

02;10

## Эффект подавления излучения жестких фотонов электронами с энергиями выше 100 GeV в ориентированных кристаллах

© И.З. Бекулова, Р.М. Кешев, М.Х. Хоконов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик  
E-mail: khokon6@mail.ru

Поступило в Редакцию 1 апреля 2008 г.

Теоретически изучена зависимость выхода жестких гамма квантов, излучаемых электронами с энергиями выше 100 GeV при прохождении их через ориентированные кристаллы (ОК), от толщины мишени и энергии пучка. Предсказывается эффект подавления выхода жестких фотонов в ОК по сравнению с аморфными мишенями той же толщины.

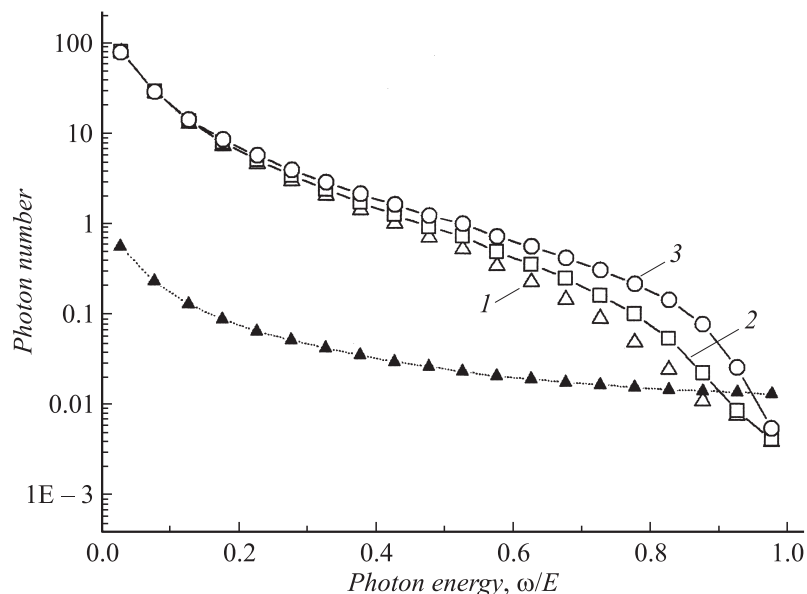
PACS: 61.85.+p, 41.60.-m, 41.75.Ht

Движение ультррелятивистских электронов под малыми углами  $\theta_e \sim \theta_L$  к кристаллографическим осям сопровождается интенсивным гамма излучением, которое представляет собой сумму вкладов двух составляющих — некогерентного тормозного излучения (ТИ) на отдельных атомах, описываемого теорией Бёте–Гайтлера, и когерентного излучения на непрерывном потенциале атомных цепочек [1]. Здесь  $\theta_L = (4Ze^2/dE)^{1/2}$  — кристаллический угол Линдхарда,  $Z$  — атомный номер кристалла,  $d$  — расстояние между атомами в атомной цепочке вдоль выбранного направления в кристалле,  $E$  — энергия электрона. Экспериментальные [2,3] и теоретические [4,5] исследования показывают, что в ориентированном кристалле (ОК) при энергиях электронов вплоть до нескольких GeV имеет место увеличение выхода гамма излучения в жесткой части спектра  $\omega \sim E$  по сравнению с аморфной мишенью той же толщины, здесь  $\omega$  — энергия излученного гамма кванта. Это явление связано с изменением характера некогерентного взаимодействия налетающего электрона с атомами кристаллической решетки. В отличие от аморфной среды, распределение электронов по числу некогерентных взаимодействий с атомами кристалла существенно

отличается от пуассоновского [5]. Именно, эффект пространственного перераспределения потока электронов в поперечной плоскости приводит к „прижиманию“ их к атомным цепочкам и, соответственно, к сильному увеличению числа нескоррелированных между собой взаимодействий с атомами. Следствием этого является увеличение выхода некогерентного излучения примерно на 20–50% по сравнению с аморфной мишенью той же толщины. Усиление выхода ТИ в кристаллах может иметь место даже при больших их толщинах  $z \gg z_c$ , что составляет  $\sim (100 \div 1000) \mu\text{m}$  при энергиях  $\sim 1 \text{ GeV}$ . Здесь  $z_c = \theta_L^2 / (\delta\theta^2 / \delta z)_R$  — характерная длина деканализирования,  $(\delta\theta^2 / \delta z)_R$  — среднеквадратичный угол многократного рассеяния на единице длины в аморфной мишени.

Увеличение энергии электрона приводит к уменьшению роли многократного рассеяния. Одновременно увеличивается роль каналированной фракции пучка и выход некогерентного ТИ. В данной работе будет показано, что при увеличении энергии электронов до нескольких десятков GeV ситуация меняется на противоположную. Вместо ожидаемого увеличения выхода гамма квантов в крайне жесткой части спектра  $\omega \sim (0.8 \div 1)E$  происходит его подавление. Это связано с увеличением роли когерентного излучения по мере роста энергии электронов. Когерентное излучение на непрерывном потенциале атомной цепочки кристалла приводит к перекачке энергии излучения в относительно мягкую часть спектра. Начиная с энергий в несколько десятков GeV, выход жестких фотонов оказывается подавленным по сравнению с аморфными мишенями той же толщины. Эффект подавления жестких фотонов в ОК при энергиях свыше 100 GeV тем более не очевиден — спектр интенсивности излучения имеет максимум именно в этой области [6]. Предсказываемый нами эффект экспериментально до сих пор не наблюдался из-за трудностей с измерением энергий отдельных фотонов в условиях высокой кратности излучения [7,8]. В [9] изучалась жесткая часть спектра излучения в ОК при рассматриваемых в данной работе энергиях, причем выход излучения в ОК сравнивался с толстыми аморфными мишенями с целью выяснения эффективности ОК, как генератора жестких гамма квантов. В данной работе сравниваются кристаллическая и аморфная мишени одинаковой толщины.

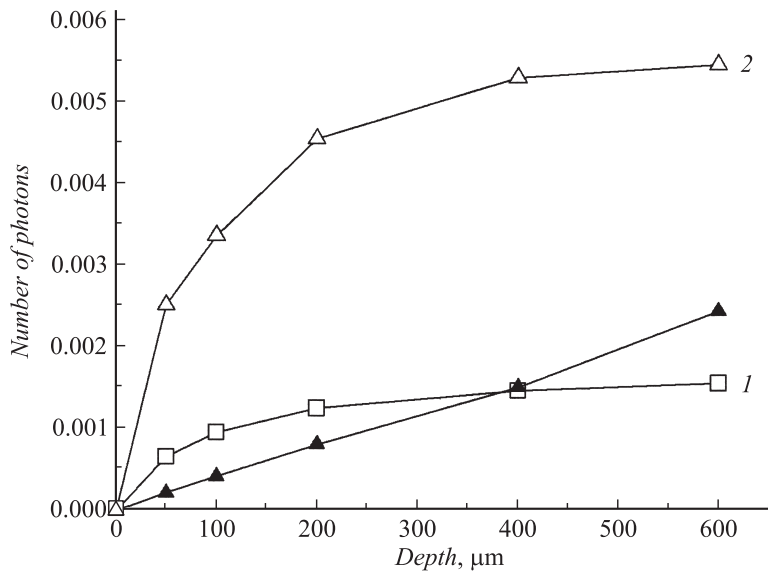
Методом компьютерного моделирования нами изучены однофотонные спектры излучения электронов с энергиями 150–500 GeV в кристаллах кремния и германия, ориентированных кристаллографической осью  $\langle 110 \rangle$  вдоль оси пучка, угловая расходимость которого составляет



**Рис. 1.** Спектр одиночных фотонов  $N_\omega$  для электронов, падающих на кристалл кремния вдоль направления  $\langle 110 \rangle$ . Угловая расходимость пучка  $\delta\psi = 0.2\theta_L$ . Черные символы — спектр в аморфной мишени, светлые символы соответствуют энергиям: 1 — 150 GeV, 2 — 240 GeV, 3 — 500 GeV.

$\delta\psi = 0.2\theta_L$ . „Однофотонные“ означает, что нами рассчитывалась величина  $N_m(z)d\omega$  — число фотонов, излучённых в мишени с толщиной  $z$ , в заданном интервале их энергий. Эту величину надо отличать от величины  $K_\omega(z)d\omega$ , которая показывает число излученных фотонов с суммарной энергией, лежащей в интервале  $(\omega, \omega + d\omega)$ . На сегодняшний день в экспериментах измерялась именно величина  $K_\omega(z)$  [7], что не позволяет обнаружить эффект, о котором идет речь в данной работе. Сечения излучения рассчитывались нами в приближении постоянного поля (ППП), а метод компьютерного моделирования изложен в [9]. При рассматриваемых энергиях ППП завышает выход мягких фотонов с  $\omega < 0.1E$  [10], что не существенно для изучаемого нами вопроса. В основной части спектра ППП дает вполне адекватные результаты.

На рис. 1 представлены результаты расчета однофотонных спектров излучения  $N_\omega(z)$  для электронов с различными энергиями, падающих



**Рис. 2.** Зависимость числа излучённых фотонов с  $\omega > 0.9E$  от толщины кристалла германия, ориентированного осью  $\langle 110 \rangle$  вдоль направления пучка электронов с энергиями 150 GeV (1) и 500 GeV (2). Угловая расходимость пучка  $\delta\psi = 0.2\theta_L$ . Черные символы — расчет для аморфной мишени.

на кристалл кремния ( $Z = 14$ ) с толщиной  $1400 \mu\text{m}$  вдоль направления  $\langle 110 \rangle$ . Толщина кристалла выбрана исходя из типичных значений, используемых в экспериментах [6,7]. Спектр излучения в аморфной мишени (рис. 1) моделировался на компьютере с учетом поглощения излученных фотонов за счет рождения пар и с учетом кратности излучения, хотя при рассматриваемых толщинах оба эти фактора не существенны. Спектр для разориентированного кристалла конечной толщины, представленный на рис. 1, хорошо аппроксимируется выражением Бёте–Гайтлера для числа фотонов, излученных в заданный интервал энергий фотонов на единице длины пути:

$$\frac{d^2N}{dudl} = \frac{4}{3u} \left( 1 - u + \frac{3}{4} u^2 \right), \quad (1)$$

где  $u = \omega/E$ ,  $l = z/L$ ,  $L$  — радиационная длина в аморфной мишени. Результаты, показанные на рис. 1, соответствуют толщине кристалла

$z \approx 0.014L$ . При сравнении результатов расчета для аморфной среды (см. рис. 1) в данными работы [9] следует иметь в виду, что линейная экстраполяция результатов данной работы на случай толстой мишени с  $z \sim L$  не корректна и может привести к ошибке на 50–100 процентов из-за отмеченных выше эффектов кратности излучения и рождения электронно-позитронных пар.

Из рис. 1 видно, что выход фотонов с энергиями свыше  $0.9E$  в аморфной мишени превосходит выход в ОК. При энергии электронов  $150 \text{ GeV}$  превышение существенно и составляет  $\sim 2.3$  раза для  $\omega > 0.9E$ . Форма спектра излучения в аморфной мишени не зависит от энергии электронов и определяется универсальной кривой, задаваемой выражением (1) (см. также черные символы на рис. 1). Абсолютное число фотонов с  $\omega > 0.9E$  в разориентированной (аморфной) кремниевой мишени с толщиной  $1400 \mu\text{m}$  составляет  $\sim 1.4 \cdot 10^{-3}$ . В рассматриваемой области энергий электронов ( $E < 1 \text{ TeV}$ ) форма спектра в ОК существенно меняется с изменением энергии. Увеличение энергии приводит к увеличению роли когерентной составляющей, так что уже при  $E \sim 500 \text{ GeV}$  эффект подавления выхода излучения в ОК почти исчезает (см. рис. 1).

При  $E = 150 \text{ GeV}$  в ОК излучение жестких фотонов с  $\omega > 0.9E$  почти полностью обусловлено некогерентным вкладом. Когерентный вклад определяется излучением синхронного типа, спектральная плотность которого в жесткой части экспоненциально подавлена. Увеличение энергии электронов приводит к тому, что выход некогерентного излучения в ориентированном кристалле также медленно растет. Так, при увеличении энергии  $E$  от  $150$  до  $500 \text{ GeV}$  выход некогерентного излучения фотонов с  $\omega > 0.9E$  увеличивается на  $\sim 10\%$ . Такой рост обусловлен исключительно усилением роли каналированной фракции пучка при увеличении его энергии [4,5]. Когерентный вклад при указанном росте энергии пучка увеличивается в этой же части спектра более чем на два порядка, так что при энергии  $500 \text{ GeV}$  когерентный вклад для  $\omega > 0.9E$  превышает некогерентный на  $\sim 50\%$ .

На рис. 2 показана зависимость числа излученных жестких гамма квантов с  $\omega > 0.9E$  от толщины мишени для германия ( $Z = 32$ ) при двух энергиях электронного пучка. По оси ординат отложено абсолютное число фотонов в указанном интервале их энергий, т.е. величина  $N_\omega(z)\Delta\omega$ . Данные для ОК на рис. 2 находятся в соответствии с результатами работы [9]. Из рис. 2 следует, что в германии эффект

подавления выхода жестких фотонов выражен не столь явно, как в кремнии, и при  $E = 150 \text{ GeV}$  наступает при толщинах ОК, превышающих  $400 \mu\text{m}$ . При  $E = 500 \text{ GeV}$  эффект в кристалле германия пропадает.

В аморфных сравнительно тонких мишенях ( $z \ll L$ ) число излучённых фотонов линейно растёт с ростом толщины мишени  $z$ , тогда как в ОК эта зависимость не линейна (см. рис. 2). Функция  $N_\omega(z)$  в ОК сначала быстро растёт с ростом  $z$ , а затем начинает медленно меняться, так что, начиная с некоторых толщин  $z$ , имеет место эффект подавления выхода жестких фотонов в ОК по сравнению с аморфной мишенью той же толщины.

## Список литературы

- [1] Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. // Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993. 344 с.
- [2] Бочек Г.Л., Гришаев И.А., Коваленко Г.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 380–383.
- [3] Endo I, Monaka T, Sakaguchi A. et al. // Phys. Lett. A. 1990. V. 146. P. 150–154.
- [4] Хоконов А.Х., Хоконов М.Х. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 2. С. 57–62.
- [5] Хоконов А.Х., Хоконов М.Х., Эфендиев К.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. С. 94–98.
- [6] Uggerhoj U.I. // Rev. of Mod. Phys. 2005. V. 77. N 4. P. 1131–1171.
- [7] Kirsebom K., Mikkelsen U., Uggerhoj E. et al. // Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B. 2001. V. 174. P. 274–296.
- [8] Хоконов М.Х. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. С. 799–818.
- [9] Khokonov M.Kh., Efendiev K.V. // Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B. 2006. V. 252. P. 36–43.
- [10] Khokonov M.Kh., Nitta H. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. N 9. P. 094801.