

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ И МЕТОДЫ ЕЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Р.О.Авакян, С.М.Дарбинян, К.А.Испирян, Р.К.Испирян

*Ереванский физический институт
375036, Ереван*

Поступила в редакцию 2 июля 1991 г.

На основе проведенных вычислений предлагается эксперимент по получению и измерению поляризации пучков фотонов с целью их дальнейшего применения в физике высоких энергий.

1. В настоящее время кроме результатов томской группы ¹, полученных при энергии электронов $\epsilon \approx 1$ ГэВ, нет экспериментальных и теоретических данных по поляризации P излучения каналированных частиц. Поэтому в настоящей работе в приближении постоянного поля, развитом в ², с помощью формул синхротронного излучения (СИ) ³ вычисляется зависимость P от $x = \omega/\epsilon$ (ω - энергия излученного фотона) и рассматриваются методы измерения P при энергиях $\omega > 200$ ГэВ.

2. При плоскостном каналировании в случае параболического потенциала плоскости $V(y) = V_0 y^2$ электрон испытывает электромагнитное поле E и параметр χ в теории СИ равен $\chi = \gamma E/E_0 = 4\gamma(V_0/m)(\lambda_e/d_p)y = 3,023 \cdot 10^{-8} y V_0(\text{эВ})/d_p(\text{Å})$, где V_0 - глубина потенциальной ямы, y - расстояние от плоскости в единицах половины межплоскостного расстояния d_p , $E_0 = 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см, $\gamma = \epsilon/m$, $\lambda_e = 1/m$ ($\hbar = c = 1$). Пользуясь формулами квантовой теории СИ и проведя усреднение по y , для степени линейной поляризации $P = (I_{\perp} - I_{\parallel})/(I_{\perp} + I_{\parallel})$ в модели ² получим

$$P = \frac{1}{I_0} \int_0^1 dy W(y) K_{2/3}(u), \quad I_0 = \int_0^1 dy W(y) [(2 + x^2/(1-x)) K_{2/3}(u) - \int_u^{\infty} K_{1/3}(s) ds], \quad (1)$$

где $I_{\perp}(\omega)$, $I_{\parallel}(\omega)$ - интенсивность СИ с поляризацией перпендикулярной, параллельной к плоскости траектории, $u(y) = 2x/3(1-x)\chi(y)$, $K_{\nu}(u)$ - функция Макдональда, $W(y)$ - функция распределения каналированных электронов ⁴. При выводе (1) принято: а) доля D каналированных электронов ⁴ $D = 1$, б) пренебрежено рассеянием (деканалированием), в) предположено, что P не зависит от параметра обрезания L в модели ². Отметим, что формула (1) применима при энергиях электронов, превышающих определенные значения ϵ_t , которые для плоскости (110) равны 20,5; 19,0; 10,9 и 4,5 ГэВ для кристаллов алмаза, Si, Ge и W, соответственно. На рис.1 приведены зависимости P от x для плоскости (110) алмаза при различных значениях ϵ . Видно, что в широком интервале x имеется высокая степень поляризации P , направление которой согласно СИ совпадает с нормалью к плоскости (110).

3. Для измерения P при $\omega > 200$ ГэВ старые, испытанные методы не практичны. Основываясь на свойствах двойного лучепреломления в кристаллах ^{3,5,6}, здесь мы рассмотрим модификацию методом ^{7,8}, предложенных для когерентного образования пар.

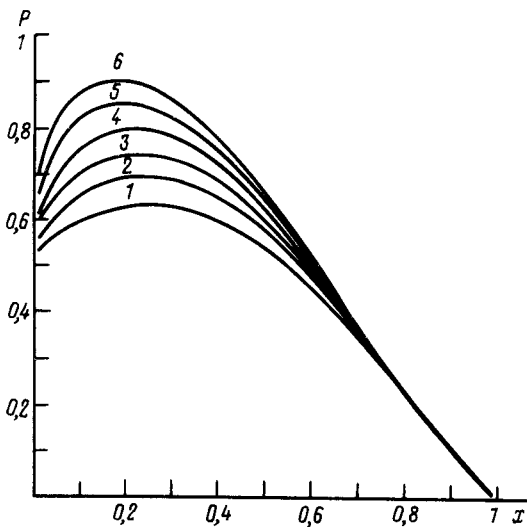


Рис. 1. Зависимость степени поляризации P от $x = \omega/\epsilon$ для плоскости (110) алмаза. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 и 6 вычислены по формуле (1) при $\epsilon = 1000, 400, 200, 100, 40$ и 20 ГэВ, соответственно

а) Метод одного толстого кристалла. Полученный вышеописанным методом пучок γ -квантов с известным направлением P и интенсивностью $I(\omega, 0)$ проходит через кристалл-анализатор с толщиной t . Измеряются интенсивности $I_{\perp}(\omega, t)$ и $I_{\parallel}(\omega, t)$ при двух ориентациях, когда плоскость, скажем, (110), перпендикулярна и параллельна к плоскости поляризации P . Тогда из выражения для ослабления интенсивности пучка от угла между P и плоскостью кристалла ^{3,7}, имеем

$$P = (r - 1) / [(r + 1) \operatorname{th}(RWt)], \quad (2)$$

где $r = I_{\perp}(\omega, t) / I_{\parallel}(\omega, t)$, $R = (W_{\perp} - W_{\parallel}) / (W_{\perp} + W_{\parallel})$, $W = (W_{\perp} + W_{\parallel}) / 2$, $W_{\perp, \parallel}$ - коэффициенты поглощения фотонов при двух ориентациях. Таким образом, измеряя r и используя теоретические значения R и W ^{3,5,6}, можно определить P .

б) Метод двух толстых кристаллов. Проводится измерение величин r_1 и r_2 методом а) в двух кристаллах с толщинами t_1 и $t_2 = 2t_1$. Тогда степень поляризации определяется по формуле

$$P = \left[2 \frac{r_2 + 1}{r_2 - 1} \frac{r_1 + 1}{r_1 - 1} - \left(\frac{r_1 + 1}{r_1 - 1} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (3)$$

Преимущество этого метода в том, что для определения P не требуется знания теоретических значений R и W , вычисление которых связано с приближением и с трудностями ^{3,5,6}.

в) Метод одного тонкого кристалла. Регистрируется число e^+e^- -пар $N_{\perp, \parallel}$ при указанных выше ориентациях в процессе образования пар в сильных полях кристаллических плоскостей ^{3,5,6}. Поляризация определяется с помощью измеренной величины асимметрии и теоретического значения R известным соотношением. По сравнению с процессом когерентного образования пар, рассмотренном в ⁸, процесс образования пар в модели сильных полей кристалла преобладает при энергиях фотонов $\omega > 200$ ГэВ и нет ограничения регистрировать только симметричные пары.

Таким образом, на SPS, теватроне, будущих коллайдерах SSC и УНК, где

будут пучки электронов с $\epsilon > 200$ ГэВ, можно реализовать эксперимент для проверки приближения и результатов настоящей работы.

-
1. Воробьев С.А., Вяткин Е.Г. Пивоваров Ю.Л. ЖЭТФ, 1988, 94, 38.
 2. Kimball J.C., Cue N. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1747.
 3. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах, Новосибирск, "Наука", сибирское отделение, 1989.
 4. Darbinian S.M., Ispirian K.A. Phys. Stat. Sol., 1979(b), 96, 835.
 5. Baryshevski V.G., Tikhomirov V.V. Phys. Lett., 1982, 90A, 153.
 6. Испирян Е.П., Испирян М.К. Изв. АН Арм.ССР, физика, 1986, 21, 247.
 7. Cabibbo N., et al. Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 270.
 8. Barbiellini G., et al. Nuovo Cim., 1963, 28, 435.