

ВТОРОЙ (КВАНТОВЫЙ) ПОРОГ ЛАЗЕРА¹⁾

А.Н.Ораевский

Показано, что квантовая природа электромагнитного излучения обуславливает существование двух пороговых значений коэффициента усиления. Превышение первого из них приводит к экспоненциальному некогерентному нарастанию числа фотонов в резонаторе. При превышении второго начинается формироваться когерентное поле.

Развитие экспериментальной техники обусловило интерес к тонким явлениям, происходящим при резонансном взаимодействии электромагнитного поля с веществом в резонаторе. Совокупность этих эффектов получила название "квантовой электродинамики в резонаторе". Теоретическое рассмотрение ряда из них проведено много лет назад¹⁻³, но нашло экспериментальное подтверждение лишь в последние годы^{4, 5}.

В данной заметке рассматривается эффект, связанный с квантовой электродинамикой в резонаторе.

Один из возможных подходов к описанию динамики лазеров основан на использовании гайзенберговских уравнений для операторов поля и вещества^{6, 7}. В адиабатическом приближении, когда времена релаксации для динамических переменных, описывающих активную среду лазера, являются малыми в сравнении с временем жизни фотонов в резонаторе, динамику лазера можно описать с помощью одного уравнения для оператора уничтожения фото-

¹⁾ Сообщение, сделанное 12 декабря 1989 г. в Звенигороде на расширенном заседании секции "Лазерные люминофоры" Научного совета АН СССР "Люминесценция и развитие ее применений в народном хозяйстве".

$$\frac{da}{dt} = (\kappa - \gamma)a - \frac{\kappa}{4n_s}(ac + ca) + F, \quad (1)$$

где κ — линейный коэффициент усиления лазера, γ — коэффициент затухания поля в резонаторе, $c = a^+a + aa^+$, n_s — насыщающее число фотонов — параметр, характеризующий силу взаимодействия электромагнитного поля с веществом, F — оператор флуктуационных сил.

Из (1) следует уравнение для оператора $n = a^+a$:

$$\frac{dn}{dt} = 2(\kappa - \gamma)n - 2\kappa \frac{n^2}{n_s} + F^+a + Fa^+. \quad (2)$$

Видно, что если $\kappa > \gamma$, то среднее число фотонов в резонаторе будет нарастать во времени, причем в начале процесса нарастание носит экспоненциальный характер: $\kappa > \gamma$ — обычное пороговое условие для лазера.

Выразив оператор c через оператор числа фотонов, уравнению (1) можно придать форму:

$$\frac{da}{dt} = (\kappa - \gamma)a - \frac{\kappa}{n_s}(n+1)a + F. \quad (3)$$

Из этого уравнения видно, что при $\gamma < \kappa < \gamma n_s / (n_s - 1)$ когерентное поле, описываемое средним значением оператора a , формироваться не будет, так как среднее значение флуктуационного оператора F равно нулю. Значит, в этом случае генерируемое лазером поле будет иметь статистику, отличную от статистики когерентного поля.

Таким образом, лазер имеет два порога: $\kappa_1 = \gamma$ и $\kappa_2 = \gamma n_s / (n_s - 1)$. Второй порог имеет чисто квантовую природу: он обязан своим происхождением некоммутативности операторов a^+ и a .

В обычном лазере $n_s \gg 1$, так что различия между κ_1 и κ_2 практически не существует. Однако этот эффект может оказаться заметным для квантового генератора, возбуждаемого малым числом атомов ⁴. Например, при $n_s = 10$ различие между κ_1 и κ_2 достигает 10%, что уже вполне контролируемо экспериментально. Для пучкового квантового генератора $n_s = \hbar(8\pi \times \times \omega \mu^2 \tau^2)^{-1}$, где μ — дипольный момент резонансного перехода в атоме, ω — резонансная частота этого перехода, τ — время пролета атома через резонатор. При $\tau = 10^{-4} - 10^{-6}$ с, для ридберговского перехода с главным квантовым числом порядка $10 n_s$ находится в пределах десятка фотонов.

Для наблюдения рассмотренного двухпорогового режима необходима низкая температура стенок резонатора, чтобы средняя тепловая энергия теплового излучения в резонаторе была меньше $\hbar\omega$. Заметим, что пучок атомов, находящихся на нижнем из двух резонансных уровней, может охлаждать резонатор, резонансно поглощая тепловое излучение.

В работе ⁸ ставился вопрос о возможности генерации лазером некогерентного излучения, но при этом утверждалось, что лазер генерирует когерентное поле только в том случае, когда накачка создает не только инверсную населенность, но и начальную поляризацию активных частиц. В отсутствие начальной поляризации, согласно ⁸, лазер всегда генерирует некогерентное излучение. Но уравнение (1) показывает, что при $\kappa > \kappa_2$ рождается когерентное поле ($\langle a \rangle \neq 0$) без всякой начальной поляризации. Это отмечалось еще в работе ⁹.

Литература

1. Purcell E.M. Phys. Rev., 1946, 69, 687.
2. Bloembergen N., Pound R.V. Phys. Rev., 1954, 95, 8.

3. Бункин Ф.В., Ораевский А.Н. Радиофизика, Изв.: ВУЗ, 1959, 2, 181.
4. Rempe G. et al. Quant. optics, Uston, Sept., 1985, 19–26, 144.
5. Rempe G et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 353.
6. Ораевский А.Н. Молекулярные генераторы. М.: Наука, 1964.
7. Хакен Г. Лазерная светодинамика. М.: Мир, 1988.
8. Быков В.П., Шепелев Г.В. КЭ, 1982, 9, 1844.
9. Амелькин С.В. и др. КЭ, 1984, 11, 31.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 февраля 1990 г.
