Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 134 – 137 *5 августа 1970 г.*

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ИЗ ВОЗБУЖДЕННЫХ И НЕВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ

Е.И.Штырков

В связи с развитием прикладной голографии большое значение имеет малоинерционная запись и восстановление волновых фронтов света. Однако, имеющиеся в настоящее время голографические приемники обладают большой инерционностью вследствие значительного временного интервала между конечными ступенями голографического процесса. Поэтому большой интерес представляет возможность сокращения этого интервала путем использования явления резонансного поглощения в веществах с малым временем релаксации. Переводя атомы из нижнего состояния резонансного перехода в верхнее, можно создать пространственное распределение коэффициента поглощения.

В частном случае это можно экспериментально осуществить, например, помещая резонансную среду в место пересечения двух пучков когерентного света $E_1 \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}_1\mathbf{r})\}$ и $E_2 \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}_2\mathbf{r}\}$ с плоскими фронтами и волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$. Усредненное по времени значение спектральной плотности излучения в месте пересечения пучков из-за интерференции будет иметь вид

$$\rho_\nu = \frac{\epsilon}{8\pi}[(E_1^2 + E_2^2) + E_1E_2\exp\{-j(\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1)\mathbf{r}\} + E_1E_2\exp\{j(\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1)\mathbf{r}\}], \quad (1)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды. Чтобы найти зависимость коэффициента поглощения от ρ_ν воспользуемся вероятностным методом расчета заселенностей уровней [1] и предположим, что верхнее состояние в двухуровневой системе заселяется путем поглощения, а разрушение происходит спонтанно, вынужденно и безызлучательным образом. Считая импульс света прямоугольным с длительностью $\tau_и$, можно получить в первом приближении пространственное распределение спектрального коэффициента поглощения в виде

$$K_\nu = -\sigma_{21}N_0\frac{g_2}{g_1}\left[\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right)\frac{B_{21}(\nu)\rho(1-\exp A\tau_u)}{A} - 1\right], \quad (2)$$

где σ_{21} – сечение поглощения, N_0 – концентрация атомов в основном состоянии до облучения, $\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu$ – плотность излучения, g_1 и g_2 – статистические веса уровней

$$A = B_{21}(\nu)\rho\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right) + A_{21} + d_2,$$

A_{21}, $B_{21}(\nu)$ – спектральные коэффициенты Эйнштейна, d_2 – вероятность безызлучательного разрушения верхнего состояния.

Из этого выражения видно, что коэффициент поглощения будет пространственно промодулирован по закону (1) лишь в случае независимости A от ρ. Этого можно всегда добиться путем ограничения ρ и подбора среды с большой вероятностью разрушения верхнего состояния. Распределение (2) существует лишь в течение времени релаксации среды. Поэтому любой восстанавливающий луч света той же частоты ω, падающий на эту среду до окончания релаксации,будет пространственно промодулирован и в его спектре появятся новые пространственные частоты. В случае $K_\nu D < 1$, где D – толщина образца, восстанавливающий луч с комплексной амплитудой $E_b\exp\{-j\mathbf{k}_b\mathbf{r}\}$ выходя из среды будет иметь вид

$$E_x = E_b\exp\{-j\mathbf{k}_b\mathbf{r}\}(K_\nu D). \quad (3)$$

Подбирая соответствующую среду и ограничивая плотность падающего излучения в соответствии с условием

$$B_{21}(\nu)\rho\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right) \ll A_{21} + d_2, \quad (4)$$

волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$. Усредненное по времени значение спектральной плотности излучения в месте пересечения пучков из-за интерференции будет иметь вид

$$\rho_\nu = \frac{\varepsilon}{8\pi}\left[(E_1^2 + E_2^2) + E_1E_2\exp\{-j(\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1)\mathbf{r}\} + E_1E_2\exp\{j(\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1)\mathbf{r}\}\right], \tag{1}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость среды. Чтобы найти зависимость коэффициента поглощения от ρ_ν воспользуемся вероятностным методом расчета заселенностей уровней [1] и предположим, что верхнее состояние в двухуровневой системе заселяется путем поглощения, а разрушение происходит спонтанно, вынужденно и безызлучательным образом. Считая импульс света прямоугольным с длительностью τ_u, можно получить в первом приближении пространственное распределение спектрального коэффициента поглощения в виде

$$K_\nu = -\sigma_{21}N_0\frac{g_2}{g_1}\left[\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right)\frac{B_{21}(\nu)\,\rho\,(1-\exp A\,\tau_\nu)}{A} - 1\right], \tag{2}$$

где σ_{21} – сечение поглощения, N_0 – концентрация атомов в основном состоянии до облучения, $\rho = \int\limits_0^\infty \rho_\nu d\nu$ – плотность излучения, g_1 и g_2 – статистические веса уровней

$$A = B_{21}(\nu)\,\rho\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right) + A_{21} + d_2\ ,$$

A_{21}, $B_{21}(\nu)$ – спектральные коэффициенты Эйнштейна, d_2 – вероятность безызлучательного разрушения верхнего состояния.

Из этого выражения видно, что коэффициент поглощения будет пространственно промодулирован по закону (1) лишь в случае независимости A от ρ. Этого можно всегда добиться путем ограничения ρ и подбора среды с большой вероятностью разрушения верхнего состояния. Распределение (2) существует лишь в течение времени релаксации среды. Поэтому любой восстанавливающий луч света той же частоты ω, падающий на эту среду до окончания релаксации,будет пространственно промодулирован и в его спектре появятся новые пространственные частоты. В случае $K_\nu D < 1$, где D – толщина образца, восстанавливающий луч с комплексной амплитудой $E_b\exp\{-j\mathbf{k}_b\mathbf{r}\}$ выходя из среды будет иметь вид

$$E_x = E_b\exp\{-j\mathbf{k}_b\mathbf{r}\}(K_\nu D). \tag{3}$$

Подбирая соответствующую среду и ограничивая плотность падающего излучения в соответствии с условием

$$B_{21}(\nu)\,\rho\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right) \ll A_{21} + d_2\ , \tag{4}$$

из выражений (1), (2) и (3) можно убедиться, что в пространственном спектре выходящего из среды восстанавливающего излучения будут присутствовать плоские волны с комплексными амплитудами

$$E_x \sim \exp\{-i\,\mathbf{k}_b\mathbf{r}\};\quad \exp\{-i(\mathbf{k}_b+\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1)\mathbf{r}\};\quad \exp\{-i(\mathbf{k}_b-\mathbf{k}_2+\mathbf{k}_1)\mathbf{r}\}. \tag{5}$$

Если направление восстанавливающего пучка совпадает с направлением первого пучка ($\mathbf{k}_b = \mathbf{k}_1$), то рассеяние его будет происходить в направлении $\mathbf{k}_2$ и $2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$.

Аналогично, в случае $\mathbf{k}_b = \mathbf{k}_2$ рассеяние будет происходить в направлениях $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_1$. В этих направлениях будут рассеиваться и сами пучки, создающие распределение (2), так как длительность излучения для лазеров с модулящией добротности больше интервала времени, в течение которого формируется его распределение (2). По-видимому, этим можно объяснить рассеяние, которое наблюдал автор работы [2] в растворе криптоцианина.

Нами была исследована возможность обнаружения рассеяния в твердых телах: стекле КС-19 и в селене. Эти вещества обладают, во-первых, большими значениями сечения поглощения и вероятности безызлучательного разрушения верхних состояний, что позволяет без труда удовлетворить условию (4). В эксперименте применялся рубиновый лазер с модулящией добротности, внутрь резонатора которого помещалась диафрагма с целью выделения одной поперечной моды. Для получения системы пересекающихся когерентных пучков была применена схема интерферометра Маха – Цендера.

На рис. 1 (см. вкл.) представлена картина рассеяния пучков 1 и 2 на резонансной среде РС, соответственно в направлениях $2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ (112 означает рассеяние первого пучка на структуре 12) и $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ (212 – рассеяние второго пучка на структуре 12).

Более сложная картина наблюдается при пересечении трех когерентных пучков (рис. 2,*а* (см. вкл.)). Пучки 112, 212, 113, 313, 223, 323 легко интерпретируются как рассеяние каждого из пучков на им же созданной структуре. Пучки же *x*, *y*, *z* могут состоять из двух пучков соответствующих взаимному рассеянию каждого из первоначальных пучков на решетке созданной двумя другими пучками. Иначе *x* состоит из дифрагированных пучков 213 и 312, *y* из 123, и 213, а *z* из 123 и 312. Это легко проверить, если задержать третий луч на время, большее времени когерентности излучения лазера. В этом случае (рис. 2,*б*) третий луч не участвует в образовании периодических структур 13 и 23, но рассеивается на структуре 12. Появление вторых порядков дифракции (рис. 2,*б*) 212 и 112, по-видимому, связано с вкладом в рассеяние экспоненциального члена в выражении (2) при больших значениях плотности излучения. Интенсивность рассеяния обратно зависит от величины угла между интерферирующими пучками. При углах более 3° нам вообще не удалось обнаружить рассеяние. Интенсивность падает также с увеличением задержки третьего луча из-за разрушения периодической структуры, время жизни которой в стекле КС-19 оказалось примерно равным 50 *нсек*. Время релаксации может быть более точно измерено, если применять высокоскоростную фотоэлектрическую аппаратуру.

Поступила в редакцию
19 июня 1970 г.

Литература

[1] Методы расчета оптических квантовых генераторов, т. 1, Наука и техника, Минск, 1966.

[2] H.J.Gerritsen. Appl. Phys. Lett., 10, 239, 1967.