

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

ЕФИ-378(36)-79

А.Т.МАРГАРЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО  
ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА ЛАНДАУ-ПОМЕРАНЧУКА  
В МОНОКРИСТАЛЛАХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ  $\sim$  ГЭВ

ԵՐԵՎԱՆ 1979 ԵՐԵՎԱՆ

УДК.538.56:001.5

А.Т.МАРГАРЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ  
ЭФФЕКТА ЛАНДАУ-ПОМЕРАНЧУКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ПРИ  
ЭНЕРГИЯХ  $\sim$  ГЭВ

Взаимодействие  $\gamma$ -квантов и электронов высоких энергий с атомами монокристалла, когда они двигаются по направлению кристаллографических осей, находясь в коридорах, размеры которого определяются тепловыми движениями ядер, эквивалентно взаимодействию с веществом, плотность которого в  $\sim$  1000 раз превышает плотность аморфного вещества. Рассматривается возможность исследования эффекта Ландау-Померанчука на монокристаллах в области энергии  $\sim$  Гэв.

Ереванский физический институт

Ереван 1979.

EAN-378(36)-79

A.T.MARGARYAN

ON POSSIBILITY OF EXPERIMENTAL INVESTIGATION  
OF LANDAU-POMERANCHUK EFFECT IN MONOCRYSTALS  
IN 1 GeV ENERGY RANGE

The interaction of  $\gamma$ -quanta and high energy electrons with a monocrystal atoms, when moving along the directions of crystalloorphic axes and locating in corridors whose dimensions are determined by thermal motions of nuclei, is equivalent to the interaction with the material whose density is  $\sim 1000$  times higher than the one of amorphous material. A possibility of investigation of the Landau-Pomeranchuk effect on monocrystals in  $\sim$  GeV energy range is considered.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1970

УДК.538.56:001.5

А.Т.МАРГАРЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ  
ЭФФЕКТА ЛАНДАУ-ПОМЕРАНЧУКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ПРИ  
ЭНЕРГИЯХ  $\sim$  ГЭВ

Взаимодействие  $\gamma$ -квантов и электронов высоких энергий с атомами монокристалла, когда они двигаются по направлению кристаллографических осей, находясь в коридорах, размеры которого определяются тепловыми движениями ядер, эквивалентно взаимодействию с веществом, плотность которого в  $\sim 1000$  раз превышает плотность аморфного вещества. Рассматривается возможность исследования эффекта Ландау-Померанчука на монокристаллах в области энергии  $\sim$  Гэв.

Ереванский физический институт

Ереван 1979.

ЕФН-378(36)-79

A.T.MARGARYAN

ON POSSIBILITY OF EXPERIMENTAL INVESTIGATION  
OF LANDAU-POMERANCHUK EFFECT IN MONOCRYSTALS  
IN  $\sim$  GeV ENERGY RANGE

The interaction of  $\gamma$ -quanta and high energy electrons with a monocrystal atoms, when moving along the directions of crystallographic axes and locating in corridors whose dimensions are determined by thermal motions of nuclei, is equivalent to the interaction with the material whose density is  $\sim 1000$  times higher than the one of amorphous material. A possibility of investigation of the Landau-Pomeranchuk effect on monocrystals in  $\sim$  GeV energy range is considered.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1970

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-378(36)-79

А.Т.МАРГАРЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ  
ЭФФЕКТА ЛАНДАУ-ПОМЕРАНЧУКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ПРИ  
ЭНЕРГИЯХ  $\sim$  ГЭВ

Ереван 1979

© *Ереванский физический институт, 1979*

Как известно, электромагнитные процессы при высоких энергиях в плотной среде носят коллективный характер. Примером этого служит возникновение когерентных эффектов при взаимодействии электронов и фотонов с кристаллом. При взаимодействии с аморфным веществом влияние среды приводит к подавлению сечений тормозного излучения и образованию пар по сравнению с сечениями на изолированном атоме. Уменьшение вероятности тормозного излучения обусловлено различными эффектами среды. Ландау и Померанчук [1] показали, что из-за многократного рассеяния меняется спектр тормозного излучения. Эффект поляризации среды исследовался Тер-Микаеляном [2]. Квантовомеханический расчет влияния многократного рассеяния был проведен Мигдалом [3]. В работах [1,3] исследовалось также изменение сечения рождения пар за счет влияния многократного рассеяния. О возможности влияния поглощения квантов на тормозное излучение и рождение пар упоминали Ландау и Померанчук [1]. Обзоры теоретических работ по исследованию электромагнитных процессов в плотной среде содержатся в работах Фейнберга, Тер-Микаеляна и Рязанова [4,5,6].

Значит, явно меньше имеется работ по экспериментальной проверке теорий влияния среды на электромагнитные процессы в аморфных средах. Дело в том, что эти эффекты проявляются при энергиях  $E_0 \geq 10^4 \text{ ГэВ}$ , например, эффект влияния многократного рассеяния на тормозное излучение исследовался в работах с космическими лучами [7,8]. Интенсивность излучения электронов с энергией  $E_0 > 10^4 \text{ ГэВ}$  оказалась заметно меньшей, чем предсказывалось теорией Бете-Гайтлера. Трудности в определении первичной энергии электронов и наборе статистического материала не позволили уменьшить экспериментальные ошибки настолько, чтобы можно было судить о количественном согласии наблюдаемых спектров с теоретическими. Подробный анализ теорий тормозного излучения показал, что на существующих электронных пучках высокой энергии (десятки и сотни ГэВ) можно исследовать влияние среды на изменение мягкой части тормозного спектра электронов [9]. Экспериментальное исследование на электронном пучке с энергией 40 ГэВ ускорителя ИФВЭ (Серпухов) показало подавление излучения в мягкой части спектра ((20 + 80) МэВ) не в меньшей степени, чем предсказано теорией Ландау-Померанчука-Мигдала [10].

В настоящей работе показывается, что в монокристалле, благодаря его структурным особенностям, влияние многократного рассеяния на электромагнитные процессы выявляется при существенно низких энергиях. Обсуждается возможность экспериментального исследования этого эффекта при энергиях  $\sim \text{ГэВ}$ . Сущность эффекта качественно можно понять на примере тормозного излучения. Эффективное продольное расстояние, на котором формируется тормозное излучение  $\Delta r_{\parallel}$  определяется с помощью соотноше-

ний неопределенностей

$$\Delta r_{\parallel} \sim \frac{\hbar}{q_{\parallel}}, \quad (1)$$

где  $q_{\parallel}$  - продольный переданный импульс. При тормозном излучении на одном атоме характерный угол излучения порядка

$\Theta_1 \sim mc^2/E_0$  ( $E_0$  начальная энергия,  $mc^2$  энергия покоя электрона). Если на расстояниях  $\sim \Delta r_{\parallel}$  многократное рассеяние отклоняет электрон на углы порядка или больше  $\Theta_1$ , то среда начинает влиять на процесс излучения. Для тормозного излучения минимальный переданный продольный импульс  $q_{\parallel}$  имеет порядок

$$q_{\parallel} \approx \frac{\hbar \omega mc^2}{2E_0 E} mc, \quad (2)$$

где  $E$  - энергия электрона после излучения,  $\hbar \omega = E_0 - E$  - энергия излученного  $\gamma$ -кванта. Следовательно

$$\Delta r_{\parallel} \approx \frac{\hbar}{q_{\parallel}} = \frac{2E_0 E}{\hbar \omega mc^2} \frac{\hbar}{mc}. \quad (3)$$

Критерий возникновения эффекта получается следующим образом.

Средний квадрат угла многократного рассеяния выражается формулой

$$\bar{\Theta}^2 = \frac{E_K^2}{E_0^2} t, \quad (4)$$

где  $E_K = 21,2$  Мэв, а  $t$  - толщина вещества в радиационных единицах. Следовательно, если выполняется условие

$$\left( \frac{mc^2}{E_0} \right)^2 < \frac{E_K^2}{E_0^2} \frac{\Delta r_{\parallel}}{T_0}, \quad (5)$$

то влияние многократного рассеяния существенно ( $T_0$  - радиационная длина вещества в см). Это неравенство можно переписать в следующем виде:

$$\frac{E_0}{mc^2} > \left( \frac{mc^2}{E_k} \right)^2 \frac{\hbar\omega}{2E} \frac{1}{(\hbar/mc)} T_0. \quad (6)$$

Например, в свинце, для  $E \approx \hbar\omega$  эффект появляется при энергиях  $E_0 \approx 5 \times 10^{12}$  эв, а для  $\hbar\omega \ll E_0$  при меньших энергиях.

Учет эффекта многократного рассеяния, как известно, приводит к изменению формы спектра Бете-Гайтлера и к уменьшению полного сечения тормозного излучения и образованию электрон-позитронной пары  $\gamma$ -квантами с увеличением энергии первичных частиц [1,3]. Как видно из (6), критическая энергия, с которой многократное рассеяние начинает влиять на тормозное излучение, обратно пропорциональна плотности вещества ( $T_0 \sim \frac{1}{\rho}$ ). Кариган [11] обратил внимание на то, что в "коридорах" монокристалла, размеры которых определяются тепловыми колебаниями ядер, плотность увеличивается и равняется величине

$$N_S = \left( \frac{d\mathcal{F}}{\chi_0} \right)^2 N, \quad (7)$$

где  $d$  - период решетки,  $\chi_0^2$  - средний квадрат амплитуды тепловых колебаний,  $\mathcal{F}$  - фактор  $\sim I$ ,  $N$  - плотность ядер для аморфного вещества. Эта формула дает значение о порядке величины  $N_S$ , его точнее можно вычислять следующим образом. Если число атомов на  $l$  см пути оси кристалла -  $l/d$ , то

плотность ядер в коридоре с радиусом  $(\chi_0^2)^{1/2}$  будет

$$N_s = \frac{1}{\pi(\chi_0^2)d} \quad (8)$$

В случае монокристалла вольфрама  $d = 3,16 \text{ \AA}$ ,  $(\chi_0^2)^{1/2} = 0,04 \text{ \AA}$  при температуре  $239^\circ\text{K}$  ( $0,022 \text{ \AA}$  при  $0^\circ\text{K}$ ),  $N_s \approx 1000 \text{ \AA}^{-1}$ .

Для электронов, движущихся в коридоре с плотностью  $N_s$ , условие (6) можно переписать в следующем виде

$$\frac{E_0}{mc^2} > \left( \frac{mc^2}{E_k} \right)^2 \frac{\hbar\omega}{2E} \frac{1}{\hbar/mc} T \quad (9)$$

где  $T$  - рад.длина вещества в этом коридоре ( $T = T_0 \frac{N}{N_s}$ ,  $T_0 = 0,36 \text{ см}$  - рад. длина вольфрама).

Условие (9) для  $\hbar\omega = E_0/2$  выполняется начиная с энергии  $\sim 5 \text{ ГэВ}$ .

Как известно, дифференциальное сечение тормозного излучения в кристалле есть:

$$d\sigma = N_A d\sigma_{\text{ам}} + d\sigma_{\text{ког}} \quad (10)$$

Первое слагаемое соответствует обычному сечению Бете-Гайтлера на  $N_A$  независимых атомах, второе - когерентному излучению. При влете электрона в кристалл под углами  $\sim 10^{-3}$  относительно кристаллографических осей, когерентное излучение для  $\hbar\omega \approx E_0/2$  не образуется и спектр тормозного излучения для этой области частот имеет бете-гайтлеровскую форму [5].

На рис. 1а, б приведено отношение дифференциального сечения тормозного излучения и образования пар, вычисленное по формулам Мигдала [3], к аналогичным сечениям Бете-Гайтлера для

вольфрама  $N_S = 1000N$  и при нескольких разных первичных энергиях. Как видно, в спектре тормозного излучения, начиная с 2 Гэв, а для образования пар, при более высоких энергиях, наблюдается заметное отклонение от теории Бете-Гайтлера. Его экспериментально можно изучать следующими двумя способами. Для измерения первым способом первичные электроны и фотоны направляются на кристалл под малыми углами  $\theta$  относительно кристаллографической оси (рис.2а). Измеряется дифференциальное сечение тормозного излучения и образования пар. Электроны и  $\gamma$ -кванты, попадая на атомы с прицельным параметром  $\lesssim \chi_0$ , в "коридоре" с плотностью  $N_S$  проходят расстояние  $\chi_0/\theta$ . Следует отметить, что взаимодействие происходит и с прицельным параметром, превышающим  $\chi_0$ , однако сечение в основном обусловлено близкими столкновениями. В случае, когда  $\theta \lesssim \theta_K (\theta_K = (\frac{2Ze^2}{dE})^{1/2}$  - критический угол каналирования), электроны могут захватываться в каналы. Так что при такой постановке эксперимента необходимо учитывать как особенности излучения электрона при влете в кристалл под малыми углами относительно кристаллографической оси, так и излучение при больших прицельных параметрах и при каналировании.

При втором способе измерения требуется исследовать тормозное излучение и образование пар электронами и фотонами, рассеянных по направлению кристаллографической оси (рис.2б). Длина пути проходимая электронами с энергий  $E_0$ , движущимися по направлению кристаллографической оси в коридоре с плотностью  $N_S$  до вывода их оттуда из-за многократного рассеяния, определяется из следующего соотношения [12].

$$\left(\frac{\chi_0}{Z}\right)^2 = \frac{1}{6} \left(\frac{E_K}{E_0}\right)^2 \frac{Z}{T} \quad (II)$$

Для  $Z$  получим следующие значения

$$Z = 1.82 \left(\frac{E_0}{E_K}\right)^{2/3} (\chi_0^2 T)^{1/3} \quad (\text{в см.}) \quad (I2)$$

и

$$Z = 1.82 \left(\frac{E_0}{E_K}\right)^{2/3} \left(\frac{\chi_0}{T}\right)^{2/3} \quad (\text{в рад.ед.}) \quad (I3)$$

Угол, который приобретает электрон, проходя расстояние  $Z$ , за счет многократного рассеяния, будет

$$\bar{\theta}_{cp} = \frac{E_K}{E_0} Z^{1/2} \quad (I4)$$

В таблице I приведены  $Z$  в рад.ед. и  $\bar{\theta}_{cp}$  для электрона с энергией  $100 E_K$ ,  $200 E_K$  и  $1000 E_K$  ( $E_K = 21,2 \text{ МэВ}$ )

Таблица I

$E_0 / E_K$	$Z$ (в рад.ед.)	$\bar{\theta}_{cp}$
100	$0,43 \cdot 10^{-2}$	$0,65 \cdot 10^{-3}$
200	$0,68 \cdot 10^{-2}$	$0,41 \cdot 10^{-3}$
1000	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$0,14 \cdot 10^{-3}$

Величина угла  $\bar{\theta}_{ср}$ , как и следовало ожидать, имеет порядок критического угла каналирования, так что электроны в последствии могут захватываться в каналы. Эксперимент в такой постановке имеет некоторое преимущество, так как эффект Ландау-Померанчука можно исследовать в более чистом виде, если толщину кристалла выбрать намного меньше  $Z$ . Путь, который пройдут  $\gamma$ -кванты в коридоре с плотностью  $N_s$  в отличие от электронов, будет определяться полностью геометрией эксперимента.

Таким образом, используя тот факт, что при определенных условиях взаимодействие с кристаллом эквивалентно взаимодействию с веществом, плотность которого в  $\sim 1000$  раз превышает плотность аморфного вещества, возникает возможность исследования эффекта Ландау-Померанчука при существующих энергиях.

Возникновение эффекта подавления излучения быстрых частиц в кристалле, отличающегося от эффекта Ландау-Померанчука, рассматривалось в работе [13].

Автор искренне благодарит С.Г.Матиняна за неоднократное обсуждение и постоянный интерес к работе, а также А.Ц.Аматуни, Г.Л.Баятяна, Г.В.Вартапетяна, С.Дарбиняна, К.И.Испиряна, С.Г.Князян, Ян Ши за полезное обсуждение и ценные замечания.

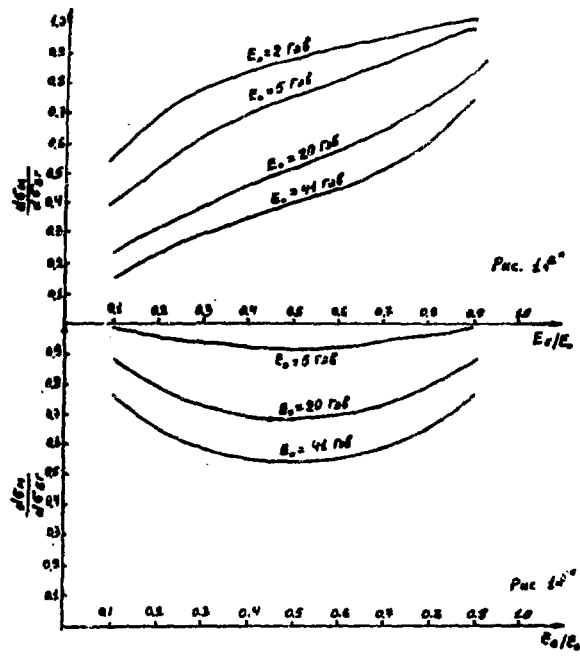


Рис. I

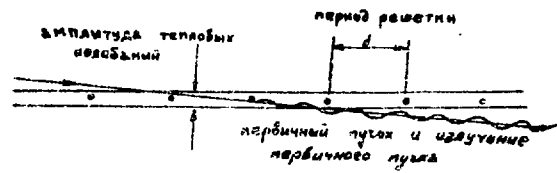


Рис. 2<sup>а</sup>

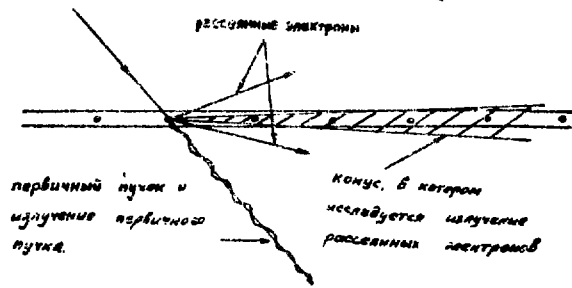


Рис. 2<sup>б</sup>

Рис. 2 (а,б)

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 92, 537, 735, 1953.
2. М.Л.Тер-Микаелян. ДАН СССР, 94, 1033, 1954.
3. А.Б.Мигдал. Phys.Rev. . 109, 1811, 1956; ЖЭТФ, 32, 633, 1957.
4. Е.Л.Фейнберг. УФН, 58, 193, 1956.
5. М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд.АН Арм.ССР, Ереван, 1969г.
6. М.И.Рязанов. УФН, 114, 393, 1974.
7. А.А.Варфоломеев, Р.И.Герасимова, И.И.Гуревич, Л.А.Макарьина, А.С.Романцева, С.А.Чуева. ЖЭТФ, 38, 33, 1960.
8. P.H.Fowler, D.H.Perkins, K.Pinkau, Proceedings of the Moscow Cosmic Ray Conference, VII p.294(1960); Phil.Mag.4, 1030, 1959
9. А.А.Варфоломеев, В.И.Глебов, Э.И.Денисов, А.С.Хлебников. ЯФ, 23, 3, 604, 1976.
10. А.А.Варфоломеев, В.И.Глебов, Э.И.Денисов, А.М.Фролов, А.С.Хлебников. ЖЭТФ, 69, 2(8), 429, 1975.
11. R.A.Carrigan.Jr., FermiLAB-Pub-75/34-EXP, 2000.000, 1975.
12. "Review of Particle Properties" Physics Letters, V75B, N1, 1978.
13. А.И.Ахиезер, В.Ф.Болдышев, Н.Ф.Шульга. Доклады АН СССР, 226, 2, 295, 1976.  
Н.Ф.Шульга, С.П.Фомин. Письма в ЖЭТФ, 27, 2, 126, 1978.

Рукопись поступила 19-го июля 1979 г.

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

Заказ 271

ВФ-09098

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 8/XI-79г.

I, 0уч.изд.л.Ц. 7 к.

---

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