Доклады Академии наук СССР
1974. Том 215, № 4

УДК 539.12.2 *ФИЗИКА*

С. П. АНДРЕЕВ, М. И. РЯЗАНОВ

КОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА В ВОЗБУЖДЕННОМ РЕЗОНАНСНЫМ ПОЛЕМ ВЕЩЕСТВЕ

(Представлено академиком А. Б. Мигдалом 15 VI 1973)

1. Для возникновения излучения при равномерном движении заряда в веществе собственное поле заряда при взаимодействии с веществом должно трансформироваться в поперечные электромагнитные волны. В частности, в возбужденном веществе возможно комбинационное излучение, обусловленное комбинационным рассеянием собственного поля на возбужденных атомах вещества ([1]). В ([1]) была дана теория комбинационного излучения в средах с пространственно-однородным распределением возбужденных атомов. Если вещество возбуждается электромагнитным полем, необходимо учитывать также и пространственную неоднородность возбуждения. Цель настоящей работы — обратить внимание на существенное увеличение интенсивности комбинационного излучения при возбуждении вещества резонансным полем.

2. Пусть возбуждающее поле — суперпозиция двух плоских волн

$$\mathbf{E}_B(\mathbf{r},\ t)=\mathbf{E}_1\cos(\mathbf{k}_1\mathbf{r}-\omega_1 t+\varphi_1)+\mathbf{E}_2\cos(\mathbf{k}_2\mathbf{r}-\omega_2 t+\varphi_2),\quad \mathbf{E}_1\|\mathbf{E}_2, \tag{1}$$

и частота ω_1 совпадает с частотой перехода ω_{10} между основным состоянием атома $0(l=0,\ m=0)$ и первым возбужденным состоянием 1 ($l=1;\ m=0,\ \pm1$), частота ω_2 совпадает с частотой перехода ω_{20} между основным состоянием 0 и состоянием 2 ($l=1;\ m=0,\ \pm1$). Действие возбуждающего поля приводит к отличной от нуля заселенности состояний атома 0, 1 и 2. Действие на атом произвольного слабого электромагнитного поля

$$\mathbf{E}(\mathbf{R},t)=\int d\omega\,\mathbf{E}(\mathbf{R},\omega)e^{-i\omega t}$$

изменяет заселенность уровней атома, приводя к возникновению пропорционального этому полю дипольного момента $\mathbf{d}(\mathbf{R},\ t)$.

В области частот ω, близких к ω_{31}, $|\omega-\omega_{31}|\ll\omega$, Фурье-компонента индуцированного находящимся в точке $\mathbf{R}$ атоме дипольного момента имеет вид ($\mathbf{E}_1\|\mathbf{E}_2$!)

$$\mathbf{d}(\mathbf{R},\omega)=-i\frac{d_{13}d_{32}d_{20}d_{01}}{72\Omega^2}\mathbf{E}_1\left\{\frac{\mathbf{E}_2\mathbf{E}(\mathbf{R},\omega-\omega_{21}+2\Omega)}{\omega-\omega_{31}+\Omega}+\right.$$

$$\left.+\frac{\mathbf{E}_2\mathbf{E}(\mathbf{R},\omega-\omega_{21}-2\Omega)}{\omega-\omega_{31}-\Omega}-\mathbf{E}_2\mathbf{E}(\mathbf{R},\omega-\omega_{21})\frac{2(\omega-\omega_{31})}{(\omega-\omega_{31})^2-\Omega^2}\right\}, \tag{2}$$

где $\Omega^2={}^1/_{12}(d_{10}d_{01}E_1^2+d_{20}d_{02}E_2^2)$, d_{if} — матричные элементы модуля дипольного момента по радиальным волновым функциям атома.

Пренебрежение конечной энергетической шириной γ_i уровней энергии возбужденных состояний атома означает, что (2) справедливо при выполнении неравенств

$$|\omega-\omega_{31}|\gg\gamma_i,\quad \Omega\gg\gamma_i, \tag{3}$$

что требует достаточно сильных полей.

3. Если $\mathbf{E}(\mathbf{R}, t)$ — собственное поле движущегося заряда, то его действие на атом вызовет появление дипольного момента (2), играющего роль источника вторичного излучения. Это вторичное излучение возникает в результате комбинационного (частота излучения ω не совпадает с частотой поля $\mathbf{E}$ в (2)) рассеяния собственного поля, и поэтому суперпозиция вторичных полей от каждого атома является комбинационным излучением равномерно двужущегося заряда. Считая длину волны излучения большой по сравнению с атомными размерами, можно при определении поля комбинационного излучения усреднить по расположению атомов аморфного вещества. Энергия комбинационного излучения в телесный угол $d\Omega$ в интервал частот $d\omega$ от всех атомов вещества с направлением $\mathbf{n}=\mathbf{R}/R$ запишется ($\mathbf{k}=\mathbf{n}\omega\varepsilon^{1/2}$) как

$$d\mathscr{E}=\omega^4\varepsilon^{1/2}\,d\omega\,d\Omega\left|n_0\int d^3\mathbf{R}\,e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}}[\mathbf{n}\,\mathbf{d}(\mathbf{R},\omega)]\right|^2, \qquad (4)$$

где n_0 — число атомов в единице объема.

Подставив в (2) вместо $\mathbf{E}(\mathbf{R}, t)$ собственное поле равномерно движущегося заряда в виде

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r},t)=\int d^3\mathbf{q}\,\mathbf{E}_0(\mathbf{q})\exp\{i\mathbf{q}(\mathbf{r}-\mathbf{v}t)\},$$
$$\mathbf{E}_0(\mathbf{q})=\frac{ie}{2\pi^2\varepsilon}(\mathbf{v}(\mathbf{q}\mathbf{v})\varepsilon-\mathbf{q})\,(q^2-(\mathbf{q}\mathbf{v})^2\varepsilon)^{-1},\ \varepsilon=\varepsilon(\mathbf{q}\mathbf{v}), \qquad (5)$$

можно получить из (2) и (4) ($v^2\varepsilon<1$)

$$d\mathscr{E}=\frac{8\pi^5}{9}\frac{T\omega^4\,d\omega\,d\Omega\,\varepsilon^{1/2}|d_{13}d_{32}d_{20}d_{01}|^2}{|d_{10}|^2E_1{}^2+|d_{20}|^2E_2{}^2}(E_1{}^2-(\mathbf{n}\mathbf{E}_1)^2)\times$$
$$\times\mathbf{E}_2\mathbf{E}_0(\mathbf{k}+\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)|^2\left\{\frac{\delta(\omega+\omega_1-\omega_2-\mathbf{k}\mathbf{v}-\mathbf{k}_1\mathbf{v}+\mathbf{k}_2\mathbf{v}+2\Omega)}{(\omega-\omega_{31}+\Omega)^2}+\right.$$
$$+\frac{\delta(\omega+\omega_1-\omega_2-\mathbf{k}\mathbf{v}-\mathbf{k}_1\mathbf{v}+\mathbf{k}_2\mathbf{v}-2\Omega)}{(\omega-\omega_{31}-\Omega)^2}+$$
$$\left.+\frac{4(\omega-\omega_{31})^2\delta(\omega+\omega_1-\omega_2-\mathbf{k}\mathbf{v}-\mathbf{k}_1\mathbf{v}+\mathbf{k}_2\mathbf{v}}{[(\omega-\omega_{31})^2-\Omega^2]^2}\right\}, \qquad (6)$$

где T — полное время пролета заряда.

4. Существенно, что угол вылета комбинационного излучения жестко связан с его частотой. Действительно, входящие в (5) дельта-функции определяют угол ϑ между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{v}$ соотношением:

$$\cos\vartheta=\frac{1}{v\varepsilon^{1/2}}\left(1-\frac{\omega_2-\omega_1-\mathbf{v}(\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1)}{\omega}+\xi\frac{2\Omega}{\omega}\right). \qquad (7)$$

Подчеркнем, что хотя пренебрежение энергетическими ширинами γ_i возбужденных состояний и ограничивает рассмотрение неравенствами (3), из (6) следует, что максимумы интенсивности лежат в областях

$$\gamma_i\ll|\omega-\omega_{31}\pm\Omega|\ll\Omega,$$

которые при $\Omega\gg\gamma_i$ расположены далеко от линий поглощения, в области прозрачности.

Чтобы оценить величину интенсивности комбинационного излучения при $(\omega-\omega_{31}\pm\Omega)<\Omega$, можно сравнить (6) с интенсивностью $d\mathscr{E}_{\text{чер}}$ черенковского излучения в каком-либо веществе с $\varepsilon-1\sim1$. По порядку величины отношение интенсивностей равно

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{d\mathcal{E}_{\text{чер}}}\right) \sim (n_0 r_{\text{ат}}^3)^2 \frac{\omega_{\text{ат}}^2}{(\Delta\omega)^2}, \tag{8}$$

где $r_{\text{ат}}$ — размер порядка атомного, $\omega_{\text{ат}}$ — частота порядка атомных частот, $\Delta\omega$ — максимальная из величин $(\omega-\omega_{31}\pm\Omega)$, γ.

Из (6) следует, что в рассматриваемом случае точного резонанса между частотами полей подкачки и атомными частотами комбинационное излучение превышает интенсивность излучения Вавилова — Черенкова. В случае неточного резонанса величина $\Delta\omega$ в (8) не может быть меньше расстройки частоты возбуждающего поля. Поэтому основная трудность экспериментального наблюдения рассмотренного эффекта связана с подбором интенсивного светового поля и выбора вещества с возможно меньшей расстройкой возбуждающего поля.

Московский инженерно-физический
институт

Поступило
13 V 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *М. И. Рязанов*, ЖЭТФ, т. 48, 1490 (1965).