

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ НА РАССЕЯНИЕ ВНЕШНЕЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ТЯЖЕЛОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ПЛАЗМЕ

Э. А. АКОПЯН, Г. Г. МАТЕВОСЯН

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 марта 1987 г.)

Рассмотрено рассеяние поперечной электромагнитной волны на тяжелой заряженной частице, движущейся в плазме, при произвольной ориентации волнового вектора относительно вектора скорости частицы. Показано, что имеется угол рассеяния, под которым сечение рассеяния максимально.

Процессы рассеяния и трансформации электромагнитных волн на тяжелых заряженных частицах в плазме рассматривались в работах [1—3]. Было показано, что из-за коллективных эффектов интенсивность рассеянного и трансформированного излучений существенно увеличивается.

В настоящей работе рассматривается случай, когда среда является изотропной и в результате рассеяния поперечной волны снова возникает поперечная электромагнитная волна.

Будем считать, что поле внешней волны и поле, создаваемое частицей, независимы, а рассеянные поля возникают из-за нелинейной связи между полем волны и полем частицы. На базе общих соотношений нелинейной электродинамики получены выражения для полного и дифференциального сечений рассеяния, которые в областях прозрачности для рассеянных волн имеют вид (подробнее см. [2]):

$$\sigma^{tr} = 2 \left(\frac{qe}{m\omega_0^2} \right)^2 \frac{\omega_0}{c^2 k_0} \int d\mathbf{k} |\omega_0 + \mathbf{k}\mathbf{u}| \left| \frac{\partial \varepsilon_e^t(\mathbf{k}\mathbf{u}, \mathbf{k})}{\varepsilon^t(\mathbf{k}\mathbf{u}, \mathbf{k})} \right|^2 \frac{[(\mathbf{k} + \mathbf{k}_0) \mathbf{n}]^2}{(\mathbf{k} + \mathbf{k}_0)^2} \times \\ \times \delta \left[1 - \frac{\omega_L^2 + c^2 (\mathbf{k} + \mathbf{k}_0)^2}{(\omega_0 + \mathbf{k}\mathbf{u})^2} \right], \quad (1)$$

$$d\sigma^{tr} = 2d\mathbf{k}' \left(\frac{qe}{m\omega_0^2} \right)^2 \frac{\omega_0}{c^2 k_0} \frac{|\mathbf{k}'\mathbf{n}|^2}{k'^2} |\omega_0 + \mathbf{k}'\mathbf{u} - \mathbf{k}_0\mathbf{u}| \times \\ \times \left| \frac{\partial \varepsilon_e^t[(\mathbf{k}' - \mathbf{k}_0)\mathbf{u}, \mathbf{k}' - \mathbf{k}_0]}{\varepsilon^t[(\mathbf{k}' - \mathbf{k}_0)\mathbf{u}, \mathbf{k}' - \mathbf{k}_0]} \right|^2 \delta \left[1 - \frac{\omega_L^2 + k'^2 c^2}{(\omega_0 + \mathbf{k}'\mathbf{u} - \mathbf{k}_0\mathbf{u})^2} \right], \quad (2)$$

где m , e — масса и заряд электронов плазмы, q , \mathbf{u} — заряд и скорость пробной частицы, E_0 , \mathbf{k}_0 , ω_0 — амплитуда, волновой вектор и частота внешней волны ($E_0 \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r})$), $\mathbf{n} = \mathbf{E}_0/E_0$ — единичный вектор поляризации, ω_L — ленгмюровская частота плазмы, $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{k}_0$ — волно-

вой вектор рассеянной волны, $\delta \varepsilon_e^i, \delta \varepsilon_i^i$ — вклад электронов и ионов плазмы в продольную диэлектрическую проницаемость ($\varepsilon^i = 1 + \delta \varepsilon_e^i + \delta \varepsilon_i^i$).

При получении формул (1), (2) предполагалось, что плазма полностью ионизирована и фазовые скорости падающей и рассеянной волн велики не только по сравнению с тепловыми скоростями частиц плазмы, но и со скоростью пробного заряда [4].

В работе [2] рассматривался процесс рассеяния на отдельной частице, движущейся по направлению распространения внешней волны. В отличие от этого в настоящей работе рассматривается случай произвольной ориентации волнового вектора внешней волны относительно вектора скорости заряженной частицы. Пусть волна распространяется под углом α ($\cos \alpha = \mathbf{k}_0 \mathbf{u} / k_0 u$) к направлению движения заряженной частицы. Будем считать, что температура электронов плазмы больше температуры ионов ($T_e > T_i$) и скорость пробной частицы больше тепловой скорости ионов, но меньше тепловой скорости электронов ($v_{T_i} < u < v_{T_e}$), так что частицей возбуждаются ионно-звуковые волны. В этом случае для дифференциального сечения рассеяния получаем выражение

$$\psi = \frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{[1 + (a - b/\beta^2)(1 - \cos \theta)]^2 + p\beta^2/(1 - \cos \theta)}, \quad (3)$$

где $\sigma_T = (eq/mc^2)^2$, $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, $\cos \theta = \mathbf{k}_0 \mathbf{k} / k_0 k$ — угол рассеяния, $a = 2(k_0 r_{De})^2$, $b = 2s^2/u^2$, s — скорость ионно-звуковых волн, $p = \pi u^2 / 2v_{T_e}^2$, $\beta = \sin \theta \sin \varphi \sin \alpha - \cos \alpha (1 - \cos \theta) = (\omega' - \omega_0) / k_0 u$, ω' — частота рассеянной волны.

Числитель выражения (3) является ограниченной функцией θ , φ и достигает максимального значения в плоскости $\sin \varphi = 0$. Слагаемое $p\beta^2/(1 - \cos \theta)$ в знаменателе во всей области изменения θ и β мало по сравнению со слагаемым в квадратных скобках (из-за малости поглощения). Поэтому в максимальные значения ψ наибольший вклад вносят значения углов и частот, при которых выражение, стоящее в квадратных скобках, обращается в нуль. Следовательно, максимум рассеянного излучения расположен в плоскости $\varphi = n\pi$ ($n = 0, \pm 1, \dots$) и достигается на безразмерной частоте

$$\beta_0 = \frac{\cos \alpha}{2a} - \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha}{4a^2} + \frac{b}{a}}. \quad (4)$$

Легко проверить, что обращение в нуль указанного слагаемого означает совместное выполнение двух условий: условия излучения ионно-звуковых волн с частотой $\omega_s = \mathbf{k} \mathbf{u}$ [$\text{Re } \varepsilon^i(\mathbf{k} \mathbf{u}, \mathbf{k}) = 0$] и условия когерентного рассеяния $(\omega_0 + \mathbf{k} \mathbf{u})^2 = \omega_s^2 + c^2(\mathbf{k} + \mathbf{k}_0)^2$. Следовательно, наличие максимума в выражении для сечения связано с рассеянием на ионно-звуковых волнах. Спектральная ширина этого максимума равна

$$\Delta \beta = 2\beta_0 \cos \alpha \left(-\frac{2p\beta_0 \cos \alpha}{\cos^2 \alpha + 4ab} \right)^{1/2} \quad (5)$$

и по порядку величины не превосходит \sqrt{p} . В выражении (5) нужно учесть, что $\beta_0 \cos \alpha < 0$.

Из формул (4), (5) можно определить значение угла θ_0 , под которым рассеяние максимально,

$$\cos \theta_0 = 1 - \frac{-1 + (1 + 4ab/\cos^2 \alpha)^{1/2}}{2a}, \quad (6)$$

и ширину максимума

$$\Delta \theta = \arccos \left[2\beta_0 \left(-\frac{2p\beta_0 \cos \alpha}{\cos^2 \alpha + 4ub} \right)^{1/2} + \cos \theta_0 \right] - \theta_0. \quad (7)$$

Для реализации такого рассеяния, как это видно из выражения (6), должно выполняться условие

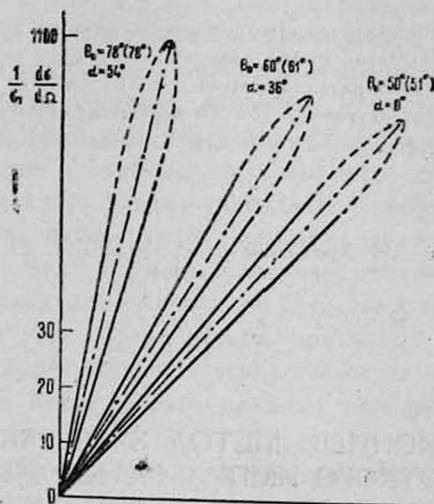
$$\cos^2 \alpha \geq b/2(1 + 2a). \quad (8)$$

Если при этом выполняется также неравенство

$$\cos^2 \alpha \leq b/(1 + a), \quad (9)$$

то рассеянное излучение направлено назад ($\cos \theta_0 < 0$). При углах $\cos^2 \alpha > b/(1 + a)$ рассеянное излучение направлено вперед ($\cos \theta_0 > 0$).

При значении угла падения $\alpha = 0$ соотношения (6)–(9) переходят в соответствующие результаты, полученные в работе [2].



Для иллюстрации на рисунке приведены полярные диаграммы сечений рассеяния, построенные на основании формулы (3) при значениях $\varphi = 0$, $2(k_0 r_{D_2})^2 = 1$, $2(s^2/u^2) = 0,5$, $m_i/m_0 = 2 \cdot 10^3$, $\alpha = 54^\circ$, 36° , 0° ; в скобках указаны значения угла θ_0 , рассчитанные по формуле (6). Как видно из приведенных диаграмм, формула (6) с достаточно хорошей точностью определяет значения угла рассеяния θ_0 , под которым сечение рассеяния максимально.

В заключение авторы благодарят Л. М. Горбунова за обсуждение полученных результатов.

1. Гинзбург В. Г., Цытович В. В. Переходное излучение и переходное рассеяние. Изд. Наука, М., 1984.
2. Горбунов Л. М., Матевосян Г. Г. Изв. вузов, Радиофизика, 20, 678 (1977).
3. Акопян Э. А., Матевосян Г. Г. Изв. вузов, Радиофизика, 24, 1312 (1981).
4. Пустовалов В. В., Силин В. П. Труды ФИАН, 61, 42 (1972).

ԿՈՒԵԿՏԻՎ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊԼԱՉՄԱՅՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԿՈՂՄԻՅ ԱՐՅԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱՆՔԻ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ

Է. Ա. ԱԿՈՊՅԱՆ, Գ. Գ. ՄԱՏԵՎՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է արտաքին լայնական էլեկտրամագնիսական ալիքի ցրումը պլազմայում շարժվող լիցքավորված մասնիկի վրա: Արտաքին ալիքը տարածվում է մասնիկի շարժման ուղղության նկատմամբ անկյան տակ: Ցույց է տրված, որ գոյություն ունի անկյուն, երբ ցրման կտրվածքը մաքսիմալ է:

THE INFLUENCE OF COLLECTIVE EFFECTS ON THE SCATTERING OF EXTERNAL ELECTROMAGNETIC WAVE ON A HEAVY CHARGED PARTICLE MOVING IN PLASMA

E. A. AKOPYAN, G. G. MATEVOSYAN

The scattering of transverse electromagnetic wave on a heavy charged particle moving in plasma is considered in the case when the wave propagates at an arbitrary angle to the direction of particle motion. On the basis of equations of nonlinear electrodynamics a general expression for the scattering cross-section is obtained. The value of scattering angle is found for which the cross-section is maximum.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 74—80 (1989)

УДК 539.182

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ЗАДЕРЖКИ ПРОБНОГО УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА ДОПЛЕРОВСКИ-УШИРЕННОМ ПЕРЕХОДЕ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

А. Ж. МУРАДЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 28 февраля 1987 г.)

Рассмотрена оптическая анизотропия в резонансной среде, индуцированная интенсивным импульсом ультракороткой длительности. Анизотропия зондируется пробным ультракоротким импульсом (УКИ), который в общем случае задержан во времени относительно интенсивного.