц.САРКИСЯН,
Ю.Э.СУКИАСЯН, С.П.ТАРОЯН, Г.М.ЭЛБАКЯН, А.В.ЭЛОЯН,
В.С.ЕГАНОВ

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ВЕЛИЗИ
КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ОСЕЙ И ПЛОСКОСТЕЙ КРИСТАЛЛА
АЛМАЗА



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕРЕВАН-1984

Пучок электронов с расходимостью 1 мрад выводится через отклоняющий магнит кольца на коллиматор C_1 , расположенный в кольцевом зале ускорителя. Проходя коллиматор с размерами отверстия $(1,2 \times 1,2) \text{ мм}^2$, пучок формируется в системе квадрупольных линз Q_1 и Q_2 , далее отклоняется магнитом $BM1$ и выводится в большой экспериментальный зал. Там он формируется вторично в линзах Q_3 и Q_4 , проводится через коллиматор C_2 с размерами отверстия $(1 \times 2) \text{ мм}^2$; отклоняется магнитом $BM2$ и транспортируется в малый экспериментальный зал, где расположена экспериментальная установка. Сечение пучка на кристаллической мишени $(2 \times 2) \text{ мм}^2$. Полное формирование параллельного пучка происходит в системе линз и отклоняющих магнитов, включающей фокусирующие квадрупольные линзы Q_1 и Q_3 , дефокусирующие линзы Q_2 и Q_4 , отклоняющие магниты $BM1$ и $BM2$, направления полей которых совпадают. Величины углов отклонения пучка в этих магнитах равны соответственно 0,5 и 1° . Расходимость ядра пучка в конце тракта оценена в $6 \cdot 10^{-5}$ рад.

Схема экспериментальной установки приведена также на рис. 1. Сформированный электронный пучок проходит через пучкопровод в стене в малый экспериментальный зал и попадает в вакуумную камеру мониторингового спектрометра. Проходя через отверстие счетчика S_3 , пучок попадает на кристаллический радиатор, установленный в гониометре G . В магните мониторингового спектрометра $BM3$ электроны отделяются от излученных фотонов и регистрируются в телескопе из сцинтилляционных счетчиков S_1, S_2, S_3 , а фотоны, проходя через счетчик A , отсекающий заряженную компоненту, регистрируются в спектрометре полного поглощения - NaJ .

Счетчик S_3 служит для отсекающего сопутствующего заряженного фона. Мониторные счетчики S_1, S_2, S_3 имеют размеры $(5 \times 50 \times 2) \text{ см}^3$, $(15 \times 50 \times 2) \text{ см}^3$ и $(40 \times 50 \times 2) \text{ см}^3$ соответственно и расположены в двух метрах от мониторингового спектрометра $BM3$. Область охвата электронов по энергии составляет $3+4,5 \text{ ГэВ}$, и соответственно область регистрации γ - квантов составляет $0+1,5 \text{ ГэВ}$.

Гониометрическая система обеспечивала ориентировку кристаллической мишени на пучке с точностью $4,4 \cdot 10^{-5}$ рад вокруг вертикальной и горизонтальной осей [7]. В эксперименте использовались три кристаллических радиатора и аморфная мишень C^{12} . Все кристаллические мишени имели ориентацию (100) , размеры $(11 \times 10 \times 1) \text{ мм}^3$, $(6 \times 2,5 \times 0,1) \text{ мм}^3$, $(6 \times 2,5 \times 1,7) \text{ мм}^3$.

Спектрометр фотонов был собран на основе кристалла $NaJ(Tl)$ с размерами $(13 \times 13 \times 30) \text{ см}^3$. Перед кристаллом помещался счетчик A с размерами $(20 \times 25 \times 1) \text{ см}^3$, включенный в антисовпадательный режим и служащий для отсекающего заряженного фона. Спектрометр был откалиброван на пучке вторичных электронов с энергией $20+1500 \text{ МэВ}$. Энергетическое разрешение пучка вторичных электронов составляло соответственно $15 + 1,5\%$.

Амплитудный анализ импульсов фотонов от спектрометра NaJ осуществлялся следующим образом. Канал амплитудного анализа открывался импульсом совпадения фотона и электрона, который вырабатывался двумя способами:

А. Совпадательный импульс от мониторинжных счетчиков формировался и подавался на линейные ворота 4000-канального анализатора $DIDAC$, на вход которого подавались импульсы от спектрометра фотонов.

Б. Импульс от электронов подавался на совпадение с импульсом от NaJ , усиленным спектрометрическим усилителем и сформированным дискриминатором-формирователем. Импульс совпадений фотона и электрона открывал линейные ворота анализатора. В этом варианте уменьшается вероятность случайных совпадений в воротах анализатора, так как ворота открывались только при совпадении фотона и электрона. Непрерывно измерялись следующие величины:

S_1, S_2, S_3 - полное число электронов (с энергиями $3,0 + 4,5$ ГэВ), прошедших через магнит мониторингового спектрометра ВМЗ;

$\bar{C}_g S_1 S_2 S_3$ - число электронов, прошедших через отверстие счетчика с дыркой и, соответственно, попавших на мишень;

$\bar{C}_g S_1 S_2 S_3 \bar{A} NaJ$ - число фотонов, зарегистрированных установкой;

N_w - число фотонов, прошедших амплитудный анализ в анализаторе;

$\bar{C}_g S_1 S_2 S_3 / S_1 S_2 S_3$ - это отношение показывало обрезание первичного электронного пучка в счетчике с отверстием и, соответственно, локализацию пучка в отверстии счетчика;

$\bar{C}_g S_1 S_2 S_3 \bar{A} NaJ / \bar{C}_g S_1 S_2 S_3$ - это отношение показывало коэффициент конверсии электронов.

В эксперименте измерены спектры излучения электронов при малых углах влета относительно кристаллографической оси и плоскости для трех разных толщин кристаллов. В процессе измерений периодически снимался спектр от пустой мишени. Фон от пустой мишени составлял $10+15\%$ от дезориентированного кристалла и $1+3\%$ от ориентированного.

Ориентировку кристалла под пучком электронов производили измерением интегрального выхода фотонов, используя следующие

известные закономерности когерентного тормозного излучения [6]:

а) в энергетическом спектре фотонов имеются когерентные пики, связанные с определенными узлами обратной решетки;

б) положение пика в спектре однозначно связано с углами ориентации кристалла;

в) число низкоэнергетических фотонов в спектре увеличивается, когда энергия основного пика в спектре приближается к нулю.

Используя эти зависимости, удастся определить углы ориентации кристалла по отношению к направлению пучка электронов.

В эксперименте были измерены спектры электромагнитного излучения при плоскостном и осевом каналировании электронов с энергией $4,5$ ГэВ в кристаллах алмаза с толщинами $0,1; 1; 1,7$ мм. На рис. 2,3,4 приведены результаты измерений спектров излучения электронов с энергией $4,5$ ГэВ при их плоскостном каналировании в кристаллах алмаза. По оси ординат отложена интенсивность излучения $d^2W/d(\hbar\omega)d\ell$ в расчете на единицу длины (см) и на один электрон.

На рис. 5,6,7 приведены спектры излучения при осевом каналировании электронов для трех толщин кристаллов алмаза.

Во всех измеренных спектрах наблюдаются отчетливые пики, интенсивность которых значительно превышает интенсивность излучения в аморфной среде.

Ширины пиков излучения в режиме плоскостного каналирования значительно уже, чем в случае осевого каналирования. Для толщины $0,1$ мм пиковая энергия излучения в случае плоскостного и осевого каналирования, в основном, согласуется с предсказанием теории.

При ориентации, соответствующей плоскостному каналированию наблюдается заметное подавление жесткой части спектра (≥ 1 ГэВ) по сравнению с излучением от аморфной мишени.

При осевом каналировании наблюдается превышение по всем измеренным энергиям γ - квантов вплоть до энергии $1,4$ ГэВ над аморфным спектром

С увеличением толщины радиатора во всех случаях наблюдается уширение пиков, падение пиковой интенсивности и смещение пиковой энергии в сторону жестких энергий. Трансформация спектров как при осевом, так и при плоскостном каналировании с увеличением толщины, по-видимому, связана с многократным рассеянием электронов в кристалле, выходом электронов из режима каналирования и спецификой спектрометра NaJ, регистрирующего два или несколько одновременно испущенных фотонов как один фотон суммарной энергии. Интересно отметить, что при осевом каналировании интенсивность излучения при всех энергиях пика до 500 МэВ превышает интенсивность когерентного тормозного излучения.

На рисунках также приведены спектры излучения при ориентациях, близких к условиям плоскостного и осевого каналирования, представляющие информацию об эволюции спектров. Эволюция спектров при осевом каналировании с увеличением угла между импульсом электронов и осью кристалла, когда условия плоскостного каналирования сохраняются, показывает, что интенсивность пика плоскостного каналирования растет с удалением импульса от оси кристалла (см. рис. 6).

В заключение авторы выражают благодарность персоналу ускорителя за обеспечение бесперебойной работы ускорителя в период эксперимента.

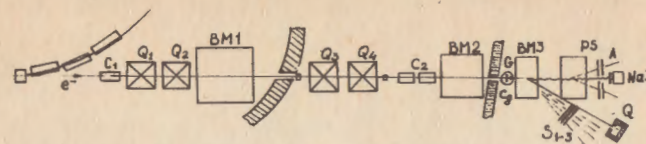


Рис. I Схема электронного тракта с экспериментальным оборудованием и аппаратурой:

C_1, C_2 - коллиматоры; Q_{1-4} - квадрупольные линзы; BM_1, BM_2 - отклоняющие магниты; BM_3 - мониторный спектрометр; PS - парный спектрометр; G - гониометр; C_g - счетчик с отверстием; S_{1-3} - мониторный телескоп; A - антисчетчик; NaJ - спектрометр полного поглощения на основе кристалла $NaJ(Tl)$; Q - квантометр

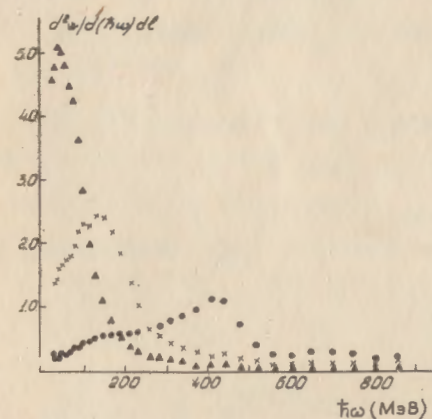


Рис. 2 Спектральное распределение излучения электронов в режиме плоскостного каналирования в кристалле алмаза толщиной $0,1$ мм \blacktriangle ($\theta_r = 55$ мрад, $\theta_b = 0$) \times ($\theta_r = 55$ мрад, $\theta_b = 0,22$ мрад); \bullet ($\theta_r = 55$ мрад, $\theta_b = 0,65$ мрад); (θ_b и θ_r - углы вращения кристалла вокруг вертикальной и горизонтальной осей гониометра соответственно)

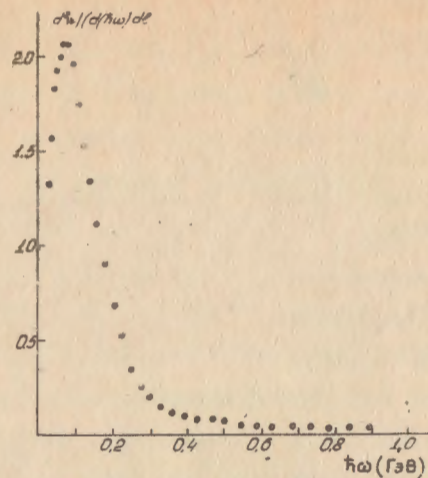


Рис.3 Спектр излучения электронов в режиме плоскостного каналирования в кристалле алмаза толщиной 1 мм ($\theta_r = 55$ мрад, $\theta_B = 0$)

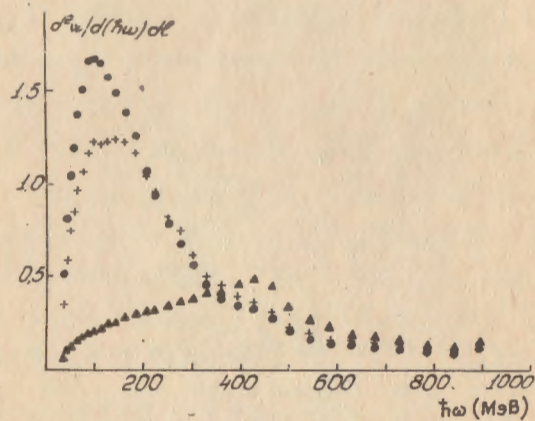


Рис.4 Спектры излучения электронов в режиме плоскостного каналирования в кристалле алмаза толщиной 1,7 мм \bullet ($\theta_r = 55$ мрад, $\theta_B = 0$); $+$ ($\theta_r = 55$ мрад, $\theta_B = 0,17$ мрад); \blacktriangle ($\theta_r = 55$ мрад, $\theta_B = 0,65$ мрад)

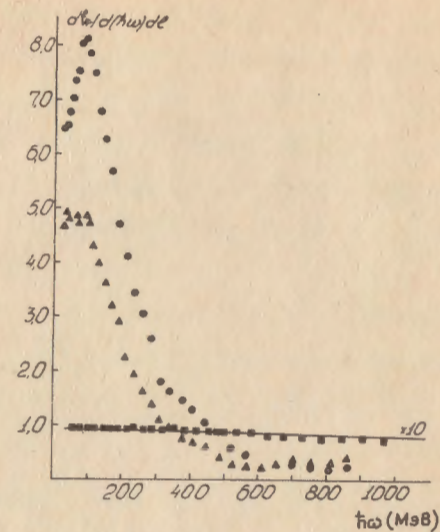


Рис.5 Спектры излучения электронов в режиме осевого каналирования в кристалле алмаза толщиной 0,1 мм \bullet ($\theta_r = 0$, $\theta_B = 0$); \blacktriangle ($\theta_r = 0$; $\theta_B = 0,086$ мрад); \blacksquare - аморфный спектр от графитовой мишени ($\times 10$), — (спектр Бете-Гайтлера)

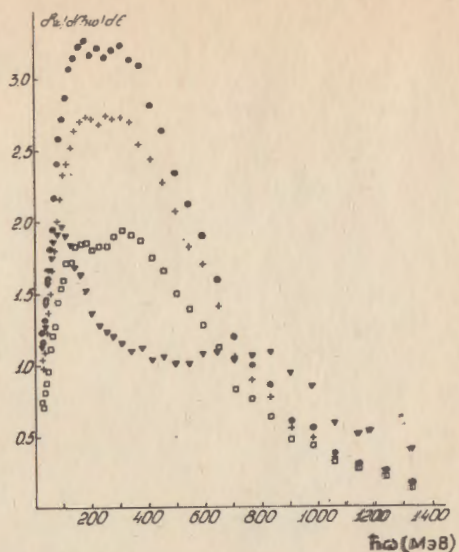


Рис.6 Спектры излучения электронов в режиме осевого каналирования в кристалле алмаза толщиной 1 мм

• ($\theta_r = 0, \theta_s = 0$); + ($\theta_r = 0, \theta_s = 0,12$ мрад);
 □ ($\theta_r = 0, \theta_s = 0,26$ мрад) ▽ ($\theta_r = 0, \theta_s = 0,97$ мрад)

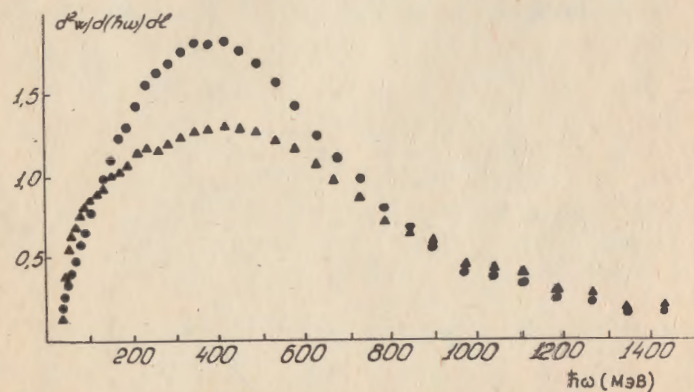


Рис.7 Спектры излучения электронов в режиме осевого каналирования в кристалле алмаза толщиной 1,7 мм

• ($\theta_r = 0, \theta_s = 0$); Δ ($\theta_r = 0, \theta_s = 0,52$ мрад).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кумахов М.А. О возможности существования эффекта спонтанного излучения γ -квантов релятивистскими каналированными частицами. ДАН СССР, 1976, т.230, №5. с.
2. Авакян Р.О., Мирошниченко И.Ф., Муррей Д., Фигут Т. Излучение ультрарелятивистских позитронов, движущихся в монокристалле вблизи кристаллографических осей и плоскостей. ЖЭТФ, 1982, т.82, вып.6. с.
3. Адишев Ю.Н., Воробьев С.А., Забаев В.Н. и др. Экспериментальное исследование γ -излучения электронов при каналировании в кристалле алмаза. ЯФ, 1982, т.35, вып.1. с. 108
4. Авакян Р.О., Аганьянц А.О., Аропов Н.З. и др. Спектры излучения электронов высоких энергий в монокристаллах разной толщины и ориентации. ЯФ, 1982, т.35, вып.2. с. 387
5. Atkinson M., Bak J.F., Bussey P.J. et al. Radiation from planar channeled 5-55 GeV/c positrons and electrons. CERN-EP/82-03, 1982.
6. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, Издательство АН АрмССР, 1969.
7. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Армагянц 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.

Рукопись поступила 23 ноября 1983 года