

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ САМОПОЛЯРИЗАЦИИ И ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ e^+e^- -ПАР В КРИСТАЛЛАХ ПРИ ДОСТУПНЫХ ЭНЕРГИЯХ

В.В.Тихомиров

*Институт ядерных проблем при Белорусском университете
220080 Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 23 июня 1993 г.

Показано, что геометрия падения e^\pm , γ под малыми углами на кристаллические оси, в которой e^\pm движется в режиме плоскостного каналирования, позволяет наблюдать в изогнутых кристаллах процессы радиационной самополяризации и образования фотонами поляризованных e^+e^- -пар при доступных энергиях e^\pm , γ .

Процессы магнитотормозного излучения и образования пар в изогнутых кристаллах должны сопровождаться такими спиновыми явлениями, как радиационная самополяризация и образование фотонами поляризованных e^+e^- -пар [1-5]. Долгое время считалось, что наилучшие условия наблюдения этих явлений реализуются в режиме плоскостного каналирования. Однако из-за недостаточно высокой напряженности усредненного поля кристаллических плоскостей экспериментальные исследования квантовых магнитотормозных процессов в ЦЕРН велись в осевом случае [6], что не позволило наблюдать эффекты радиационной самополяризации и рождения фотонами поляризованных e^+e^- -пар.

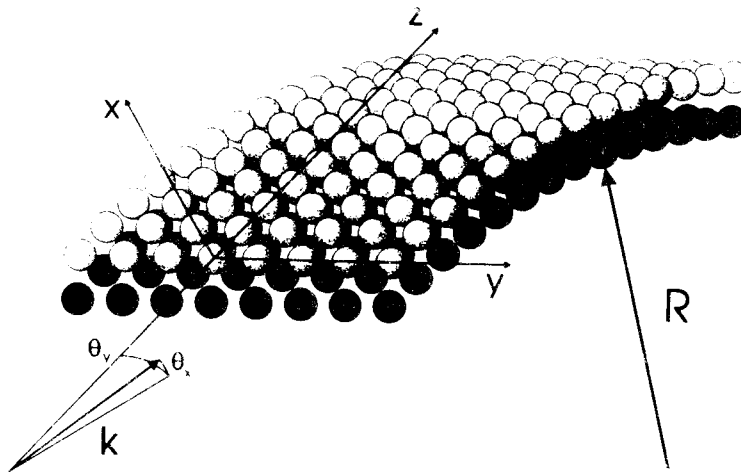


Рис.1. Геометрия падения e^\pm , γ на изогнутые кристаллические ось и плоскость, позволяющая наблюдать эффекты радиационной самополяризации и образования γ -квантами поляризованных e^+e^- -пар при доступных энергиях. На торце кристалла его ось параллельна оси z , а плоскость – плоскости yz ; θ_x (θ_y) – угол падения e^\pm или γ с импульсом \mathbf{k} на плоскость (ось). При изгибе кристалла в плоскости xz поляризация каналированных e^\pm нормальна плоскости, параллельной оси x и вектору \mathbf{k}

В самое последнее время в ЦЕРН [7] (см. также [8,9]) были начаты исследования процессов излучения и образования пар в геометрии, в которой

e^+ и e^- движутся под малыми углами к кристаллическим осям, находясь в режиме плоскостного каналирования (см. рис.1). В данной работе показано, что использование этой геометрии позволяет понизить энергию e^\pm , γ , дающую возможность наблюдения спиновых явлений в изогнутых кристаллах, до величины, доступной в настоящее время в ЦЕРН. При этом понижение энергии обеспечивается сильными полями кристаллических осей, а режим плоскостного каналирования позволяет выделить e^\pm , поляризованные параллельно нормали к плоскости их движения в режиме каналирования.

Направим декартову ось z параллельно выбранному семейству осей кристалла на его входной поверхности, а оси x и y – перпендикулярно и параллельно семейству кристаллических плоскостей, проходящему через эту ось (в соответствии с условиями эксперимента [7] ниже мы будем рассматривать ось $\langle 100 \rangle$ и плоскость (110)). Для обеспечения условий каналированного движения угол θ_x падения e^\pm на плоскости не должен быть больше характерного угла плоскостного каналирования. Чтобы каналированное движение было устойчивым, угол θ_y падения e^\pm на ось должен хотя бы в несколько раз превышать угол осевого каналирования. Отметим, что необходимая точность определения направлений импульса e^\pm и ориентации кристалла была достигнута в эксперименте [7].

Для рассмотрения широкого диапазона изменения угла θ_y , в том числе в области, где становится существенна вызывающая большой интерес [7-9] интерференция амплитуд процессов в полях различных кристаллических осей, необходимо проведение расчетов по общим квазиклассическим формулам для вероятностей процессов излучения и образования пар [10]. Нами был разработан эффективный метод проведения таких расчетов.

С целью демонстрации возможности наблюдения эффекта радиационной самополяризации рассмотрим излучение каналированных e^+ с энергией $\epsilon_+ = 150$ ГэВ. Проинтегрировав по направлениям импульса фотонов вероятности излучения с переворотом и без переворота проекции спина e^+ на нормаль к плоскости их движения в режиме плоскостного каналирования, мы рассчитали спектральную зависимость поляризации e^+ после испускания фотона энергии ω (полагаем $\hbar = 1$) и интенсивности излучения (рис.2). Расчет был проведен для случаев падения e^+ в плоскости (100) на ось $\langle 100 \rangle$ Ge при $T = 100$ К под углами 100 и 300 мкрад. Радиус R изгиба кристалла в плоскости xz , нормальной этому семейству плоскостей, равен 50 см. Отметим, что интерференция амплитуд излучения в поле различных кристаллических осей при $\theta_y = 0,3$ мрад и $\omega \simeq (0,6 - 0,9)\epsilon$ приводит к понижению эффективности получения поляризованных позитронов по сравнению со случаем $\theta_y = 0,1$ мрад, когда излучение еще не слишком сильно отличается от магнитотормозного излучения в поле отдельных кристаллических осей.

Деканалирование e^- приводит к заметно более низкой эффективности самополяризации, чем в случае e^+ . В то же время альтернативный метод получения поляризованных e^\pm путем их рождения фотонами в изогнутом кристалле позволяет получать поляризованные e^- практически с той же эффективностью, что и e^+ . Рассмотрим образование каналированных e^+ с $\epsilon_+ = \omega/2$. Энергию фотонов положим равной энергии γ -пучка ЦЕРН [6] $\omega = 150$ ГэВ. Будем исходить из квазиклассического выражения для дифференциальной вероятности образования пары (ОП) неполяризованным фотоном, просуммированной по

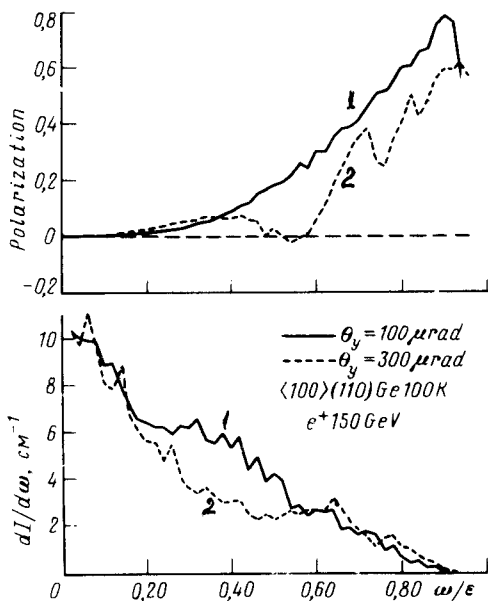


Рис.2

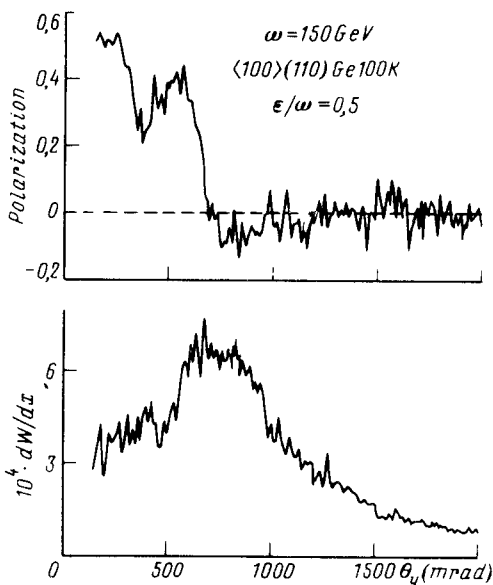


Рис.3

Рис.2. Спектральная зависимость интенсивности излучения и поляризации, приобретаемой при испускании одного фотона каналированными e^+ , падающими под углами $\theta_y = 0,1$ мрад (кривая 1) и $0,3$ мрад (кривая 2) на ось $\langle 100 \rangle$ Ge при $T = 100$ K

Рис.3. Зависимость поляризации и дифференциальной вероятности dW/dx , $x = \epsilon_+/\omega = 0,5$, образования фотоном с энергией 150 ГэВ каналированного e^+ и рождающегося с ним в паре e^- от угла падения фотона на ось $\langle 100 \rangle$ Ge при $T = 100$ K

поляризации e^- и проинтегрированной по его импульсу [10] ($\hbar = c = 1$):

$$dW_{\vec{\zeta}} = \frac{\alpha d^3 p_+}{16\pi^2 \omega \epsilon_-^2} \int dt_1 \int dt_2 \{ \omega^2 / \gamma^2 + (\epsilon_+^2 + \epsilon_-^2) v_{1\perp} v_{2\perp} - i \omega \epsilon_- \vec{\zeta} [(\mathbf{v}(t_2) - \mathbf{v}(t_1)) / \gamma, \mathbf{n}] \} \exp[-i(\omega \epsilon_+ / 2 \epsilon_-) \int_{t_1}^{t_2} (\gamma^{-2} + v_{\perp}^2) dt], \quad (1)$$

где $\mathbf{v}(t)$, $\gamma = \epsilon_+ / m$ и $\vec{\zeta}$ – скорость, лоренц-фактор и вектор поляризации e^+ ($|\vec{\zeta}| = 1$); \mathbf{n} – направление импульса фотона $\mathbf{k} = \mathbf{n}\omega$; v_{\perp} – нормальная к компоненте скорости e^+ ; $\epsilon_- = \omega - \epsilon_+$ – энергия e^- . Интегрирование ведется по всей длине траектории e^+ .

Интегрируя по направлениям вылета e^+ и усредняя по направлениям падения фотона на кристаллическую плоскость, мы рассчитали представленные на рис.3 зависимости поляризации и дифференциальной вероятности образования каналированного e^+ от угла θ_y падения фотона на кристаллическую ось. Нетрудно видеть, что интерференция амплитуд процесса ОП в полях различных осей приводит к падению и изменению знака поляризации e^+ (и рождающихся в паре с ними e^- – см. ниже) в области $\theta_y \gtrsim 0,7$ мрад. Правда при значительно больших величинах этого угла поляризация снова возрастает до 60%, однако вероятность ОП при этом оказывается очень малой. Объясняется это

тем, что при таких углах действует магнитотормозной механизм ОП в поле плоскостей и малая напряженность последнего приводит при рассматриваемых энергиях к экспоненциальному подавлению вероятности ОП. Заметим, что хотя в переходной области $\theta_y \sim 0,5 - 5$ мрад движение e^+ хорошо описывается усредненным потенциалом плоскостей, процессы ОП (и жесткого излучения) в этой области инициируются в основном осцилляциями скорости в полях осей (ср. с [8]).

Неустойчивость движения e^- в режиме каналирования и неблагоприятная форма потенциальной ямы [1,5] затрудняют использование режима каналирования e^- для получения их поляризованных пучков. Однако эту трудность легко обойти, отбирая (не обязательно каналированные) e^- по признаку рождения с ними в паре каналированных e^+ , получая таким образом поляризованные пучки e^- практически той же поляризации и интенсивности, что и пучки каналированных e^+ [5].

Возможность проведения эффективного отбора поляризованных e^\pm по признаку рождения каналированного e^+ позволит использовать широкополосные фотонные пучки достаточно большой расходимости [5]. В соответствии с рис.2 ее величина в плоскости падения γ -пучка на кристаллическую ось может достигать $0,3-0,4$ мрад. Расходимость же в плоскости изгиба кристалла определяется только углом изгиба, уже при миллиметровой длине и радиусе изгиба кристалла в 1 м, достигающей 1 мрад. Напомним, что в проводившихся в ЦЕРН экспериментах [6] использовались меченные γ -пучки с энергией 150 ГэВ и полной расходимостью $2 \times (20 - 30)$ мрад.

Поскольку интенсивность широкополосных пучков существенно превышает интенсивность меченных [11], возможность их использования позволит получить достаточно высокие интенсивности поляризованных e^\pm -пучков уже при выходе $\sim 10^{-3} e^\pm/\gamma$ (см. рис.3). Заметим, что при $\omega = 1$ ТэВ выход поляризованных e^\pm достигает $10^{-2} e^\pm/\gamma$, оставаясь в осевом случае ($\theta_y \leq 0,1$ мрад) втрое выше, чем в плоскостном $\theta_y \geq 0,5$ мрад). Отметим также, что приводящая лишь к незначительному ослаблению γ -пучка достаточно малая требуемая толщина кристалла открывает возможность последующего использования этого пучка в других экспериментах либо для получения поляризованных e^\pm в нескольких кристаллах.

Автор благодарен проф. В.Г.Барышевскому за поддержку и А.Г.Шехтману за интерес к работе.

-
1. В.Г.Барышевский, В.В.Тихомиров, УФН **159**, 529 (1989).
 2. В.Г.Барышевский, А.О.Грубич, Письма в ЖТФ **5**, 1527 (1979).
 3. V.V.Tikhomirov, Rad.Eff. and Def. in Solids **117**, 27 (1991).
 4. В.Г.Барышевский, В.В.Тихомиров, ЖЭТФ **85**, 232 (1983).
 5. В.Г.Барышевский, В.В.Тихомиров, ЯФ **48**, 670 (1988).
 6. A.Belkacem et al., Phys. Rev. Lett. **12**, 1196 (1987); J.F.Bak et al., Phys. Lett. B **202**, 615 (1988).
 7. R.Medenwaldt et al., Phys. Lett. B **281**, 153 (1992).
 8. V.N.Baier, V.M.Katkov, and V.M.Strakhovenko, Nucl. Instrum. and Methods B **69**, 258 (1992).
 9. Yu.V.Kononets and I.S.Turitsyn, Письма в ЖЭТФ **57**, 148 (1993).
 10. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко, Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных кристаллах, Новосибирск: Наука. 1989.
 11. А.И.Алиханян, Тр. ФИАН **143**, 5 (1983).