Письма в ЖЭТФ, том 15, вып.7, стр. 437 – 440   5 апреля 1972 г.

О ДЕТЕКТИРОВАНИИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ ПО ОТКЛОНЕНИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ШЛЕЙФЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ, СОПРОВОЖДАЮЩЕМ ЧАСТИЦУ

М.И.Рязанов

1. Движущаяся в веществе частица непрерывно возбуждает атомы вещества, с которыми она сталкивается при движении. Последовательное возбуждение неподвижных атомов вдоль пути частицы эквивалентно движению за частицей "шлейфа" возбужденных атомов. Продольные размеры шлейфа определяются временем жизни τ возбужденно-

го состояния и для релятивистских частиц имеют макроскопическую величину. Поперечные размеры шлейфа для ультрарелятивистских частиц также имеют макроскопическую величину [1]. Таким образом, вслед за частицей с той же скоростью v движется шлейф возбужденных состояний, и это обстоятельство может быть использовано для регистрации частицы.

Диэлектрические свойства шлейфа возбуждений отличаются от диэлектрических свойств остального вещества. Это отличие существенно, например, для частот близких к разности энергий двух возбужденных состояний атома (молекулы) вещества $\omega_{21} = E_2 - E_1 (\hbar = c = 1)$. В этой области частот диэлектрическая проницаемость невозбужденного вещества ϵ не имеет собственных частот, а диэлектрическая проницаемость возбужденного вещества – имеет. Из-за различия диэлектрических проницаемостей и движения шлейфа плоская электромагнитная волна, проходя через шлейф возбуждений, отклоняется и меняет частоту, что и может быть использовано для измерения скорости частицы.

2. Макроскопические размеры шлейфа возбуждений и большая длина волны поля позволяют использовать для оценки эффекта макроскопическую электродинамику. Пусть $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}, t)$ – изменение поляризации возбужденного вещества по сравнению с невозбужденным, $\mathbf{j}$ – плотность тока движущейся частицы. Полное магнитное поле определится уравнением

$$\Delta \mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega) + \omega^2 \epsilon \mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega) + 4\pi \operatorname{rot} \mathbf{j}(\mathbf{R}, \omega) = 4\pi i \omega \operatorname{rot} \mathbf{P}_1(\mathbf{R}, \omega) . \quad (1)$$

В первом приближении пренебрежем возбуждением вещества, опустив правую часть в (1). Решение будет суммой собственного поля заряда в невозбужденном веществе $\mathbf{H}_1(\mathbf{R}, \omega)$ и поля падающей плоской волны $\mathbf{H}_0(\mathbf{R}, \omega)$. Второе приближение дает отклоненное поле $\mathbf{H}_2(\mathbf{R}, \omega)$

$$\Delta \mathbf{H}_2(\mathbf{R}, \omega) + \omega^2 \epsilon \mathbf{H}_2(\mathbf{R}, \omega) = 4\pi i \omega \operatorname{rot} \mathbf{P}_1^{\circ}(\mathbf{R}, \omega),$$

где при вычислении правой части пренебрегается величиной H_2.

Решая уравнение, нетрудно найти энергию, протекающую в телесный угол $d\Omega$ в интервале частот $d\omega (\mathbf{k} \equiv \mathbf{n}\, \omega\sqrt{\epsilon})$

$$d\mathcal{E}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\omega^2 d\omega d\Omega}{4\pi^2 \sqrt{\epsilon}} \left| \int e^{i\omega t} dt \int d^3 r\, e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \operatorname{rot} \mathbf{P}_1(\mathbf{r}, t) \right|^2 . \quad (2)$$

3. Изменение поляризации $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}, t)$ вызвано одновременным действием поля плоской волны $\mathbf{E}_0$, $\mathbf{H}_0$ и поля пролетающей частицы $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ на вещество, и в этом смысле представляет нелинейный эффект. Считая поля $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{E}_1$ малыми по сравнению с атомными полями, можно разложить поляризацию по степеням суммарного поля $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$, после чего $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}, t)$ запишется

$$\mathbf{P}_1(\mathbf{r}, t) = \chi \{ \mathbf{E}_0 E_1^2 + 2\mathbf{E}_1(\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_1) \} + \chi \{ \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_0^2 + 2\mathbf{E}_0(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_0) \} . \quad (3)$$

Нелинейная восприимчивость χ является такой же характеристикой вещества, как и диэлектрическая проницаемость ϵ; дисперсия приводит к зависимости χ от частот всех полей. Нелинейная восприимчивость χ изучалась теоретически и экспериментально в ряде работ [2, 3] и, вообще говоря, величина χ для данного вещества может быть найдена в независимом эксперименте. Отличие действующего на атом поля от среднего приводит к аномально большим значениям χ в веществах с большим коэффициентом преломления [2, 3].

При $E_1 >> E_o$ можно оставить только первое слагаемое в (3) и из (2) следует

$$d\mathcal{E}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\omega^2 d\omega d\Omega}{8\pi^3\sqrt{\epsilon(\omega)}} \chi^2 T \{ |Q(\mathbf{k} - \mathbf{k}_o)|^2 \delta(\omega - \omega_o - \mathbf{kv} + \mathbf{k}_o\mathbf{v}) + $$
$$+ |Q(\mathbf{k} + \mathbf{k}_o)|^2 \delta(\omega + \omega_o - \mathbf{kv} - \mathbf{k}_o\mathbf{v}) \}, \qquad (4)$$

где T – полное время взаимодействия,

$$Q(\mathbf{p}) = \pi^4 \int d^3s \left\{ [\mathbf{k}\,\mathbf{E}_o^o]\left(\mathbf{E}_1\left(\frac{\mathbf{p}-\mathbf{s}}{2}\right)\mathbf{E}_1\left(\frac{\mathbf{p}+\mathbf{s}}{2}\right)\right) + \left[\mathbf{k}\mathbf{E}_1\left(\frac{\mathbf{p}-\mathbf{s}}{2}\right)\right]\left(\mathbf{E}_o^o E_1\left(\frac{\mathbf{p}+\mathbf{s}}{2}\right)\right) + \right.$$
$$\left. + \left[\mathbf{k}\mathbf{E}_1\left(\frac{\mathbf{p}+\mathbf{s}}{2}\right)\right]\left(\mathbf{E}_o^o \mathbf{E}_1\left(\frac{\mathbf{p}-\mathbf{s}}{2}\right)\right)\right\},$$

$$\mathbf{E}_o(\mathbf{R}, t) = \mathbf{E}_o^o \cos(\mathbf{k}_o\mathbf{R} - \omega_o t);$$

$$E_1(\mathbf{q}) = \frac{ie}{2\pi^2}(\mathbf{v}(\mathbf{qv}) - \mathbf{q}\epsilon^{-1})(q^2 - (\mathbf{qv})^2\epsilon(\mathbf{qv})^{-1}.$$

При $E_1 << E_o$, можно оставить только второе слагаемое в (3) и

$$d\mathcal{E}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\omega^2 d\omega\, d\Omega}{\sqrt{\epsilon(\omega)}} \chi^2 T 2\pi^5 [\delta(\omega - \mathbf{kv}) 4 | [\mathbf{k}\,\mathbf{E}_1(\mathbf{k})]\,(\mathbf{E}_o^o)^2 + 2[\mathbf{k}\mathbf{E}_o^o] \times$$
$$\times (\mathbf{E}_o^o\,\mathbf{E}_1(\mathbf{k}))|^2 + \{\delta(\omega - 2\omega_o - \mathbf{kv} + 2\mathbf{k}_o\mathbf{v}) | [\mathbf{k}E_1(k - 2k_o)](E_o^o)^2 +$$
$$+ 2[kE_o^o](E_o^o E_1(k - 2k_o))|^2 + \delta(\omega + 2\omega_o - \mathbf{kv} - 2\mathbf{k}_o\mathbf{v}) | [\mathbf{k}\,\mathbf{E}_1(\mathbf{k} + 2\mathbf{k}_o)] \times$$
$$\times (\mathbf{E}_o^o)^2 + 2[\mathbf{k}\mathbf{E}_o^o](\mathbf{E}_o^o \mathbf{E}_1(\mathbf{k} + 2\mathbf{k}_o))|^2\}]. \qquad (4')$$

Существенно, что в (4) и (4') угол θ между направлением отклоненной волны $\mathbf{k}$ и скоростью $\mathbf{v}$ частицы жестко связан с частотой отклоненной волны ω

$$\cos\theta = \frac{1}{v\sqrt{\epsilon(\omega)}}\left(1 \mp \frac{\omega_0 - k_0 v}{\omega}\right) \quad \text{или} \quad \cos\theta = \frac{1}{v\sqrt{\epsilon(\omega)}}\left(1 \mp 2\frac{\omega_0 - k_0 v}{\omega}\right),$$

что дает возможность определить энергию частицы, измеряя угол отклонения волны данной частоты. В отличие от случая черенковского излучения, подбором значений k_0 и ω можно добиться того чтобы для любой скорости частицы угол отклонения лежал в благоприятной для измерения области.

4. Интенсивность отклоненной волны может быть существенно усилена, если использовать резонансный характер нелинейной восприимчивости. При этом может быть использован как упомянутый выше резонанс $\omega_0 = E_2 - E_1$, так и кратные (двухфотонные) резонансы [3]. Возможно также, в частности, использование того обстоятельства, что в знаменателе (4) содержатся выражения вида

$$\left|(k \pm 2k_0)^2 - (\omega \pm 2\omega_0)\epsilon(\omega \pm 2\omega_0)\right|^2,$$

так что интенсивность отклоненной волны увеличивается при малой величине этого выражения.

Интенсивность отклоненной волны растет с ростом напряженности поля E_0 падающей волны. Однако при этом растут и нелинейные эффекты, вызванные полем E_0 без участия частицы. Тем не менее, использование влияния дисперсии диэлектрической проницаемости позволяет ослабить ряд побочных нелинейных эффектов. Это связано с тем, что в процессах с участием собственного поля частицы всегда найдется компонента поля с таким волновым вектором, чтобы удовлетворить "условию синхронизма", а для нелинейных эффектов с плоскими волнами это условие далеко не всегда выполняется. Влияние фона релеевского рассеяния будет несущественно, если частота отклоненной волны ω не равна ω_0.

Подробное рассмотрение указанных вопросов будет приведено отдельно.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
25 февраля 1972 г.

Литература

[1] Н.Бор. Прохождение атомных частиц через вещество, М., 1950.

[2] I.A.Armstrong, N.Bloembergen, I.Ducuing, P.S.Pershan. Phys. Rev., 127, 1918, 1962.

[3] P.D.Maker, R.W.Terhune. Phys. Rev., 137, A801, 1965.