ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXXXV 1987 4

УДК 539.122

ФИЗИКА

Г. К. Аветисян, А. К. Аветисян, К. З. Ацагорцян, Х. В. Седракян

Индуцированный энергообмен каналированных частиц с поперечной электромагнитной волной

(Представлено академиком АН Армянской ССР Г. М. Гарибяном 16/VI 1987)

Если заряженная частица входит в кристалл под углом к кристаллографической оси или плоскости меньшим, чем определенный критический угол, может произойти каналирование частицы ([1]). При этом наибольший интерес представляет случай ультрарелятивистских электронов и позитронов (излучение таких частиц в канале происходит, в основном, в рентгеновском и γ-диапазонах, со спектральной интенсивностью, намного превышающей интенсивность тормозного и синхронного излучений ([2]), для которых число уровней связанных состояний поперечного движения $s \gg 1$, и движение таких частиц можно рассматривать классически ([3]).

В присутствии внешней электромагнитной волны (ЭМВ) излучение частицы при каналировании приобретает вынужденный характер. При этом становится возможным и обратный процесс—вынужденное поглощение частицей энергии волны, так что в результате взаимодействия с поперечной ЭМВ произойдет ускорение или торможение каналировнных частиц.

Рассмотрим сначала взаимодействие позитронов с ЭМВ при плоскостном каналировании. В этом случае эффективный потенциал кристалла в пределах канала имеет вид

$$U(x) = \frac{4U_0}{d^2} x^2, \tag{1}$$

где U_0—глубина потенциальной ямы, d—межплоскостное расстояние, а координата x отсчитывается от медианной плоскости.

Пусть в момент времени $t=t_0$ позитрон находится внутри кристалла в точке $x=0$, $z=z_0$, причем внутри канала движение происходит по оси z, под углом к которой (по оси z') распространяется квазимонохроматическая ЭМВ с частотой ω (волна линейно поляризована по оси x'; координатные системы xyz и $x'y'z'$ связаны через эйлеровы углы α, β, γ). Тогда для изменения энергии позитрона после взаимодействия, в первом приближении по полю ЭМВ, имеем выражение

$$\Delta\mathscr{E} = q\sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k(\lambda_2)\Big\{\bar{v}_z E_{0z} J_{N+2k}(\lambda_1) + \frac{E_{0x} v_{xm}}{2}\left[J_{N-1+2k}(\lambda_1) + J_{N+1+2k}(\lambda_1)\right] - \tag{2}$$

$$-\frac{E_{0z}v_{zm}}{2}\left[J_{N-2+2k}(\lambda_1)+J_{N+2+2k}(\lambda_1)\right]\Bigg\}\cdot\Delta t\cos\left[\omega t_0-n(\omega)\frac{\omega}{c}z_0\cos\alpha\cos\beta\right]. \quad (2)$$

Здесь q—заряд позитрона, $\lambda_{1,2}$—аргументы функции Бесселя—

$$\lambda_1=n(\omega)\frac{\omega}{c}\frac{d}{2}\sqrt{\mathscr{E}_\perp/U_0}\cdot\sin\beta;\qquad \lambda_2=n(\omega)\frac{\omega}{c}\frac{d}{8}\sqrt{\mathscr{E}_\perp/2\mathscr{E}_\parallel}\cdot\cos\alpha\cos\beta,$$

$E_{0x}=E_0\cos\beta\cos\gamma$, $E_{0z}=E_0(\sin\alpha\sin\gamma-\cos\alpha\sin\beta\cos\gamma)$—компоненты среднего значения медленноменяющейся амплитуды $\overline{E_0(t)}$ ЭМВ, Δt—время нахождения каналированной частицы в волне, $n(\omega)$—показатель преломления кристалла, v_{xm}, v_{zm}—амплитуды скорости поперечного и продольного колебаний, а $\overline{v}_z$—средняя скорость продольного движения, которые связаны с энергиями поперечного ($\mathscr{E}_\perp$) и продольного ($\mathscr{E}_\parallel$) движений частицы следующим образом:

$$v_{xm}=c\sqrt{2\mathscr{E}_\perp/\mathscr{E}_\parallel};\quad v_{zm}=c\mathscr{E}_\perp/2\mathscr{E}_\parallel;\quad \overline{v}_z=c\left\{1-\frac{1}{2}\left[\left(\frac{mc^2}{\mathscr{E}_\parallel}\right)^2+\frac{\mathscr{E}_\perp}{\mathscr{E}_\parallel}\right]\right\}.$$

Входящий в формулу (2) параметр N принимает целочисленные значения, определяя условие резонанса поперечных колебаний позитрона в канале с волной, при котором возможен реальный энергообмен:

$$N\Omega=\omega\left[1-n(\omega)\frac{\overline{v}_z}{c}\cos\alpha\cos\beta\right], \quad (3)$$

($\Omega=\sqrt{8c^2U_0/\mathscr{E}_\parallel d^2}$—частота поперечных колебаний позитрона в канале). Для рентгеновских и γ-частот, когда $n(\omega)\leq 1$, условие (3) соответствует нормальному эффекту Доплера, при котором поглощение энергии волны сопровождается возбуждением поперечных колебаний частицы (в этих случаях в формуле (2) $N>0$). Для оптических же частот, когда $n(\omega)>1$, возможен аномальный эффект Доплера $\left(1-n(\omega)\frac{\overline{v}_z}{c}\cos\alpha\cos\beta<0\right)$, что соответствует возбуждению поперечных колебаний частицы при вынужденном излучении (в формуле (2) $N<0$). При выполнении условия $1-n(\omega)(\overline{v}_z/c)\cos\alpha\cos\beta=0$ формула (2) соответствует вынужденному черенковскому энергообмену между позитроном и волной (при этом $N=0$).

Как видно из выражения (2), в зависимости от начальной фазы $\omega t_0-n(\omega)(\omega/c)z_0\cos\alpha\cos\beta$ происходит прямой или обратный вынужденный процесс—торможение или ускорение позитрона. Следовательно, при взаимодействии пучка каналированных позитронов с ЭМВ разные частицы, имея разные начальные фазы (из-за того, что они входят в кристалл в различные моменты времени и находятся на различных расстояниях от кристаллических плоскостей) будут приобретать или терять разные энергии. В результате этого произойдет модуляция скорости частиц, что приведет к группировке пучка, если его продольный размер $l_z>\pi\overline{v}_z/\omega$, что всегда выполняется для реальных пучков.

В случае аксиального каналирования электронов эффективный потенциал атомной цепочки кристалла имеет вид

$$U(\rho) = -\chi/\rho, \tag{4}$$

где ρ — расстояние от оси кристалла, выбранной за ось z. В таком потенциале поперечное движение электрона с отличным от нуля моментом импульса M_z происходит по эллипсу с полуосями $a = \chi/2|\mathscr{E}_\perp|$, $b = a\sqrt{1-e^2}$, с эксцентриситетом $e = (1-2|\mathscr{E}_\perp|M_z^2c^2/\mathscr{E}_\parallel\chi^2)^{1/2}$ и частотой вращения $\Omega = (2|\mathscr{E}_\perp|)^{3/2}c/\chi\mathscr{E}_\parallel^{1/2}$. Изменение энергии электрона после взаимодействия с волной в этом случае имеет вид (волна поляризована по кругу)

$$\begin{aligned}
\Delta\mathscr{E} = -qE_0\Big\{ & J_N(\Lambda)\Big[(-1)^{s'}\frac{\bar{v}_z}{\Omega}\sin\alpha\sin\varphi - \frac{\bar{v}_z}{\Omega}\cos\alpha\sin\beta\cos\varphi\Big] + \\
& + \frac{1}{2}J_{N-1}(\Omega)\Big[a\cos\beta\sin(\varphi+\varphi_1) + (-1)^s b\sin\alpha\sin\beta\cos(\varphi+\varphi_1) + \\
& + (-1)^{s+s'}b\cos\alpha\sin(\varphi+\varphi_1) + \frac{e\bar{v}_z}{\Omega}\cos\alpha\sin\beta\cos(\varphi+\varphi_1) - (-1)^{s'}\frac{e\bar{v}_z}{\Omega}\sin\alpha\sin(\varphi+ \\
& + \varphi_1)\Big] + \frac{1}{2}J_{N+1}(\Lambda)\Big[-a\cos\beta\sin(\varphi-\varphi_1) + (-1)^s b\sin\alpha\sin\beta\cos(\varphi-\varphi_1) + \\
& + (-1)^{s+s'}b\cos\alpha\sin(\varphi-\varphi_1) + \frac{e\bar{v}_z}{\Omega}\cos\alpha\sin\beta\cos(\varphi-\varphi_1) - \\
& - (-1)^{s'}\frac{e\bar{v}_z}{\Omega}\sin\alpha\sin(\varphi-\varphi_1)\Big]\Big\}\Omega\Delta t,
\end{aligned} \tag{5}$$

где $\Lambda = \sqrt{\Lambda_1^2 + \Lambda_2^2}$; $\Lambda_1 = \frac{e\omega}{\Omega}\left(1 - \frac{\bar{v}_z}{c}n(\omega)\cos\alpha\cos\beta\right) - (-1)^s bn(\omega)\frac{\omega}{c}\sin\alpha\cos\beta$,

$$\Lambda_2 = an(\omega)\frac{\omega}{c}\sin\beta;\quad \varphi_1 = (\Lambda_1/|\Lambda_1|)\arcsin(\Lambda_2/\Lambda),$$

$$\varphi = \omega t_0 - n(\omega)(\omega/c)z_0\cos\alpha\cos\beta + aen(\omega)(\omega/c)\sin\beta - N\varphi_1$$

(в момент времени $t = t_0$ электрон находится в перигелии орбиты поперечного движения с $z = z_0$), $(-1)^s = M_z/|M_z|$, $s' = 0, 1$ — соответственно для право- или левокруговой поляризации волны, а N опять принимает целочисленные значения, соответствующие условию резонанса (3). Аналогично предыдущему случаю формула (5) определяет группировку пучка каналированных электронов. Глубина модуляции плотности тока пучка вне кристалла максимальна на расстояниях $L_z \sim \pi\frac{\bar{v}_z}{\omega}\left(\frac{\mathscr{E}_\parallel}{mc^2}\right)^2\left(\frac{\mathscr{E}_\parallel}{\Delta\mathscr{E}_0}\right)$, где $\Delta\mathscr{E}_0$ — амплитуда изменения энергии частиц пучка, соответствующая формулам (2) или (5).

В конце отметим, что индуцированный энергообмен между пучком каналированных частиц и поперечной ЭМВ можно реализовать в широком диапазоне частот (практически от инфракрасной до γ-частот), выбирая соответствующий частоте внешней волны угол между направлениями распространения волны и движения частицы, согласно условию резонанса (3).

Ереванский государственный
университет

Հ. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Կ. Զ. ՀԱՑԱԳՈՐԾՅԱՆ, Խ. Վ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Կանալացված մասնիկների հարկադրական էներգափոխանակությունը լայնական էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ

Ուսումնասիրված է բյուրեղում հարթ-կանալացված պոզիտրոնների և առանցքային կանալացված էլեկտրոնների հարկադրական փոխազդեցությունը արտաքին էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ։ Ցույց է տրված, որ երբ մասնիկների լայնական տատանումները ռեզոնանսի մեջ են ալիքի հետ, հնարավոր է դառնում ռեալ էներգափոխանակություն մասնիկների և լայնական էլեկտրամագնիսական ալիքի միջև։ Ստացված են փոխազդեցությունից հետո պոզիտրոնների և էլեկտրոնների էներգիաների փոփոխության արտահայտությունները ալիքի դաշտի նկատմամբ գծային մոտավորությամբ։ Ցույց է տրված, որ կանալացված մասնիկների փնջի դեպքում հարկադրական էներգափոխանակությունը բերում է մասնիկների արագության մոդուլյացիայի, հետևաբար և փնջում մասնիկների խմբավորման։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *П. Линдхард*, УФН, т. 99, с. 249 (1969). [2] *M. A. Kumakhov*, Phys. Lett. A., v. 57, p. 17 (1976). [3] *M. A. Kumakhov, R. Weddell*, Phys. Stat. Sol. (b), v. 84, p. 581 (1977).