

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Р. О. АВАКЯН, А. Г. ИСКАНДАРЯН

В работе описывается возможность получения поляризованных электронов и позитронов циркулярно поляризованными фотонами высоких энергий, которые получаются от обычного тормозного излучения электронов, используя когерентное рождение электронно-позитронных пар на кристалле.

В работах [1], [2] показано, что при прохождении неполяризованного пучка γ -квантов высокой энергии через кристалл определенной толщины, пучок γ -квантов приобретает некоторую поляризацию. Происходит это по той причине, что γ -кванты высокой энергии выбывают из пучка в основном из-за образования электронно-позитронных пар, а сечение образования электронно-позитронных пар в кристалле зависит от направления поляризации γ -квантов относительно плоскости, проходящей через ось кристалла и импульс фотона. Так как неполяризованный γ -пучок можно представить как смесь двух пучков, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях и не обладающих постоянным соотношением фаз, то при определенных условиях падения γ -пучка на кристалл одна из компонент поглотится в большей степени, чем другая и оставшийся пучок будет частично поляризованным. При этом появляется линейная поляризация.

Кабиббо и другие [3] указали на возможность превращения линейной поляризации в циркулярную использованием кристаллических пластинок соответствующей толщины аналогично оптическим пластинкам в „четверть длины волны“. Таким образом, имеется возможность получить циркулярно поляризованный γ -пучок высокой энергии.

Для получения поляризованных электронных и позитронных пучков можно использовать сильно асимметричное образование электронно-позитронных пар циркулярно поляризованными фотонами высоких энергий.

При максимальной энергии одной компоненты пары, электрона или позитрона, поляризация ее равна поляризации фотонного пучка.

В настоящей работе указывается на возможность получения поляризованных электронных или позитронных пучков с энергиями 5,75; 19,4 и 38,9 Гэв на электронных ускорителях соответствующих энергий.

Для получения исходного пучка линейно поляризованных γ -квантов тормозное излучение от обычной мишени ускорителя пропускается через кристалл меди определенной толщины под углом θ к оси [001] в плоскости $[[110\ 001]]$. При прохождении толщины x в кристалле изменение интенсивности $I(x)/I(0)$ и приобретенная поляризация $P(x)$ связаны соотношением

$$I(x)/I(0) = \exp \left[- \left(\frac{\Sigma_{\perp} - \Sigma''}{\Sigma_{\perp} + \Sigma''} \right)^{-1} \operatorname{th}^{-1} P(x) \right] (1 - P^2(x))^{-1/2}, \quad (1)$$

где $\Sigma_{\perp}$ и $\Sigma_{\parallel}$ — сечения поглощения γ -квантов, имеющих линейную поляризацию, лежащую в плоскости [001] и перпендикулярную к ней соответственно.

При энергии электронов, равной 6 Гэв, $I(x)/I(0) = 10^{-3}$, $P(x) = 30\%$ при $x = 8,1$ см меди.

Далее, для получения циркулярно поляризованного фотонного пучка линейно поляризованный пучок γ -квантов пропускается через другой кристалл меди, ориентированный относительно первого так, что плоскость поляризации составляет с плоскостью [001] малый угол.

Для области энергий 6 Гэв толщина пластинки, действующей аналогично оптической пластинке в "четверть длины волны", равна для меди 1,84 см. При этом падение интенсивности $I(x)/I(0) = 1/4$.

Наиболее трудной задачей является экспериментальное определение ориентации кристаллической пластинки, при которой указанная поляризация достигается. По этой причине нами была рассчитана зави-

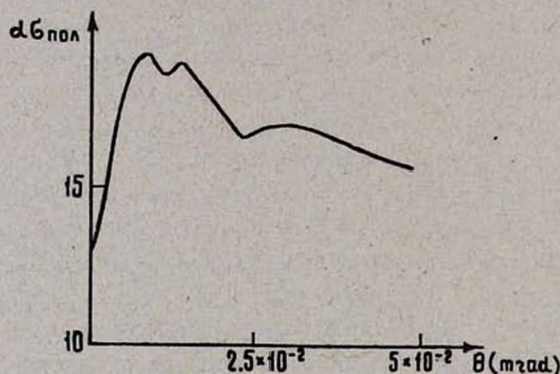


Рис. 1. Зависимость полного сечения образования электронно-позитронных пар от угла влета γ -квантов в кристалл.

симость полного сечения образования пар от угла влета γ -квантов энергии 5,9 Гэв в кристалл меди (рис. 1). Расчеты проводились по следующим формулам [4]:

$$d\sigma = \int_0^1 \frac{\partial \sigma}{\partial y} dy,$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial y} = [y^2 + (1-y)^2] [\varphi_1^{\text{hh}}(\theta, \delta) + \varphi_1^{\text{am}}(\delta)] + \frac{2}{3} y(1-y) [\varphi_2^{\text{hh}}(\theta, \delta) + \varphi_2^{\text{am}}(\delta)],$$

где

$$\varphi_1^{\text{hh}} = 4\delta \frac{(2\pi)^2}{a^3} \sum_{n_2=1}^{20} \sum_{n_3=-20}^{20} |F|^2 \frac{\exp(-Ag^2)}{(\beta^{-2} + g^2)^2} \frac{(g_2^2 + g_3^2)}{g_2^2 \theta^2},$$

$$\varphi_2^{\text{hh}} = 24\delta^2 \frac{(2\pi)^2}{a^3} \sum_{n_2=1}^{20} \sum_{n_3=-20}^{20} |F|^2 \frac{\exp(-Ag^2)}{(\beta^{-2} - g^2)^2} \frac{(g_2^2 + g_3^2)(g_2 - \delta/\theta)}{g_2^2 \theta^4}.$$

$$|F|^2 = \begin{cases} 0 & \text{если } n_2 \text{ и } n_3 \text{ имеют разную четность} \\ 4 & \text{если } n_2 \text{ и } n_3 \text{ имеют одинаковую четность,} \end{cases}$$

α^3 — объем элементарной ячейки меди, $\delta = \frac{m_e c^2}{2k} \frac{1}{y(1-y)}$, m_e — масса электрона, k — энергия фотона, g — вектор обратной решетки, $\beta^{-2} = 111 \text{ эв}^{-1/2}$.

Исследованием полного сечения образования пар в зависимости от угла влета γ -квантов в кристалл можно установить требуемый угол ориентации. Исследование надо проводить парным γ -спектрометром, чтобы иметь возможность выделить фотоны максимальной энергии тормозного спектра, в нашем случае 6 Гэв.

$$E_+ + E_- = E_\gamma^0,$$

где E_γ^0 конечная энергия тормозного спектра.

Полученный циркулярно поляризованный пучок γ -квантов конвертируется в электронно-позитронные пары. При сильно асимметричном образовании пары поляризация высокоэнергичной компоненты пары полная [5]. Магнитным анализом выбираются электронные или позитронные пучки определенной энергии.

Расчеты проводились при первичной интенсивности пучка электронов $5 \cdot 10^{12}$ электронов в секунду, толщине конвертера 0,1 радиационной длины свинца и толщине радиатора 0,1 радиационной длины свинца. Результаты расчетов поляризации и интенсивности пучка электронов или позитронов, образованных циркулярно поляризованными фотонами, приведены в таблице. Деполяризация электронов и по-

Таблица

E (Гэв)	$\pm \frac{\Delta E}{E}$ (о/о)	P (х) (о/о)	J (х) электронов/сек
5,75	2,6	30	10^4
19,4	2,6	50	$5 \cdot 10^5$
38,9	2,6	50	$2 \cdot 10^6$

зитронов энергии 6—40 Гэв в конвертере толщиной 0,1 радиационной длины свинца ничтожна. Потери на коллиммирование не учтены, так как фотоны испускаются в малом интервале углов $m_e c^2/E$.

Ереванский физический институт

Поступила 12.IV.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi and U. Mosco, Phys. Rev. Letters, 9, 270 (1962).
2. N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi and U. Mosco, Nuovo Cimento, 27, 979 (1963).
3. N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi and U. Mosco, Phys. Rev. Letters, 9, 435 (1962).

4. G. Barbiellini, G. Bologna, G. Diambri and G. P. Murtas, Nuovo Cimento 28, 435 (1963).
5. H. Olsen and L. C. Maximon, Phys. Rev. 114, 887 (1959).

**ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ՊՈԶԻՏՐՈՆՆԵՐԻ
ՍՏԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ**

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Հ. ԻՍԿԱՆԴԱՐՅԱՆ

Նկարագրված է բարձր էներգիայի բեռնացված էլեկտրոնների և պոզիտրոնների ստացման հնարավորությունը շրջանաձև բեռնացված ֆոտոնների միջոցով, որոնք ստացվում են էլեկտրոնների սովորական արգելակման ճառագայթումից, օգտագործելով էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգերի կոհերենտ առաջացումը բյուրեղում:

**ON A POSSIBILITY OF OBTAINING HIGH ENERGY
POLARIZED ELECTRONS AND POSITRONS**

R. O. AVAKIAN and A. H. ISKANDARIAN

A possibility of obtaining high energy polarized electrons and positrons by circular polarized photons obtained from bremsstrahlung, using interference phenomena in electron-positron pair production in a crystal is described.