

УДК 52-732(04), 539.122.17

*В. В. ТИХОМИРОВ*

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ В ГАММА-ТЕЛЕСКОПАХ

*(Представлено членом-корреспондентом Л. М. Томильчиком)*

*Институт ядерных проблем БГУ, Минск*

*Поступило 26.01.2015*

**Введение.** Наблюдательная гамма-астрономия развивается уже около полувека, осваивая все более жесткий диапазон. Так, на действующем гамма-телескопе Fermi-LAT [1] уже регистрируются гамма-кванты с энергией до ТэВ, а проект ГАММА-400 рассчитывается на энергию до 3 ТэВ [2].

Отождествление гамма-источников с источниками других диапазонов требует существенно повышения углового разрешения гамма-телескопов [1; 2]. Еще 30 лет назад [3] было указано на возможность решения этой задачи на основе использования ориентационной зависимости процессов излучения и образования гамма-квантами электрон-позитронных пар в кристаллах. Однако работа [3] не опиралась на количественные расчеты характеристик этих процессов при высоких энергиях, основные особенности которых были предсказаны совсем незадолго до ее опубликования [4–7] и только начинали исследоваться экспериментально [6]. В процессе этих исследований в ЦЕРН впервые наблюдались эффекты жесткого магнитотормозного излучения [5] (энергия фотонов которого сравнима с энергией излучающих частиц) и образования пар [4]. Несколько позже были обнаружены [8; 9] и предсказаны [10] другие ориентационные эффекты, которые могут быть использованы в гамма-детекторах.

Исследование радиационных процессов в кристаллах были недавно возобновлены в ЦЕРН [11; 12]. При этом помимо экспериментального обнаружения новых особенностей процесса излучения высокоэнергетичных электронов в поле кристаллических плоскостей был достигнут и существенный прогресс в его количественном описании, который может быть легко распространен и на случай образования пар (ОП). Совокупность работ [4–12] позволяет по-новому оценить перспективы использования радиационных эффектов в кристаллах для разработки конструкций телескопов с наиболее высоким угловым разрешением.

**Гамма-телескоп на основе магнитотормозного образования пар.** Первой теорией ОП в кристаллах была теория когерентного тормозного ОП [13], основанная на борновском приближении. Эта теория описала многократно наблюдавшееся позже существенное возрастание вероятности ОП при определенных, больших нуля, углах падения гамма-квантов на кристаллические плоскости и оси. Однако она не предсказывала когерентного роста вероятности ОП при нулевом и близком к нему углах падения, а также теряла применимость при энергиях гамма-квантов до 1 ТэВ.

Построение более общей теории ОП в кристаллах стало возможным после выхода за рамки борновского приближения при описании движения позитронов и электронов [4]. Эта теория предсказывает существование когерентного ОП при нулевом и близком к нему углах падения гамма-квантов и остается применимой при энергиях порядка 1 ТэВ и выше. При этом оказывается, что при нулевом угле падения ОП происходит благодаря подбарьерному туннелированию электронов и позитронов вдоль поперечной координаты и локально описывается теорией процесса ОП в однородном электромагнитном поле, получив за это название магнитотормозного [4; 5] или синхротронного [6] ОП.

Этот процесс имеет квазипороговый характер. При этом как пороговая энергия, так и характерная вероятность ОП выше порога определяются напряженностью атомного электрического поля, усредненного вдоль кристаллических осей или плоскостей, на которые гамма-кванты падают под малыми углами. Напомним, что напряженность введенного Й. Линдхардом усредненного поля атомных цепочек возрастает примерно от  $10^{11}$  до  $10^{12}$  В/см при увеличении атомного номера химических элементов кристалла с  $Z \sim 10$  до  $Z \sim 70-80$ . Напряженность усредненного поля атомных плоскостей почти на порядок меньше. Точные значения максимальных усредненных полей низкоиндексных цепочек и плоскостей наиболее важных для практики кристаллов приведены в [4; 6; 7]. Именно столь значительная, на несколько порядков превышающая максимальные лабораторные величины, напряженность усредненного поля делает эффект магнитотормозного ОП наблюдаемым в полях атомных цепочек при доступных энергиях гамма-квантов  $\hbar\omega \sim 10-100$  ГэВ и при несколько больших энергиях  $\hbar\omega \sim 0,1-1$  ТэВ – в полях плоскостей.

Вопреки исходным ожиданиям, магнитотормозное ОП в кристаллах слабо зависит от того, падают конечные  $e^\pm$  в режим каналирования или нет, и остается интенсивным вплоть до углов падения гамма-квантов на оси и плоскости  $\psi \sim V_0 / m \sim 0,01-1$  мрад, существенно превышающих углы каналирования  $\theta = (2V_0 / \varepsilon_\pm)^{1/2}$  электронов и позитронов, рождающихся с энергией  $\varepsilon_\pm \sim \hbar\omega / 2 \gg m^2c^2 / V_0$ , где  $m$  и  $c$  – масса электрона и скорость света. Здесь  $V_0$  – амплитуда изменения поперечной энергии позитрона в усредненном поле атомных цепочек ( $V_0 \sim 100-1000$  эВ) или плоскостей ( $V_0 \sim 10-100$  эВ), точные значения которых и методы расчета также приведены в [4; 6; 7]. Напомним [4; 5], что условие  $\psi \leq V_0 / m$  возникает из требования отклонения электронов и позитронов, излучающих гамма-кванты или рождаемых ими на углы, превышающие характерный угол излучения и ОП  $m^2c^2 / \varepsilon_\pm$ . При этом именно отклонение электронов и позитронов рождающихся пар на углы, существенно превышающие угол  $m^2c^2 / \varepsilon_\pm$ , обеспечивает при  $\psi \ll V_0 / m$  и  $\hbar\omega \gg m^2c^2 / V_0 \sim 1-10$  ГэВ локальный характер процесса формирования пар в областях с малым изменением усредненного поля, делая его подобным аналогичному процессу в однородном поле [4-7].

Последовательная квантовая теория [4] оказывается слишком громоздкой для теоретического анализа и расчета ориентационной зависимости ОП при произвольных углах падения гамма-квантов. Для решения этих задач оптимально использовать квазиклассический метод, разработанный в 1967–1968 гг. В. Н. Байером и В. М. Катковым [7]. Применение последнего позволило представить вероятность ОП при достаточно малых ( $\psi \ll V_0 / m$ ) углах в виде суммы интегралов по поперечнику кристалла вероятности ОП в локальном кристаллическом поле и пропорциональной  $\psi^2$  поправки к ней на неоднородность последнего [14]. Помимо обсуждавшегося до сих пор когерентного процесса в усредненном поле, ОП в кристаллах сопровождается также и некогерентным [15], вероятность которого убывает с ростом энергии гамма-квантов начиная с рассчитанной в [13] в борновском приближении величины вероятности ОП, на 5–25 % меньшей вероятности ОП Бете–Гайтлера.

Для наблюдательной гамма-астрономии наибольший практический интерес представляет возрастание в десятки раз вероятности ОП в области  $\psi \leq V_0 / m$ . Количественное описание этого возрастания проще всего основывать на численных расчетах квазиклассическим методом [7]. Для их проведения вероятность ОП удобно представить в виде (используется система единиц  $\hbar = c = 1$ ):

$$\frac{d^2N}{d\varepsilon_- d\Omega} = \frac{\alpha\varepsilon_-^2}{8\pi^2\omega\varepsilon_+^2} \left[ \omega^2 |A|^2 / \gamma_-^2 + (\varepsilon_-^2 + \varepsilon_+^2) |\vec{B}|^2 \right], \quad (1)$$

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i\varphi(t)\} dt, \quad \vec{B} = \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{v}_\perp(t) - \vec{\theta}) \exp\{i\varphi(t)\} dt, \quad (2)$$

$$\varphi(t) = \frac{\varepsilon_-}{\varepsilon_+} (\omega t - \vec{k} \vec{r}) = \frac{\varepsilon_-}{\varepsilon_+} \int_0^t \dot{\varphi}(t') dt' = \frac{\omega'}{2} \int_0^t \left[ \gamma_-^{-2} + (\vec{v}_\perp(t') - \vec{\theta})^2 \right] dt', \quad \omega' = \frac{\omega\varepsilon_-}{\varepsilon_+}. \quad (3)$$

Принципиальное достоинство квазиклассического метода состоит в том, что он позволяет выразить вероятность ОП через характеристики классической траектории (скорость  $\vec{v}(t)$ ) одной из частиц рождающейся пары, в качестве которой в (1)–(3) произвольно выбран электрон. Выра-

жения (2), (3) содержат поперечную компоненту скорости  $\vec{v}_\perp(t)$ , при отсчете которой от направления импульса гамма-кванта следует положить  $\vec{\theta} = 0$ . Однако в условиях, когда это направление является переменным, удобнее измерять поперечные компоненты как скорости частиц, так и импульса гамма-кванта  $k_\perp = \vec{\theta}\omega$  от направления кристаллической оси.

По сравнению с [11; 12] в данной работе мы усовершенствуем описание вкладов в излучение резких отклонений при некогерентном рассеянии и плавных отклонений при когерентном. А именно, первые из них теперь будут выделяться как вклады границ при интегрировании по частям в пределах небольших участков траектории. Вторые же будут рассчитываться аналитически в приближении однородного поля как простейшие интегралы по этим же участкам, что позволит обеспечить их правильное поведение при малой энергии одной из рождающихся частиц, не требуя при этом сокращения длин участков при сопутствующем убывании когерентной длины  $l_{\text{coh}} = 1/\dot{\varphi}(t) \propto \varepsilon_+\varepsilon_-$ . Упомянутые участки траектории могут быть либо шагами, используемыми при моделировании самой траектории, либо более протяженными объединениями некоторого их количества. В результате предложенного разделения вкладов процессов рассеяния мы приходим к представлению интегралов (2) в виде

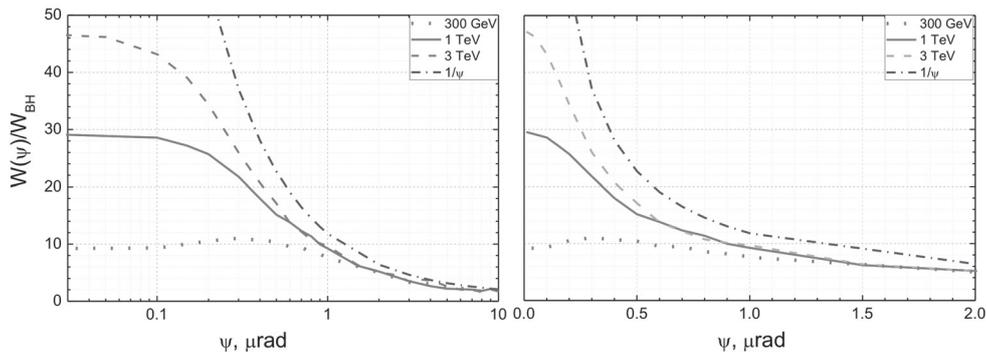
$$\begin{aligned}
 A &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i\varphi(t)\} dt = \\
 & i \sum_{i=1}^N \left\{ \left[ \frac{1}{\dot{\varphi}(t_i+0)} - \frac{1}{\dot{\varphi}(t_i-0)} \right] \exp i\varphi(t_i) - \frac{2\ddot{\varphi}(\bar{t}_i)}{\dot{\varphi}^3(\bar{t}_i)} \sin \left[ \frac{\varphi(t_i-0) - \varphi(t_{i-1}+0)}{2} \right] \exp i\varphi(\bar{t}_i) \right\}, \\
 \vec{B} &= \int_{-\infty}^{\infty} [\vec{v}_\perp(t) - \vec{\theta}] \exp\{i\varphi(t)\} dt = \\
 & i \sum_{i=1}^N \left\{ \left[ \frac{\vec{v}_\perp(t_i) + \vec{\Theta}_i - \vec{\theta}}{\dot{\varphi}(t_i+0)} - \frac{\vec{v}_\perp(t_i) - \vec{\theta}}{\dot{\varphi}(t_i-0)} \right] \exp i\varphi(t_i) - \right. \\
 & \left. \frac{2}{\dot{\varphi}^2(\bar{t}_i)} \left[ \dot{\vec{v}}_\perp(\bar{t}_i) - (\vec{v}_\perp(\bar{t}_i) - \vec{\theta}) \frac{\ddot{\varphi}(\bar{t}_i)}{\dot{\varphi}(\bar{t}_i)} \right] \sin \left[ \frac{\varphi(t_i-0) - \varphi(t_{i-1}+0)}{2} \right] \exp i\varphi(\bar{t}_i) \right\},
 \end{aligned} \tag{4}$$

где  $\dot{\varphi}(t) = \omega'(\vec{v}_\perp(t_i) - \vec{\theta})\dot{\vec{v}}_\perp(t)$ ,  $\bar{t}_i = (t_i + t_{i-1})/2$ , а также введены производные фазы (3) слева и справа от границы каждого участка траектории

$$\begin{aligned}
 \dot{\varphi}(t_i-0) &= \frac{\omega'}{2} \left[ \gamma^{-2} + (\vec{v}_\perp(t_i) - \vec{\theta})^2 \right], \\
 \dot{\varphi}(t_i+0) &= \frac{\omega'}{2} \left[ \gamma^{-2} + (\vec{v}_\perp(t_i) + \vec{\Theta}_i - \vec{\theta})^2 \right].
 \end{aligned}$$

Выражения (4) непосредственно использовались при расчете интегральной величины вероятности ОП при разыгрываемых методом Монте Карло значениях энергии и направлениях вылета частиц. При этом полярный угол падения гамма-кванта на ось фиксировался, а азимутальный также разыгрывался случайным образом. При разыгрывании нескольких десятков тысяч траекторий частиц статистическая точность расчета полной вероятности ОП в области наиболее важных углов падения  $\psi \sim V_0/m$  составляет 1–2 %.

В качестве примера подобных расчетов рассмотрим ориентационную зависимость вероятности ОП в кристалле кремния (Si), технология производства которого в процессе массового многолетнего использования в электронной промышленности достигла высочайшего уровня. Именно благодаря исключительному качеству и доступности кристаллов кремния они на протяжении более полувека широко используются и в исследованиях взаимодействия частиц высоких энергий с кристаллами. График расчетной зависимости вероятности ОП гамма-квантами с энергией 0,3, 1 и 3 ТэВ при ориентации кристалла вдоль самой «плотной» (имеющей минимальное межатомное расстояние) кристаллической оси Si (110) представлен на рисунке. Полуширины приведенных кривых на полувысоте  $\psi_{1/2}$ , которые можно рассматривать в качестве количественных характеристик углового разрешения кристаллического гамма-телескопа, приведены в таблице.



Зависимости вероятности ОП гамма-квантами различных энергий от угла их падения на ось Si<110>, изображенные в разных масштабах. Вероятности выражены в единицах вероятности ОП  $W_{BH} \approx 0,083 \text{ см}^{-1}$ , рассчитанной по формуле Бете–Гайтлера. Символом  $1/\psi$  помечена кривая, рассчитанная по (5)

#### Характеристики анизотропии поглощения гамма-квантов кристаллом кремния при различных энергиях

$\hbar\omega$ , ТэВ	$\psi_{1/2}$ , мрад	$W(0) / W_{BH}$	$W_{uf} / W_{BH}$
0,3	2,33	9,15	8,47
1	0,53	29,5	28,9
3	0,34	47,2	46,8

Примечания: Угловое разрешение кремниевого гамма-телескопа  $\psi_{1/2}$ ;  $W(0)$  – вероятность ОП при падении вдоль оси <110> при различных энергиях гамма-квантов  $\hbar\omega$ ;  $W_{uf}$  – вероятность ОП, рассчитанная в приближении однородного поля при тех же энергиях; вероятности выражены в единицах вероятности ОП  $W_{BH} \approx 0,083 \text{ см}^{-1}$ , рассчитанной по формуле Бете–Гайтлера.

Нетрудно видеть, что масштаб этих величин определяется характерным углом  $V_0 / m \approx 0,26$  мрад (а не значительно меньшим углом каналирования), а также что они медленно убывают с ростом энергии гамма-квантов.

Полученные ориентационные зависимости вероятности ОП хорошо согласуются с известными предельными случаями. Так, при стремлении угла падения к нулю моделирование приводит к значениям вероятности, превышающим вероятность магнитотормозного ОП, рассчитанную в приближении однородного поля, на несколько десятых вероятности Бете–Гайтлера, причем величина этого превышения медленно падает с ростом энергии гамма-квантов. Этот результат полностью согласуется с картиной магнитотормозного ОП при малых углах падения на ось [15], обсуждавшейся выше.

Простейшая модель, с которой можно сопоставить рассчитанные вероятности в противоположном пределе больших углов  $\psi \gg V_0 / m$  падения гамма-квантов на ось, это модель некоррелированного рассеяния рождающихся частиц на атомных цепочках, в которой вероятность ОП можно выразить через напряженность  $E(x)$  электрического поля плоскостей на расстоянии  $x$  от одной из них:

$$W_{ax} = \left[ a_{\text{inat}} \int_0^d [eE(x)]^2 dx / 8\pi Z^2 \beta^2 \ln(190/Z^{1/3}) \psi + 1 \right] W_{BH}, \quad (5)$$

где  $a_{\text{inat}}$  – межатомное расстояние вдоль цепочки;  $d$  – расстояние, разделяющее соседние плоскости, образуемые атомными цепочками. Добавление единицы в квадратной скобке (5) позволяет в первом приближении учесть процесс некогерентного ОП. Небольшие отклонения кривых и немонотонность их спадания связаны с влиянием корреляций столкновений частиц с различными атомными цепочками. Более существенно, однако, то, что расчетные кривые начинают резко расходиться с вероятностью (5) именно при углах падения  $\psi \sim V_0 / m$ , снова подтверждая определяющую роль угла  $V_0 / m$  в ориентационной зависимости вероятности ОП.

Рост вероятности ОП в десятки раз по сравнению с вероятностью ОП в разориентированном кристалле при уменьшении до нуля угла падения гамма-квантов на кристаллическую ось и является тем ориентационным эффектом, на котором предлагается основывать кристаллические

телескопы с высоким угловым разрешением. Для оценки оптимальных толщин и массы телескопов на основе кремния следует исходить из того, что характерная длина образования пары составляет  $1 / W_{\text{ВН}} \approx 9L_{\text{rad}} / 7 \approx 12$  см. При возрастании вероятности ОП в несколько десятков раз в ориентированном кристалле соответственно сократится и характерная длина ОП. Исходя из того, что длина радиационных потерь энергии электронов и позитронов при движении под минимальными углами к осям сокращается еще сильнее, чем характерная длина ОП [4–7], приходим к заключению, что характерная длина развития электромагнитного ливня в кремнии может уменьшиться до нескольких миллиметров. По этой причине для обеспечения радикального изменения картины взаимодействия гамма-квантов с детектором достаточно слоя ориентированного кристалла кремния толщиной несколько сантиметров. При площади в  $1 \text{ м}^2$  масса такого кристалла составит менее 100 кг.

Понимание роли характерного угла  $V_0 / m$  легко позволяет предсказать угловое разрешение гамма-детекторов на основе других кристаллов и их ориентаций. Так, при использовании кристаллов, содержащих химические элементы с  $Z \sim 70\text{--}80$ , таких как вольфрам или вольфрамат свинца ( $\text{PbWO}_4$ ), угловое разрешение будет составлять 1–2 мрад. При этом перепад вероятности ОП при изменении угла падения гамма-квантов, составляющий в Si (110) много десятков раз, уменьшится примерно до 10, а энергии, при которых эта ориентационная зависимость оказывается существенной, понизятся в 5–10 раз.

**Возможности повышения углового разрешения.** Повышение углового разрешения кристаллических гамма-телескопов может быть обеспечено различными способами. Так, можно использовать кристаллы либо другие структурированные материалы, такие как массивы достаточно хорошо ориентированных нанотрубок или многослойного графена, содержащие только химические элементы с  $Z < 14$  и поэтому характеризующиеся меньшим потенциалом  $V_0$  и углом  $V_0 / m$ . Далее, можно использовать более «разреженные» высокоиндексные оси либо кристаллические плоскости того же кремния, у которых потенциал  $V_0$  и угол  $V_0 / m$  почти на порядок меньше, чем у оси  $\langle 110 \rangle$ . Заметим, что поляризационные эффекты, сопровождающие магнитотормозное ОП в поле плоскостей, делают возможным придание кристаллическим гамма-телескопам поляризационной чувствительности [4]. Хотя на пути использования высокоиндексных осей и плоскостей не возникает принципиальных трудностей в достижении разрешения, заметно превышающего 0,1 мрад, переход к плоскостям либо высокоиндексным осям будет приводить к уменьшению масштаба возрастания вероятности ОП при нулевом угле падения и повышению оптимальных энергий гамма-квантов и толщин кристаллов.

Достичь более высокого разрешения, избежав указанных осложнений, можно воспользовавшись эффектом радиационного охлаждения электронов [8; 9]. Напомним, что последний был неожиданно обнаружен в эксперименте [8], в котором наблюдался не описываемый тогда теорией пик в спектре энергетических потерь электронов в охлажденном кристалле германия толщиной всего 185 мкм. Однако вскоре в [9] было указано, что в основе возникновения этого пика лежит многократное возрастание интенсивности излучения каналированных электронов, связанное с понижением энергии их поперечного движения в поле осей. Это понижение вызывалось существенным уменьшением полной энергии электронов из-за потерь на излучение, которое в свою очередь усиливалось благодаря увеличению его интенсивности при вызываемом понижением энергии поперечного движения смещении траекторий электронов в область наиболее сильного усредненного поля и максимальной концентрации ядер атомов цепочки. Подобная обратная связь излучения и поперечного движения электронов приводит к самоускоряющемуся нарастанию частоты испускания гамма-квантов. В частности, в эксперименте [8] электроны с энергией 150 ГэВ излучали по 3–5 гамма-квантов на длине 185 мкм.

Оценивая возможности использования радиационного охлаждения в кристаллических гамма-телескопах отметим, что рождение пар гамма-квантами в кристаллах создает дополнительные благоприятные условия для проявления этого эффекта, заключающиеся в том, что электроны рождаются гамма-квантами именно в областях интенсивного поля атомных цепочек, в отличие от случая попадания электронов в кристалл извне [8], когда места влета равномерно распределены в поперечной плоскости и большинство электронов начинает движение вне обла-

стей локализации ядер и интенсивных усредненных полей. Поскольку радиационное охлаждение неразрывно связано с эффектом каналирования, ориентационная зависимость этого эффекта, а значит и наблюдаемые последствия рождения пары в кристалле, будут характеризоваться уже не углом  $V_0/m$ , а характерным углом каналирования (углом Линдхарда)  $\theta_{ch} = (2V_0/\varepsilon_-)^{1/2} \approx 2(V_0/\omega)^{1/2} \approx 2(m^2/V_0\omega)^{1/2} V_0/m \ll V_0/m$ , а точнее, примерно его половиной [8; 9], что и позволяет улучшить угловое разрешение в 3, 10 и более раз, в зависимости от энергии гамма-квантов, и делает реальным достижение углового разрешения 0,01 мрад при энергиях 0,3–1 ТэВ. Заметим, что в силу подавления радиационного охлаждения электронов с энергией  $\varepsilon_- \ll \omega$  эффективность детектирования гамма-квантов на основе этого эффекта будет немного отличаться от единицы. Однако принимая неизбежность этого, можно сократить толщину детектирующего кристалла, уменьшив при этом массу гамма-телескопа в несколько раз.

Дальнейшее повышение углового разрешения может быть обеспечено на основе использования эффекта анизотропии поглощения гамма-квантов в микрорадианном диапазоне [10], в основе которого лежит локальное ослабление потока гамма-квантов, вызываемое их поглощением в областях высоких напряженностей поля и концентрации ядер.

Заметим, что использование любого из предложенных способов увеличения углового разрешения может эффективно сочетаться с увеличением на порядок скорости последующего развития электромагнитных ливней в слое кристалла вольфрама (или других химических элементов с большим  $Z$ ) толщиной несколько миллиметров, проявляющемся начиная с энергии порядка десяти ГэВ при умеренных требованиях к качеству и точности ориентации кристаллов. Масса слоя кристаллического вольфрама площадью  $1 \text{ м}^2$  при этом снова составит порядка 100 кг.

**Заключение.** Итак, показано, что эффект магнитотормозного образования гамма-квантами электрон-позитронных пар в ориентированных кристаллах позволяет создать ориентационно-чувствительные гамма-телескопы с угловым разрешением до 0,3 мрад, обладающие высокой эффективностью при энергиях гамма-квантов в несколько сотен ГэВ и выше. Использование высокоиндексных кристаллических осей, кристаллических плоскостей, а также эффектов радиационного охлаждения каналированных электронов и локального ослабления потока гамма-квантов в областях их интенсивного поглощения позволяет достичь углового разрешения 0,01 мрад и выше. Эффективность регистрации гамма-квантов в кристаллических гамма-телескопах либо очень близка к единице, либо незначительно отличается от нее, а масса, приходящаяся на  $1 \text{ м}^2$ , составляет порядка или менее 100 кг, что даже позволяет обсуждать возможности создания гамма-телескопов с активной площадью порядка  $10 \text{ м}^2$ .

Автор благодарен М. Ф. Рунцо за полезное обсуждение.

## Литература

1. Atwood W. B., Abdo A. A., Ackermann M. et al. // *ApJ*. 2009. Vol. 697. P. 1071–1102.
2. Гинзбург В. Л., Каплин В. А., Рунцо М. Ф. и др. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2009. Т. 73, № 5. С. 703–705; <http://gamma400.lebedev.ru/>.
3. McBreen B. // *NASA Goddard Space Flight Center 19th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 1984. Vol. 3. P. 367–370.
4. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В. // *ЯФ*. 1982. Т. 36, Вып. 3(9). С. 697–706; *ЖЭТФ* 1983. Т. 85, Вып. 1(7). С. 232–242; *УФН*. 1989. Т. 159, № 3. С. 529–564.
5. Тихомиров В. В. // *Вестн. Бел. гос. ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех.* 1983. № 2. С. 6–10; № 3. С. 27–32.
6. Kimball J. C., Cue N. // *Phys. Repts. A*. 1985. Vol. 125, N 8. P. 69–101.
7. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. *Электромагнитные процессы при высоких энергиях в ориентированных кристаллах*. Новосибирск, 1989.
8. Belkacet A. et al. // *Phys. Lett. B*. 1986. Vol. 125, N 2. P. 211–215.
9. Tikhomirov V. V. // *Phys. Lett. A*. 1987. Vol. 125, N 8. P. 411–415.
10. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В., Шехтман А. Г. // *Nucl. Phys.* 1994. Vol. B424, N 2. P. 418–431.
11. Guidi V., Bandiera L., Tikhomirov V. V. // *Phys. Rev. A*. 2012. Vol. 86, N 4. P. 042903 [11 p.].
12. Bandiera L. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111, N 25. 255502 [5 p.].
13. Тер-Микаэлян М. Л. *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*. Ереван, 1969.
14. Baryshevsky V. G., Tikhomirov V. V. // *Phys. Lett. A*. 1985. Vol. 113, N 6. P. 335–340.
15. Tikhomirov V. V. // *J. Physique. (Paris)*. 1987. Vol. 48, N 6. P. 1009–1016.

*V. V. TIKHOMIROV*

vvtikh@mail.ru

**ON THE POSSIBILITY OF CRYSTAL USE IN GAMMA-TELESCOPES**

**Summary**

It is shown that the effect of synchrotron-like electron-positron pair production by gamma-quanta makes it possible to devise angular-sensitive gamma-telescopes with a resolution of several hundreds microradians to be effective at gamma-quanta energies of several tens of GeV and more. The gamma-telescope angular resolution can be increased up to several tens of microradians if the effect of electron radiative cooling is used. An efficiency of gamma-quanta registration by the proposed crystalline gamma-telescopes is close to unity while their mass per 1 m<sup>2</sup> of active area does not exceed 100 kg, allowing one to devise gamma-telescopes with an active area of 10 m<sup>2</sup>.