Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 617 – 619 *5 декабря 1971 г.*

"ПЕРЕХОДНОЕ УСКОРЕНИЕ" ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ГРАНИЦЫ С ИНВЕРТИРОВАННЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

В. П. Гаврилов, А. А. Коломенский

В связи с развитием квантовой радиофизики возникает вопрос о возможности передачи энергии от инвертированных сред непосредственно движущимся в них заряженным частицам. Ускорение частицы в таких средах за счет черенковского излучения рассматривалось в [1]. В настоящей работе мы хотели бы обратить внимание на возможность обращения так называемого переходного излучения [2], возникающего при переходе частицей границы вакуум – диэлектрик. Как будет показано, при пересечении границы вакуум – инвертированный диэлектрик вместо обычных потерь на излучение может возникнуть новый эффект передачи частице энергии, который можно назвать "переходным ускорением".

Взаимодействие заряженной частицы с диэлектрической средой описывается системой уравнений, состоящей из уравнений Максвелла и уравнения движения среды. В линейном приближении ($E \sim p$) для двухуровневой системы уравнение движения среды определяет диэлектрическую постоянную $\epsilon(\omega)$, входящую в уравнения Максвелла. Будем использовать для $\epsilon(\omega)$ выражение

$$\epsilon(\omega) = 1 \pm \frac{\omega_p^2}{\Omega^2 - \omega^2}, \qquad \omega_p^2 = \frac{8\pi d^2 N \Omega}{\hbar}, \tag{1}$$

где Ω – резонансная частота среды, N – число активных центров, d – электрический дипольный момент одного центра. Верхний и нижний знак в (1) соответствует нормальному и инвертированному состоянию среды.

Рассмотрим случай толстой пластинки, когда поля, появляющиеся при переходе ее границ, не интерферируют. Этот случай отличается простотой потому, что ввиду симметрии (справа и слева от пластинки одна и та же среда – вакуум) можно не учитывать макроскопической перенормировки массы частицы, как в случае одной границы [3, 4]. Пусть частица с зарядом e движется по нормали к пластинке со скоростью $v = \beta c$. Найдем работу поля над частицей W, применяя, например, метод аналогичный [5]. Отбрасывая члены, пропорциональные длине пути, от которой работа поля переходного излучения не должна зависеть, получаем выражение

$$W = 2\,\frac{ie^2}{\pi v^2}\int_{-\infty}^{\infty}\omega\,d\omega\int_0^{\kappa_0}\frac{(\epsilon-1)^2\left\{\left[\kappa^2+\frac{\omega^2}{v^2}(1-\beta^2-\beta^2\epsilon)\right]^2-\beta^2\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon\beta_1\beta_2\right\}\kappa^3 d\kappa}{\epsilon(\epsilon\beta_1+\beta_2)\left[\kappa^2+\frac{\omega^2}{v^2}(1-\beta^2)\right]^2\left[\kappa^2+\frac{\omega^2}{v^2}(1-\beta^2\epsilon)\right]^2}, \tag{2}$$

$$\beta_1 = \sqrt{\kappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}, \qquad \beta_2 = \sqrt{\kappa^2 - \epsilon\frac{\omega^2}{c^2}}. \tag{3}$$

Предел интегрирования κ_0 выбирается, как обычно, из условий применимости макроскопического рассмотрения (см., например, [6]). Два полюса дают вклад в величину интеграла (2): полюс первого порядка $\epsilon = 0$ и полюс второго порядка $\kappa^2 + \frac{\omega^2}{v^2}(1 - \beta^2\epsilon) = 0$. В области частот, по которой производится интегрирование, величина ϵ резко зависит от частоты, быстро возрастая для частот близких к Ω:

$$\epsilon = 1 \pm \frac{\omega_p^2}{\Omega^2 - \omega^2} \approx 1 \pm \frac{\omega_p^2}{2\Omega}\frac{1}{(\Omega - \omega)} \approx \pm\frac{\omega_p^2}{2\Omega}\frac{1}{(\Omega - \omega)}. \tag{4}$$

Учитывая эти замечания и выполняя интегрирование в (2), получаем

$$W = \mp\frac{e^2}{c}\frac{\omega_p^2}{\Omega}\left[\frac{\pi}{2\beta}\frac{1}{\sqrt{1 \pm \frac{\omega_p^2}{\Omega^2}}} + \frac{1}{5}(2 - \beta^2)\beta^3\right], \tag{5}$$

где верхний и нижний знаки соответствуют выражениям (1). Таким образом, в случае диэлектрика с нормальной заселенностью уровней частица, проходя пластинку, теряет энергию (верхний знак), а в случае инверсной заселенности приобретает энергию (нижний знак). Аналогичные явления возникают при пересечении частицей границы с парамагнетиком, находящимся в состоянии с отрицательной спиновой температурой.

Отметим, что за время пролета частицы через пластинку t она должна пройти путь больший, чем зона формирования излучения $z_ф$, и в то же время t должно быть значительно меньше τ – времени жизни уровней. Таким образом, толщина пластинки a должна удовлетворять неравенству

$$\tau\beta c >> a \geqslant z_ф = \frac{\Delta\beta}{1 - \epsilon\beta\cos\theta}. \tag{6}$$

Энергию, запасенную в активном веществе, можно отбирать более эффективно, пропуская частицу через несколько пластинок (стопку): если расстояние между соседними пластинками больше зоны формирования излучения, то на каждой из пластинок частица будет увеличивать свою энергию на одну и ту же величину. Другая возможность основана на когерентности, возникающей при пропускании достаточно малого сгустка частиц.

Для более точного рассмотрения задачи нужно использовать нелинейные уравнения, учитывающие изменение заселенности двухуровневой системы, взаимодействующей с заряженной частицей, пролетающей через границу с такой системой (в использованном нами линейном приближении заселенность уровней считается постоянной). Это нелинейное рассмотрение можно провести, используя, например, методику, изложенную в [7].

В заключение авторы выражают признательность Б.М.Болотовскому и В.Е.Пафомову за обсуждение результатов работы.

Физический институт
им П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 ноября 1971 г.

Литература

[1] В.Б.Красовицкий, В.И.Курилко. ЖЭТФ, 57, 864, 1969.

[2] В.Л.Гинзбург, И.М.Франк. ЖЭТФ, 16, 15, 1946.

[3] В.Н.Цытович. ЖЭТФ, 42, 457, 1962.

[4] Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527, 1959.

[5] В.Е.Пафомов. Труды ФИАН, 16, 94, 1964; 46, 28, 1969.

[6] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред гл. XII, Гостехиздат, 1957.

[7] В.Н.Цытович. Нелинейные эффекты в плазме гл. IV, Наука 1967.