

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ
НА ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО
МЮОННО – ФОТОННОГО ЛИВНЯ В КРИСТАЛЛАХ****И.М.НАДЖАФОВ, М.Р.РАДЖАБОВ, Н.И.НАДЖАФОВ**
Бакинский Государственный Университет

Исследован процесс образования поляризованного мюонно-фотонного ливня в кристаллах и получены аналитические выражения для функций распределения поляризованных ливневых мюонов и γ - квантов в среде при различных начальных условиях.

В настоящее время в связи с созданием в различных научных центрах мюонных детекторов для различного рода экспериментов по изучению взаимодействий мюонов с веществом возник большой интерес к исследованиям неупругих электромагнитных взаимодействий быстрых мюонов с атомами и ядрами [1-6].

Прохождение быстрых заряженных частиц μ^+ , e^+ и высокоэнергетических γ -квантов через вещество сопровождается различными электромагнитными явлениями, такими как тормозное излучение, фоторождение лептонных пар, каналирование заряженных частиц, черенковское и переходное излучения и т.д. Характеристики электромагнитных процессов при высокой энергии частиц сильно зависят от структуры среды и должны быть существенно разными для упорядоченных (кристаллических) и неупорядоченных сред. При взаимодействии быстрых заряженных частиц с ядрами кристаллической среды, благодаря когерентным эффектам, возникает дифракционное усиление сечений тормозного излучения и фоторождения пар. Учет спиновых характеристик лептонов и γ - квантов позволяет выявить более тонкие эффекты взаимодействия этих частиц с ядрами в упорядоченных системах.

При прохождении высокоэнергетических лептонов и γ - квантов через вещество вследствие взаимодействия их с атомными ядрами могут возникать как электронно-фотонные, так и мюонно-фотонные ливни.

Исследование мюонно-фотонного ливня наряду с адронным и электронным ливнями имеет прямое отношение к проблеме радиационной защиты сверхпроводящих магнитных систем ускорителей новых типов УНК и др. В отличие от электронов, мюоны имеют большие пробеги в веществе и активно участвуют как в электромагнитном, так и в слабом взаимодействиях.

Рассмотрим случай, когда поляризованная частица (μ^+ , μ^- или фотон) падает на кристалл. В этом случае процессы излучения γ - квантов и образования μ^\pm пар фотонами носят когерентный характер и вероятности этих процессов с

участием мюона и γ -кванта могут быть схематически представлены в следующем виде:

$$w_\gamma(E, E', \theta, \alpha) = F_1(E, E', \theta, \alpha, \xi, \xi', l, R, \psi_{1,2}^c, \psi_{1,2}^i), \quad (1)$$

$$w_p(E, E', \theta, \alpha) = F_2(E, E', \theta, \alpha, \xi_-, \xi_+, l, R, \psi_{1,2}^c, \psi_{1,2}^i). \quad (2)$$

Здесь в (1) E и E' – начальная и конечная энергии мюона, а в (2) E и E' – энергии μ^- и μ^+ -мезонов, величины l , ξ , ξ' , ξ_+ , ξ_- – спиральности γ -кванта, начального и конечного мюона и спиральности μ^- и μ^+ -мезонов,

$R = \left[4\alpha_0 \left(r_0 \frac{m}{\mu} \right)^2 N \ln(183z^{-1/3}) \right]^{-1}$ – радиационная длина, r_0 – классический радиус

электрона, z – зарядовый номер атомов, m и μ – массы покоя электрона и мюона,

N – число атомов в единице объема, $\alpha_0 = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$. F_1 и F_2 – некоторые аналитические функции своих аргументов, которые приведены в наших предыдущих работах [7].

Функции $\psi_{1,2}^c(\delta)$ характеризуют аморфную, а $\psi_{1,2}^i(\delta, \theta, \alpha)$ – когерентную часть сечения процессов [7], параметр $\delta = \frac{\omega}{2EE'}$, θ – полярный угол между импульсами начальной частицы \vec{p} (или \vec{k}) и кристаллографической осью \vec{b} , α – азимутальный угол между плоскостью падения (\vec{p}, \vec{b}_1) и кристаллографической плоскостью (\vec{b}_1, \vec{b}_2) , ω – энергия фотона.

Если энергия частиц больше некоторой критической величины, то они будут генерировать ливень, развитие которого описывается следующими уравнениями [8, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(X, E)}{\partial X} = & 2 \int_E^\infty w_p(E, E'-E) \Gamma(X, E') dE' + \int_E^\infty w_\gamma(E', E) P(X, E') dE' - \\ & - \int_0^E w_\gamma(E, E') P(X, E) dE' \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Gamma(X, E)}{\partial X} = \int_E^\infty w_\gamma(E', E'-E) P(X, E') dE' - \int_0^E w_p(E', E-E') \Gamma(X, E) dE'. \quad (4)$$

Здесь X – расстояние от верхней границы ливня до точки исследования. В дальнейшем глубину проникновения в кристалл будем измерять в безразмерных единицах $t=X/R$. Величины $P(X, E)dE$ и $\Gamma(X, E)dE$ – характеризуют числа мюонов

и фотонов, имеющих энергию между E и $E+dE$, находящихся на расстоянии X от верхней границы ливня, на которую падает первоначальная частица.

Непосредственная подстановка выражений (1) и (2) в каскадные уравнения (3) и (4) исключает возможность их решения для кристалла, так как функции $\psi_{1,2}^i(\delta, \theta, \alpha)$ зависят сложным образом не только от E и E' , но и от углов вхождения частиц в кристалл θ и α . Необходимо произвести разумное упрощение этих функций [10].

После упрощений функций $\psi_{1,2}^i(\delta, \theta, \alpha)$ вероятности испускания фотонов в кристалле высокоэнергетическими мюонами и образования $\mu^- \mu^+$ - пар высокоэнергетическими γ - квантами довольно точно описываются следующими выражениями:

$$w_\gamma(E, E') = \frac{\alpha_1}{R} \left\{ \frac{E^2 + E'^2 - 2/3EE'}{E^2(E - E')} + \xi \xi' \frac{E^2 + E'^2 + 2EE'}{3E^2(E - E')} + l\xi \frac{3E + E'}{3E^2} + l\xi' \frac{3E' + E}{3E'^2} \right\} \quad (5)$$

$$w_p(E, E') = \frac{\alpha_1}{R} \times \left\{ \frac{E^2 + E'^2 + 2/3EE'}{(E + E')^3} - \xi \xi' \frac{E^2 + E'^2 - 2EE'}{3(E + E')^3} + l\xi_+ \frac{3E' - E}{3(E + E')^2} + l\xi_- \frac{3E - E'}{3(E + E')^2} \right\}, \quad (6)$$

$$\text{где } \alpha_1 = \frac{(\bar{\psi}^c + \bar{\psi}^i)}{16 \ln(183z^{-1/3})}.$$

Подставляя выражения (5), (6) в (3) и (4) и применяя преобразования Лапласа-Меллина, мы приходим к системе уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dP_s}{dt} &= -A(s)P_s + B(s)\Gamma_s, \\ \frac{d\Gamma_s}{dt} &= C(s)P_s - D\Gamma_s. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь коэффициенты $A(s)$, $B(s)$, $C(s)$ и D зависят не только от параметра Лапласа s , но и от поляризации частиц.

Мы рассматривали два разных начальных условия: ливень создается начальным мюоном и ливень генерируется в кристалле первичным γ - квантом.

Применяя метод, развитый в [9], можно определить функции распределения по энергии и глубине проникновения в кристалл поляризованных ливневых мюонов и γ - квантов в случае генерации ливня начальным мюоном и начальным γ - квантом.

$$\begin{aligned} P_1(E, t) &= \frac{H(s)e^{-\lambda t}}{s\sqrt{-2\pi\lambda_1''t + 2\pi/s^2}} \left(\frac{E_0}{E} \right)^s, \\ \Gamma_1(E, t) &= \frac{W(s)e^{-\lambda t}}{s\sqrt{-2\pi\lambda_1''t + 2\pi/s^2}} \left(\frac{E_0}{E} \right)^s, \end{aligned} \quad (8)$$

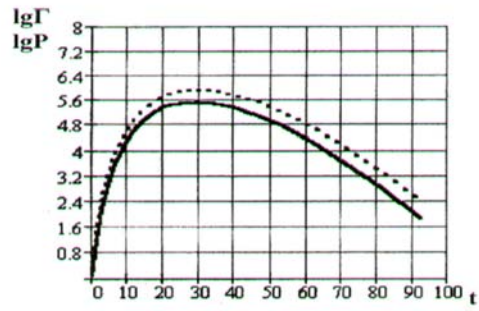


Рис. 1



Рис. 2

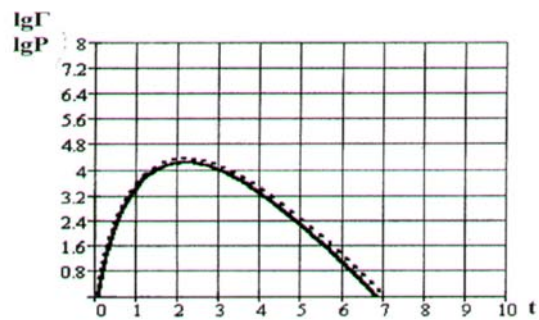


Рис. 3

Рис. 1. Распределение числа ливневых γ -квантов (пунктирная линия) и мюонов (сплошная линия) в случае генерации ливня начальным поляризованным мюоном. Кривые построены для кристалла кремния в случае $E_0 / E = 10^6$.

Рис.2. Кривые распределения числа ливневых γ -квантов (пунктирная) и мюонов (сплошная) в случае возникновения ливня первичным поляризованным γ -квантом.

Рис.3. Распределение числа ливневых γ -квантов и мюонов в случае неполяризованного ливня.

$$\begin{aligned}
P_2(E, t) &= \frac{K(s)e^{-\lambda_1 t}}{s\sqrt{-2\pi\lambda_1'' t + 2\pi/s^2}} \left(\frac{E_0}{E}\right)^5, \\
\Gamma_2(E, t) &= \frac{V(s)e^{-\lambda_1 t}}{s\sqrt{-2\pi\lambda_1'' t + 2\pi/s^2}} \left(\frac{E_0}{E}\right)^5,
\end{aligned}
\tag{9}$$

здесь $t = \frac{1}{\lambda_1''} \left(\ln \frac{E_0}{E} - \frac{1}{s} \right)$, $H(s) = \frac{A - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$, $W(s) = \frac{(A - \lambda_1)(A - \lambda_2)}{B(\lambda_1 - \lambda_2)}$

$$K(s) = \frac{B}{\lambda_2 - \lambda_1}, V(s) = \frac{A - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

Для иллюстрации полученных результатов мы приводим графики функций распределения ливневых мюонов и γ - квантов при различных начальных условиях. Все кривые построены для кристалла кремния в случае $E_0 / E = 10^6$.

Кривые на рис. 1 характеризуют распределения ливневых γ - квантов ($\ln \Gamma$) и мюонов ($\ln P$) по глубине проникновения в кристалл в случае поляризованного ливня, образованного начальным мюоном. Пунктирная линия соответствует γ - квантам, а сплошная - мюонам ливня.

На рис. 2 приведены кривые распределения ливневых частиц в случае, когда поляризованный ливень генерируется первоначальным γ - квантом. Поведения кривых почти идентичны, но на рис. 2 они заметно проходят выше. Из рисунков видно, что в случае поляризованного ливня число γ - квантов превалирует над числом мюонов.

На рис. 3 приведены кривые распределения ливневых частиц в случае неполяризованного ливня. В этом случае число ливневых частиц заметно уменьшается, но независимо от начальных условий γ - кванты и мюоны образуются почти в одинаковом количестве.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reference Design Study for the SSC Berkeley: Reference Design Study Group, 1984
2. Van Griennken A. // Nucl. Instrum. Vethods A. 1986. v.251. p.21
3. Tannenbaum M.J. Preprint CERN-PPE/91-134. 1991
4. Sakumoto W.K. et. al. // Phys. Rev. D. 1992. v/45/ p/3042
5. Наумов В.А., Синеговский С.И., Бугаев Э.В. // ЯФ. 1994. т.57. № 3. с.439.
6. Кузмин В.А., Тетерева Т.В. Тезисы докладов 54-го Международного совещания. Ядро-2004. с.107.
7. Наджафов И.М., Раджабов М.Р. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. т.54. № 9. с.1863.
8. Landau L.D., Rumer V. // Proc. Roy. Soc. A. 1938. v.166. p.213.
9. Соколов А.А. Введение в квантовую электродинамику. М. Фитматгиз. 1958.
10. Наджафов И.М., Раджабов М.Р. // Изв. РАН. Сер. физ. 1992. Т.56. № 5. с.69.

**KRİSTALLARDA MÜYON – FOTON LEYSANININ YARANMASINA BAŞ-
LANĞIC ŞƏRTLƏRİN TƏSİRİNİN TƏDQIQI**

İ.M.NƏCƏFOV, M.R.RƏCƏBOV, N.İ.NƏCƏFOV

XÜLASƏ

Kristallarda polyarizə olunmuş müyon-foton leysanının yaranması tədqiq olunmuş və müxtəlif başlanğıc şərtlər daxilində polyarizə olunmuş müyon və γ -kvantlar üçün paylanma funksiyalarının analitik ifadələri alınmışdır.

**INVESTIGATION OF INFLUENCE OF ENTRY CONDITIONS ON FORMATION OF
THE POLARIZED MESON – PHOTON SHOWER IN CRYSTALS.**

I.M.NADJAFOV, M.R.RAJABOV, N.I.NADJABOV

SUMMARY

The process of formation polarized meson – photon shower in crystals is investigated and analytical expressions for functions of distribution polarized showery meson – photons in the environment are received at various entry conditions.