

## О ВОЗМОЖНОСТИ КОГЕРЕНТНОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

В.К.Ляпидевский, М.И.Рязанов

Показано, что создание когерентного сцинтиллятора в принципе возможно во внешнем резонансном электромагнитном поле.

1. Как показано в [1, 2], при действии электромагнитного поля на не очень плотное вещество могут быть созданы условия для когерентного высвечивания возбужденных быстрой частицей атомов вещества. В связи с этим представляет интерес выяснить, возможно ли создание когерентного сцинтиллятора на примесных атомах в плотном веществе, в котором примесные атомы излучали бы когерентно.

2. Рассмотрим в качестве примера вещество с примесными атомами (молекулами) выбрав их так, чтобы энергия возбуждения первого возбужденного уровня основного вещества совпала с энергией  $E_3$  третьего возбужденного уровня примесного атома (молекулы). Пусть в примесном атоме разрешены переходы между уровнями  $E_3$  и  $E_1$ ,  $E_3$  и  $E_0$ ,  $E_2$  и  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_0$  ( $E_3 > E_2 > E_1 > E_0$ ), но запрещены переходы  $3 \rightarrow 2$  и  $1 \rightarrow 0$ .

Следуя [2], чтобы обеспечить когерентное излучение от различных примесных атомов, наложим на вещество дополнительное электромаг-

нитное поле в виде суммы двух плоских волн

$$E(\mathbf{R}, t) = E_0 \{ \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{R} - \omega_0 t) + \text{к. с.} \} + E_1 \{ \exp(i\mathbf{k}_1 \mathbf{R} - \omega_1 t) + \text{к. с.} \} \quad (2.1)$$

выбрав частоты в виде  $\omega_0 = \omega_{21} \equiv E_2 - E_1$ ;  $\omega_1 = \omega_{31} \equiv E_3 - E_1$ .

Считая, что возбуждение атомов вещества обусловлено полем частицы

$$E_p(\mathbf{R}, t) = \int d^3q E_p(\mathbf{q}) \exp\{i\mathbf{q}\mathbf{R} - i\mathbf{q}vt\}; \quad E_p(\mathbf{q}) = \frac{ie}{2\pi^2\epsilon} \frac{v(\mathbf{q})\epsilon - q}{q^2 - (\mathbf{q}v)^2\epsilon} \quad (2.2)$$

можно из волнового уравнения получить уравнения для амплитуды заселенности  $b(\mathbf{R}, t)$  первого возбужденного уровня атома основного вещества

$$i \frac{\partial b_1(\mathbf{R}, t)}{\partial t} = -D_{10} E_p(\mathbf{R}, t) e^{i\Omega_{10}t} + \sum_b V(\mathbf{R} - \mathbf{R}_b) b_1(\mathbf{R}_b, t), \quad (2.3)$$

где  $V(\mathbf{R}_{ab})$  — потенциал резонансного диполь-дипольного взаимодействия, имеющий на далеких расстояниях вид

$$V(\mathbf{R}_{ab}) = -R_{ab}^{-3} \{ D_{10}^a D_{10}^b - 3(\mathbf{n}_{ab} D_{10}^a)(\mathbf{n}_{ab} D_{10}^b) \}; \quad \mathbf{R}_{ab} \equiv \mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b \equiv \mathbf{n}_{ab} |\mathbf{R}_{ab}| \quad (2.4)$$

и приводящий к передаче возбуждения от одного атома другому и тем самым к миграции возбуждения по веществу. Рассматривая один примесный атом в веществе можно написать уравнение для амплитуды заселенности  $a_3(\mathbf{R}, t)$  состояния  $E_3$  в виде

$$i \frac{\partial a_3(\mathbf{R}, t)}{\partial t} = -d_{30} E_p(\mathbf{R}, t) e^{i\omega_{30}t} + \left( \frac{d_{30}}{D_{10}} \right) \sum_b V(\mathbf{R} - \mathbf{R}_b) b_1(\mathbf{R}_b, t), \quad (2.5)$$

где  $d_{30}$  — матричный элемент перехода в примеси, а  $D_{10}$  — матричный элемент перехода в атоме основного вещества. В однородном веществе можно заменить суммирование по атомам интегрированием, после чего (2.3) и (2.5) решаются преобразованием Фурье по координатам и времени

$$b_1(\mathbf{q}, \omega) = - \frac{D_{10} E_p(\mathbf{q})}{\omega - n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{q})} \delta(\omega + \Omega_{10} - \mathbf{q}v), \quad (2.6)$$

где  $n_0$  — число атомов вещества в единице объема,

$$\omega a_3(\mathbf{q}, \omega) = -d_{30} E_p(\mathbf{q}) \delta(\omega + \omega_{30} - \mathbf{q}v) + n_0 (2\pi)^3 \frac{d_{30}}{D_{10}} V(\mathbf{q}) b_1(\mathbf{q}, \omega), \quad (2.7)$$

так что при  $\omega_{30} = \Omega_{10}$

$$a_3(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{1}{\omega} d_{30} E_p(\mathbf{q}) \frac{\omega - (1 - (d_{30}/D_{10}))n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{q})}{\omega - n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{q})} \delta(\omega + \omega_{30} - \mathbf{q}\mathbf{v}). \quad (2.8)$$

3. Переход  $3 \rightarrow 0$  в примесном атоме приводит к передаче возбуждения атомам основного вещества; без поля возможен переход  $3 \rightarrow 1$  с излучением кванта. Так как состояние  $E_1$  ортогонально исходному основному состоянию  $E_0$ , то такое излучение некогерентно. Под действием полей  $E_0$  и  $E_1$  происходят переходы  $3 \rightarrow 1$  и  $1 \rightarrow 2$ , после чего возможен переход  $2 \rightarrow 0$  с испусканием кванта  $\mathbf{k}, \omega$ . Конечное состояние примеси в этом случае основное, т. е. совпадает с начальным, что делает возможным когерентное излучение от различных примесных атомов. Из-за влияния возбужденных атомов основного вещества можно считать, что излучение кванта примесным атомом практически не меняет амплитуды заселенности  $a_3(\mathbf{R}, t)$  состояния  $E_3$ . Оставляя только резонансные слагаемые, можно записать уравнения для амплитуд заселенности  $a_2(\mathbf{R}, t)$  и  $a_1(\mathbf{R}, t)$  состояний  $E_2$  и  $E_1$  примесного атома в виде

$$i \frac{\partial a_2(\mathbf{R}, t)}{\partial t} = -d_{21} E_0 \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}) a_1(\mathbf{R}, t), \quad (3.1)$$

$$i \frac{\partial a_1(\mathbf{R}, t)}{\partial t} = -d_{12} E_0 \exp(-i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}) a_2(\mathbf{R}, t) - d_{13} E_1 \exp(-i\mathbf{k}_1 \mathbf{R}) a_3(\mathbf{R}, t)$$

откуда

$$a_2(\mathbf{R}, \omega) = \frac{(d_{21} E_0)(d_{13} E_1)}{\omega^2 - |d_{21} E_0|^2} a_3(\mathbf{R}, \omega) \exp[i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1)\mathbf{R}]. \quad (3.2)$$

Из (3.2) следует, что фурье-компонента индуцированного в примесном атоме дипольного момента в области частот  $\omega \approx \omega_{20}$  имеет вид

$$d(\mathbf{R}, \omega) = \frac{d_{02}(d_{21} E_0)(d_{13} E_1)}{(\omega - \omega_{20})^2 - |d_{21} E_0|^2} a_3(\mathbf{R}, \omega - \omega_{20}) \exp[i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1)\mathbf{R}]. \quad (3.3)$$

Суммарное магнитное поле, созданное примесными атомами, расположенными в точках  $\mathbf{R}_a$  определяется выражением ( $R \gg R_a, \mathbf{n} \equiv \mathbf{R}/R$ )

$$\mathbf{H}(\mathbf{R}, \omega) = R^{-1} \exp(i\omega \sqrt{\epsilon} R) \sum_a [nd(\mathbf{R}_a, \omega)] \exp(-i\mathbf{k} \mathbf{R}_a). \quad (3.4)$$

Когерентное излучение определяется средним полем. Считая распределение примесных атомов однородным с плотностью  $n_1$  можно получить усред-

ненное поле

$$H(\mathbf{R}, \omega) = R^{-1} \exp(i\omega \sqrt{\epsilon} R) \omega^2 \sqrt{\epsilon} n_1 (2\pi)^3 \frac{[nd_{02}](d_{21}E_0)(d_{13}E_1)}{(\omega - \omega_{20})^2 - |d_{21}E_0|^2} \times \\ \times a_3(\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0, \omega - \omega_{20}). \quad (3.5)$$

Подставив (2.8) в (3.5) можно получить выражение для энергии, излученной когерентно примесными атомами в интервале частот  $d\omega$  в направлении  $\mathbf{n}$  в телесный угол  $d\Omega$

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{n_1^2 \omega^4 \sqrt{\epsilon} T (2\pi)^5}{(\omega - \omega_{20})^2 + \gamma_2^2} \left| \frac{[nd_{02}](E_0 d_{21})(E_1 d_{13})(d_{30}E_p(\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0))}{\omega - \omega_{20} - |d_{21}E_0|^2} \right|^2 \times \\ \times \left| \frac{\omega - \omega_{20} - n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k} - \mathbf{k}_0)(1 - [d_{30}/D_{10}])}{\omega - \omega_{20} - n_0 (2\pi)^3 V(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k} - \mathbf{k}_0)} \right|^2 \times \\ \times \delta(\omega + \omega_1 - \omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v} + \mathbf{k}_0\mathbf{v} - \mathbf{k}_1\mathbf{v}), \quad (3.6)$$

где  $T$  — полное время пролета частицы,  $\gamma_2$  — ширина уровня  $E_2$ .

4. Как видно из (3.6), когерентное излучение сосредоточено вблизи частоты  $\omega_{20}$  и вблизи определяемого дельта-функцией угла вылета  $\theta$

$$\cos \theta = \frac{1}{v \sqrt{\epsilon}} \left\{ 1 - \frac{1}{\omega} (\omega_0 - \mathbf{k}_0\mathbf{v} - \omega_1 + \mathbf{k}_1\mathbf{v}) \right\}. \quad (4.1)$$

Это обстоятельство позволяет обнаружить когерентное излучение на фоне распределенного по широкой области углов некогерентного излучения возбужденных примесных атомов. Отметим, что при  $\omega_0, \omega_1 \rightarrow 0$  (4.1) переходит в известное выражение для угла вылета излучения [3] Вавилова — Черенкова, которое с микроскопической точки зрения также представляет когерентное высвечивание возбужденных частиц атомов вещества. Пределы применимости (3.6) ограничены достаточно большими полями  $E_0$  и  $E_1$ , чтобы за время жизни состояния  $\gamma_2^{-1}$  поле успевало резонансно перебросить электрон в другое состояние.

Из сказанного вытекает, что создание когерентного сцинтиллятора в принципе возможно в резонансном внешнем поле. Его создание позволило бы увеличить интенсивность и уменьшить время высвечивания. При этом открываются интересные возможности управления свойствами сцинтиллятора путем изменения поля.

Московский  
инженерно физический институт

Поступила в редакцию  
22 июля 1980 г.

### Литература

- [1] М.И.Рязанов. Письма в ЖЭТФ, 15, 437, 1972.  
[2] М.И.Рязанов. ЖЭТФ, 65, 123, 1973.  
[3] И.Е.Тамм, И.М.Френк. ДАН СССР, 14, 107, 1937.