

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԵՐԵՍԵՐ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Р.О.АВАКЯН, Э.О.АВАКЯН, А.В.АГАРОНЯН, Р.Б.АЙВАЗЯН,
 Г.А.АВДАЛЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН, Р.А.АСАТРЯН,
 Г.А.ВАРТАПЕТЯН, В.Г.ГАВАЛЯН, С.Г.ГИНДОЯН, С.С.ДАНАГУЛЯН,
 В.С.ЕГАНОВ, А.Г.ИСКАНДАРЯН, О.С.КИЗОЯН, Э.М.МАТЕВОСЯН,
 Р.М.МИРЗОЯН, К.М.ОГАНЕСЯН, М.А.ОГАНЕСЯН, Ж.В.ПЕТРОСЯН,
 И.П.ПРОХОРЕНКО, Р.Ц.САРКИСЯН, Ю.Г.САРКИСЯН, А.В.СЕВОЯН,
 Ю.З.СУКИАСЯН, С.П.ТАРОЯН, К.К.ШИХЛЯРОВ, Г.М.ЭЛБАКЯН

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СБРОСА ЭНЕРГИИ
 ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1985

0000000000

© Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке
и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г

УДК 539.124.17

Р.О.АБАКИН, Э.О.АБАКИН, А.В.АГАРОНЦЫ, Р.В.АЙБАКИН,
Г.А.АВРАМОВ, А.О.АВЕТИСЯН, А.А.АРШАТАНЯН, Р.А.АСАТРИАН,
Г.А.БАГАТЯНИН, Э.Г.БАВАКИН, О.Р.БЮДЖОСЯН, С.С.ДЖАЛАНДЖИАН,
В.Г.ДАНУК, А.А.ИЗМАИЛОВА, О.С.КЕЧЕОСЯН, Ю.А.КАРАМАНОВ,
В.А.КАРАМАНОВ, А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА,
А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА,
А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА,
А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА, А.А.КОМАРОВА,

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СБРОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

Приведены предварительные результаты эксперимента по измерению угловой зависимости полного сброса энергии электронов в монокристаллах алмаза в режиме каналирования.

Ереванский физический институт

Ереван 1965

A.V.AHARONYAN, R.B.AIVAZYAN, A.A.ARMAGANYAN, R.A.ASATRYAN,
S.C.AVAKYAN, R.C.AVAKYAN, G.A.AVDALYAN, A.E.AVETISYAN,
V.B.GAVALYAN, S.G.GYNDOYAN, S.S.DANAGULYAN, V.S.BEGANOV,
A.L.ELBALYAN, A.G.ISKANDARYAN, O.S.KIZOGYAN, E.M.MATEVOGYAN,
V.M.MELIKYAN, K.M.OGANESYAN, M.A.OGANESYAN, ZH.V.PETROSYAN,
A.P.PROKHORENKO, R.TS.SARKISYAN, YU.G.SARKISYAN, A.V.SEVGYAN,
A.K.CHIKHLYAROV, YU.Z.SUKIASYAN, S.P.TAROYAN, H.A.VARTAPETYAN

ANGULAR DEPENDENCE OF ELECTRON ENERGY TOTAL YIELD
IN THICK DIAMOND MONOCRYSTALS

Preliminary results of the experiment on measurement of angular dependence of electron energy total yield in diamond monocrystals under channeling regime are reported.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1985

Экспериментальные исследования, посвященные каналированию электронов и позитронов в монокристаллах, показали существенное возрастание спектральной плотности излучения в области низких энергий. Теоретически этот вид излучения предсказан в работе [1]. Большой интерес представляет вопрос направленности и угловой плотности излучения при осевом и плоскостном каналировании электронов и позитронов.

Данная работа посвящена исследованию угловых плотностей излучения электронов в кристаллах алмаза разных толщин. В эксперименте измерены угловые распределения полного выхода излучения электронов в кристаллах алмаза двух толщин - 1 и 1,7 мм в режиме плоскостного, осевого каналирования и разориентированном кристалле толщиной в 1 мм, а также в графитовой мишени толщиной 2,6 мм (что эквивалентно по радиационной длине кристаллу алмаза толщиной в 1,7 мм). Получены кривые зависимости угловой плотности излучения от угла вылета фотона.

Обе кристаллические мишени имели ориентацию (100). Исследования выполнены на выведенном электронном пучке с энергией

и энергии микрофона [2].

Пучок электронов с расходимостью $5 \cdot 10^{-5}$ рад попадает на кристаллическую (или аморфную) мишень, установленную в достаточно точно управляемую гелиометрическую систему ГУ (рис.1). Размеры пучка на мишени составляют 2×2 мм.

Точность ориентации кристаллической мишени под пучком равна $1,4 \cdot 10^{-5}$ рад. Излученные фотоны вместе с электронами проходят через магнитное поле мониторингового спектрометра (МС), где происходит отделение электронов от фотонов. Электроны регистрируются системой многопроволочных пропорциональных камер (МК) и сканирующим телескопом (СТ). Энергетический диапазон регистрируемых электронов простирается от 1,5 до 4,5 ГэВ. Соответственно регистрируемые фотоны имеют энергии до 3 ГэВ. Детекторное плечо состоит из трех пропорциональных камер с координатным разрешением ± 1 мм и спектрометра полного поглощения на основе кристалла $\text{NaI}(\text{Te})$ [3]. Первая камера включена в режиме антисовпадения и служит для отсеивания заряженного фона. Перед второй камерой на расстоянии 2 мм от регистрирующего электрода установлен медный конвертор толщиной в 1 мм, в котором около 4% от полного числа фотонов преобразуется в электрон-позитронные пары, которые далее регистрируются второй и третьей пропорциональными камерами и спектрометром NaI . Вторая камера расположена на расстоянии 10 м от мишени. Точность определения углов вылета фотонов равна в среднем $\pm 0,1$ мр.

Информация с экспериментальной установки, включающая координаты электрон-позитронной пары и отклоненного электрона, а также энергию фотона, через автоматизированную систему КАМАК-

начальная энергия электронов 0.04×10^6 эв - характерная длина излучения в титановый угол с плоскими углами, равными $\pm 6^\circ$. На рис.3 изображены кривые угловых зависимостей интегральных выходов излучения (полного оброса энергии электрона в аморфной мишени (кривая 1) и в кристаллах алмаза при разных ориентациях (кривая 2 - случай разориентированного кристалла толщиной 1 мм, кривые 3 и 4 соответствуют плоскостному и осевому каналированию электронов в кристалле толщиной 1 мм, кривые 5 и 6 - плоскостному и осевому каналированию электронов в кристалле толщиной 1.7 мм, соответственно). Ошибки экспериментальных точек, приведенные на рисунке, являются статистическими. Кривые проведены по экспериментальным точкам.

На рис.3 те же кривые представлены в единицах максимального интегрального выхода, вычисленного отдельно для каждой кривой $\eta_i = \eta_i(\theta) / \eta_i(1 \text{ мр})$. Такое представление облегчает сравнение угловых распределений интегральных выходов.

На рис.3 можно проследить следующие закономерности в поведении кривых.

Рассмотрим кривые 1 и 2, соответствующие угловым распределениям интегральных выходов излучения электрона в аморфной мишени и разориентированном кристалле, соответственно.

Характерный угол излучения в этом случае складывается из среднеквадратичного угла многократного рассеяния электрона до

излучения $\langle \theta_\mu \rangle$ и среднего угла эмиссии фотона $\langle \theta_\gamma \rangle$ при больших энергиях начального электрона и излученного фотона $E_e, \omega \gg m_e$ излучение сосредоточено, в основном, в узком конусе с углом раствора

$$\langle \theta_\gamma \rangle \sim \frac{m_e}{E_e},$$

где m_e — масса электрона.

Среднеквадратичный угол многократного рассеяния электрона равен [5]

$$\langle \theta_\mu \rangle = \frac{14,1}{E_e} \sqrt{t} \left(1 + \frac{1}{9} \log t \right),$$

где t — толщина радиатора в радиационных длинах.

Тогда характерный угол излучения выражается через $\langle \theta_\mu \rangle$ и $\langle \theta_\gamma \rangle$ следующим образом

$$\langle \theta \rangle = \sqrt{\langle \theta_\mu \rangle^2 + \langle \theta_\gamma \rangle^2}.$$

В нашем случае характерный угол для графитовой мишени равен 0,32 мр, а для разориентированного алмаза толщиной 1 мм — 0,24 мр.

Из рассмотренных кривых 1 и 2 на рис.3 можно заметить, что в телесные углы с растворами 0,32 и 0,24 мр, соответственно, излучается более 60% полной энергии излучения, как и следовало ожидать.

Интересная закономерность наблюдается в поведении кривых 3 — 6 на рис.3, соответствующих разным ориентациям кристаллов. В случае плоскостного каналирования электронов (кривые 3,5) излучение происходит в узком конусе с полярным углом, меньшим среднего угла многократного рассеяния электронов в соответствующей мишени. Этот факт однозначно можно трактовать как след-

стве уменьшения среднего угла многократного рассеяния электронов при плоскостном каналировании их в кристалле. Качественным объяснением этого явления можно считать, что при плоскостном каналировании электроны больше времени проводят между атомными плоскостями, где отсутствуют центры рассеяния. Узкое угловое распределение излучения электронов при плоскостном каналировании также рассмотрено также в работе [13].

Кривые, соответствующие основному каналированию электронов, характеризуются иной характер излучения (кривые 4 и 5). Основной особенностью излучения основного каналирования является то, что оно имеет максимум в направлении, перпендикулярном к плоскости каналирования, а также в направлении, перпендикулярном к направлению движения электронов. Это объясняется тем, что в направлении, перпендикулярном к плоскости каналирования, электроны движутся быстрее, чем в направлении, перпендикулярном к направлению движения электронов. В результате этого в направлении, перпендикулярном к плоскости каналирования, электроны движутся быстрее, чем в направлении, перпендикулярном к направлению движения электронов.

В направлении, перпендикулярном к плоскости каналирования, электроны движутся быстрее, чем в направлении, перпендикулярном к направлению движения электронов. В результате этого в направлении, перпендикулярном к плоскости каналирования, электроны движутся быстрее, чем в направлении, перпендикулярном к направлению движения электронов.

В направлении, перпендикулярном к плоскости каналирования, электроны движутся быстрее, чем в направлении, перпендикулярном к направлению движения электронов. В результате этого в направлении, перпендикулярном к плоскости каналирования, электроны движутся быстрее, чем в направлении, перпендикулярном к направлению движения электронов.

кристаллы с намного меньшей вероятностью излучения электрона.

Таким образом, при осевом каналировании электронов в кристалле, начиная с некоторой оптимальной толщины, кристалл влияет на характер излучения подобно аморфному веществу. Это может также привести к "размазыванию" спектров излучения электронов в режиме осевого каналирования при дальнейшем увеличении толщины кристалла.

На рис.4 представлены кривые угловых плотностей излучения, которые рассчитывались по следующей формуле:

$$\frac{dE}{d\Omega} = \eta(\theta) E_0 / 4\theta^2$$

Значения для $\eta(\theta)$ взяты из рис.2. Цифровые обозначения на кривых рис.4 соответствуют обозначениям на рис.2.

Из рис.4 можно сделать следующее заключение:

1) угловая плотность излучения в режиме осевого каналирования (кривые 4 и 6) достигает насыщения уже при толщине кристалла в 1 мм;

2) наибольшей угловой плотностью обладает излучение электронов в кристаллах алмаза толщиной 0,1 мкм в режиме осевого каналирования (кривая 6) в области малых углов излучения (рис.4).

Наконец, следует отметить, что в кристаллах алмаза

3) при осевом каналировании электронов в кристаллах алмаза толщиной 0,1 мкм и более (кривые 4 и 6) наблюдается эффект "размазывания" спектров излучения.

4) при осевом каналировании электронов в кристаллах алмаза толщиной 0,1 мкм и более (кривые 4 и 6) наблюдается эффект "размазывания" спектров излучения.

следований с целью нахождения оптимальной толщины кристаллического радиатора для различных ориентаций и веществ радиатора.

На рис. 5 приведены спектры излучения в режиме плоскостного канализования в кристалле алмаза толщиной в 1,7 мм, в углах вылета фотонов 0,2, 0,4 и 3 мр.

Пользуясь приведенными выше результатами, а также характеристиками спектральной плотности излучения электронов в кристаллах алмаза толщиной 0,1, 1 и 1,7 мм в режимах осевого и плоскостного канализования [7], нами оценены значения следующих спектрально-угловых параметров излучения.

- а) полное число испущенных фотонов, N ;
- б) угловая плотность фотонов, $dN/d\Omega$;
- в) спектрально-угловая плотность фотонов, $d^2N/d\Omega d\omega$.

Проведено также сравнение этих параметров с аналогичными параметрами тормозного излучения электронов в атомной итерации толщиной 0,1 мм. При этом характерное соотношение между значениями жесткой составляющей фотонового пучка $\bar{\omega}_0$ и $\bar{\omega}_0^0$, где $\bar{\omega}_0^0$ - критический частотный диапазон, выходящий за пределы канализованной при увеличении толщины радиатора излучения, не зависит от средней энергии фотонов в спектре излучения от толщины. Это предположение оправдано тем, что радиация электронов под углами, меньшими, чем $\bar{\omega}_0$, в основном происходит в условиях канализованного движения электронов и поэтому не зависит от толщины радиатора, и форма спектра определяется жесткостью коллиматора.

На основании вышесказанного для кристаллов толщиной 1 и 1,7 мм была принята форма спектра, соответствующая форме спектра для кристалла толщиной в 0,1 мм [7] с нормировкой в соответствии с измеренным полным выходом излучения для указанных толщин. Это связано с тем, что спектры, измеренные для толщин 1 и 1,7 мм с помощью спектра полного поглощения на основе кристалла $\text{NaJ}(\text{Tl})$ искажены в виду наличия кратности излучения (спектрометр суммирует энергии нескольких одновременно излученных фотонов и регистрирует их как один фотон с суммарной энергией).

В табл. 1 и 2 приведены оценочные значения некоторых спектральных параметров излучения в режимах осевого и плоскостного каналирования в кристаллах алмаза разных толщин.

Ось (100)

Таблица 1

Толщина кристалла (мм)	$dW/d\varrho$ (МэВ/см)	ΔE (МэВ)	η (%)	$dN/d\varrho$ (см ⁻¹)	$N_{\text{эксп}}$	N	$\hbar\bar{\omega}_{\text{эксп}}$ (МэВ)
0,1	1890	19	0,42	19	0,19	0,19	100
1	1970	200	4,4	8,7	0,9	2,05	226
1,7	1240	210	4,7	1,7	0,3	2,15	716

Таблица 2

Плоскость 110

Толщина кристалла (мм)	$dW/d\varrho$ (МэВ/см)	ΔE (МэВ)	η (%)	$dN/d\varrho$ (см ⁻¹)	$N_{\text{эксп}}$	N	$\hbar\bar{\omega}_{\text{эксп}}$ (МэВ)
0,1	560	5,6	0,13	10,2	0,1	0,1	55

I	350	35	0,77	4,4	0,44	0,63	78
I,7	430	73	1,63	1,7	0,3	1,36	250

Величины, приведенные в табл. I и 2 имеют следующий смысл:

$\frac{dW}{d\ell} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{d^2W}{d\ell d\omega} d\omega$ - интегральный выход излучения, приходящийся на единицу толщины,

$\Delta E = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{dW}{d\omega} d\omega$ - интегральный выход излучения на данной толщине,

$\eta = \frac{\Delta E}{E_0}$, E_0 - начальная энергия электронов, $E_0 = 4500$ МэВ,

$\hbar \bar{\omega}_{\text{эксп}} = \hbar \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{dW}{d\omega} d\omega / \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{dW}{d\omega} \frac{1}{\omega} d\omega$ - средняя энергия излученных фотонов,

$\frac{dN}{d\ell} = \frac{dW}{d\ell} / \hbar \bar{\omega}_{\text{эксп}}$ - среднее число фотонов, зарегистрированных на эксперименте, испущенных на приведенной толщине радиатора равной 1 см,

$N_{\text{эксп}} = \Delta E / \hbar \bar{\omega}_{\text{эксп}}$ - среднее число фотонов, зарегистрированных на эксперименте,

$N = \mathfrak{K} \cdot N_{\text{эксп}}$ - полное число фотонов с учетом кратности излучения

$\mathfrak{K}$ - кратность излучения, $\mathfrak{K} = \hbar \bar{\omega}_t / \hbar \bar{\omega}_{t=0,1\text{мм}}$

Пределы интегрирования ω_1 и ω_2 выбраны охватывающими пиковую область спектра для каждого случая.

В табл. 3 приведены оценочные значения угловых плотностей фотонов для исследуемых кристаллов толщиной в I и I,7 мм, излученных в режимах осевого и плоскостного каналирования

Таблица 3

Режим излучения поверх- ности	$G_{\text{эксп}}$ МД	$\Delta E^{\text{ch}} / \Delta E^{\text{R}}$		$(\frac{dN}{d\Omega})^{\text{ch}} / (\frac{dN}{d\Omega})^{\text{R}}$		$\frac{dN}{d\Omega} \cdot 10^6 \text{ ср}^{-1}$	
		1 мм	1,7 мм	1 мм	1,7 мм	1 мм	1,7 мм
1	0,1	3	3,4	30	31	2,5	2,8
2	0,2	3,6	3,5	34	32	2,6	2,5
3	0,1	3,8	6,2	65,2	106	8	11

$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{dE}{d\Omega} \cdot \frac{1}{h\omega_{\text{эксп}}}$ - угловая плотность фотонов, энергия которых заключена в интервале (ω, ω_2) (в пиковой области энергий). Значение $dE/d\Omega$ взято из рис.4 с поправкой на величину энергетического интервала.

Случаи ch и R относятся к случаям ориентированного и разориентированного кристаллов (аморфной мишени), соответственно.

В табл.4 приведены оценочные значения увеличения спектрально-угловой плотности фотонов, излученных при канальровании в угловой конус с полярным углом, равным критическому углу канальрования, по сравнению с аморфным спектром:

$$G = \left(\frac{d^2 N}{d\Omega d\omega} \right)^{\text{ch}} / \left(\frac{d^2 N}{d\Omega d\omega} \right)^{\text{R}}, \quad \omega = \omega_{\text{max}},$$

где $d^2 N / d\Omega d\omega$ - угловая плотность фотонов с энергией, равной $\hbar\omega_{\text{max}}$, где ω_{max} - положение максимума спектра.

Таблица 4

	Плоскость {110}	Ось (100)
Толщина, мм θ колл мр	0,1	0,2
I	160	69
I,7	265	68

Отметим, что, как видно из табл.4 , а также из рис.4 , спектрально-угловая плотность излучения электронов при плоскостном каналировании не достигла насыщения для рассмотренных толщин, и в дальнейшем имеет смысл изучения более толстых кристаллов с целью нахождения оптимальной толщины кристалла, при которой еще имеется линейная зависимость плотности излучения от толщины кристалла.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ИАЭ им.М.В.Курчатова , В.В.Белошицкому, М.А.Кумакову, В.И.Телегину за полезные обсуждения.

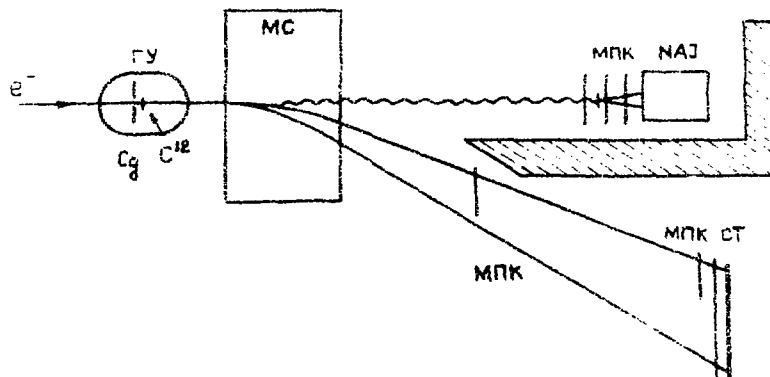


Рис.1 Схема экспериментальной установки

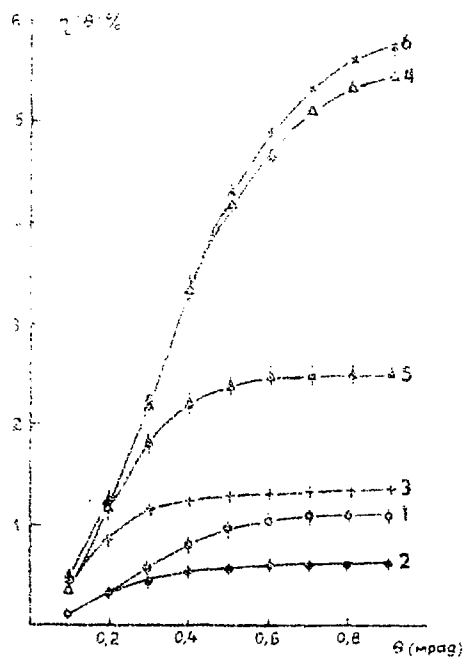


Рис.2 Зависимость интегрального выхода излучения от угла вылета фотонов

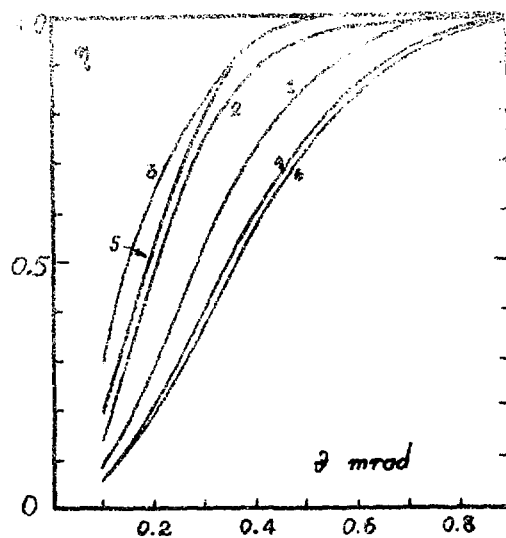


Рис.3 Зависимость относительного выхода излучения от угла вылета фотонов

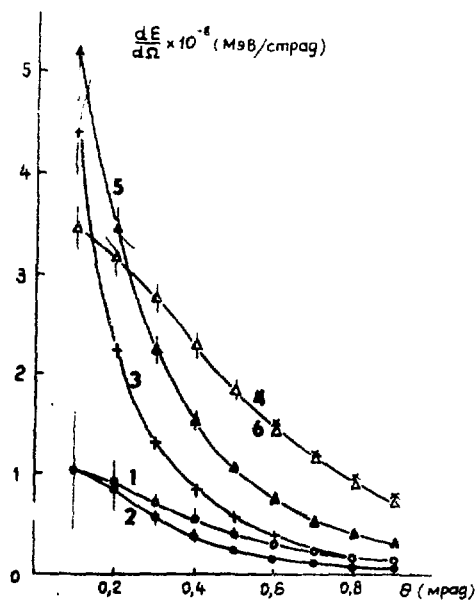


Рис.4 Зависимость угловой плотности излучения от угла вылета фотонов

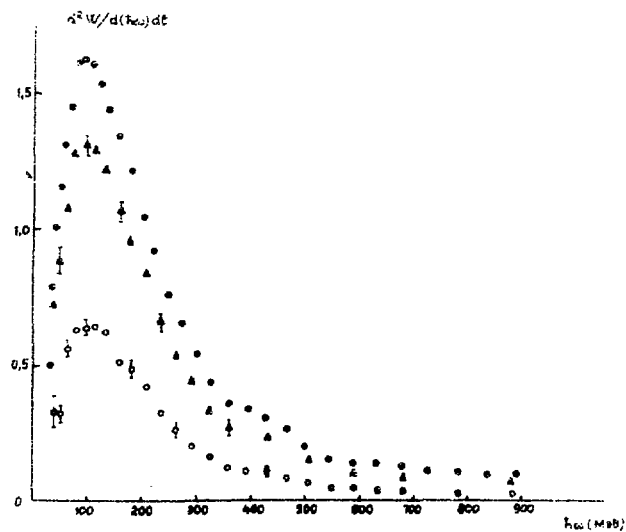


Рис.5 Спектры излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ при плоскостном каналировании в кристалле алмаза толщиной в 1,7 мм в углах вылета фотонов.

$$\circ - \theta_{x,y} = 0,2 \quad \blacktriangle - \theta_{x,y} = 0,4 \text{ мр} \quad \bullet - \theta_{x,y} = 3 \text{ мр}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kishakhov M.A. On the theory of electromagnetic radiation of charged particles in a crystal. *Phys.Lett.* 1976, 59A, p.17.
2. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Агаронян А.В. и др. Электронный тракт Ереванского ускорителя с малой угловой расходимостью пучка. Препринт ЕФИ-776(3)-85, Ереван, 1985.
3. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Авдалян Г.А. и др. Использование больших кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$ для измерения спектра тормозного излучения электронов высоких энергий. Препринт ЕФИ-714(29)-84, Ереван, 1984.
4. Авакян Р.О., Айвазян Р.Б., Асатрян Р.А. и др. Результаты разработок и использования многопроволочных пропорциональных камер в экспериментах на Ереванском электронном синхротроне. Изв.АН Арм.ССР, серия Физика 1981, т.19, вып.6, с.314.
5. Particle Properties Data Booklet April 1984.
6. Авакян Р.О., Армаганиян А.А., Запольский Н.А. и др. Исследование профиля пучка тормозных фотонов при малых углах влета электронов в кристалл. Препринт ЕФИ-657(47)-83, Ереван, 1983.
7. Авакян Р.О., Авакян Э.О., Аветисян А.Э. и др. Излучение электронов высоких энергий вблизи кристаллографических осей и плоскостей кристалла алмаза. Препринт ЕФИ-704(19)-84, Ереван, 1984.

Рукопись поступила 25 мая 1985 года

А.А.АБАКАН, В.О.АБАКАН, А.Б.АТАРОУН, Р.Б.АФРАЙН, Г.А.АВИА-
НОВ, А.Г.АБЕГИСЯН, А.А.АРМАГАНЯН, Р.А.АРАМЯН, Р.А.ВАРТАНЯ-
Н, В.А.ГЕВГАЛАН, С.Г.ГУНДОУН, С.С.ДАНАГУЛАН, В.С.ИГАНОВ,
А.Г.ИСКАНДЯРИН, О.С.КИЗСИЯН, Э.М.МАТЕВОСЯН, Р.М.МИРЗОЯН,
А.М.ОГАНЕСЯН, М.А.ОГАНЕСЯН, Ж.В.ПЕТРОСЯН, Н.Н.ПРОКОРЕНКО,
Г.Н.САРАКИСЯН, Ю.Р.САРКИСЯН, А.В.СЕРЮН, В.З.СЕРЮН,
Г.П.ТАРСЯН, К.К.НИХЛЯРОВ, Г.М.ОЛЕВАН

УГЛУБЛЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СПРОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В
СИСТЕМЕ МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

Редактор Л.П.Мукалян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 17/X-85г. ВФ-06844	Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч.изд.л.1,0	Тираж 299 экз. Ц. 15 к.
Зак.тип.№ 468	Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3024



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ