

ВТОРОЙ ПОРОГ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ – ВОЗНИКНОВЕНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ

В.П.Быков

В работе обсуждается новый физический эффект – второй порог лазерной генерации, при котором в излучении лазера устанавливается когерентность. При этом напряженность поля лазерного излучения нарастает до значения, соответствующего когерентному состоянию при скорости накачки, большей порогового значения. При скорости накачки большей второго порога лазерное излучение находится в состоянии близком к когерентному. В области между двумя порогами состояние лазерного излучения существенно квантовое, далекое от когерентного. Найдено положение второго порога и его зависимость от величины суперпозиции в состоянии активных атомов, т.е. от примеси в нем нижнего рабочего состояния.

В работах Скалли–Лэмба^{1,2} установлено затухание среднего значения электрического поля при лазерной генерации. В рассмотренных ими условиях это приводит к возникновению выше порога макроскопического квантового состояния, далекое от когерентного, со средней напряженностью поля, близкой к нулю, при неравной нулю энергии поля^{4,5}. Ниже показано, что напряженность поля нарастает до своего классического значения (как в когерентном состоянии) при некоторых значениях скорости накачки, больших порогового. Поскольку напряженность поля определяет когерентные свойства излучений, то это значение скорости накачки можно назвать вторым порогом, при котором в лазере устанавливается когерентность. Неклассичность лазерного излучения вблизи порога отмечена в^{3,4}, его переход к классическому состоянию (второй порог) обсуждался в⁵.

В данной работе в рамках подхода Скалли–Лэмба учтена возможность для активных атомов в начальный момент их взаимодействия с полем находиться в суперпозиционном состоянии

$$|\Psi\rangle = \beta|b\rangle + \gamma|g\rangle, \quad (|\beta|^2 + |\gamma|^2 = 1, \quad \Psi = \arg(\beta^*\gamma), \quad \epsilon = |\beta^*\gamma|), \quad (1)$$

где $|b\rangle, |g\rangle$ – верхнее и нижнее рабочие состояния активного атома; при этом взаимодействие этих атомов с полем учтено во всех порядках теории возмущений в приближении вращающегося поля. В этом случае пороговая скорость накачки v_0 (число активных атомов, взаимодействующих с полем в единицу времени) определяется условием

$$v_0(|\beta|^2 - |\gamma|^2) = C/(RT)^2, \quad (2)$$

где C – коэффициент затухания поля, обусловленный потерями, R – константа взаимодействия атомов с полем и T – время поперечной релаксации. Число фотонов n_0 в резонаторе при превышении накачкой порогового значения ($v > v_0$) определяется уравнением

$$v(|\beta|^2 - |\gamma|^2) \sin^2(RT\sqrt{n_0}) = Cn_0. \quad (3)$$

Вблизи порога ($\delta v = v - v_0 \ll v_0$) число фотонов просто пропорционально превышению скорости накачки над пороговым значением

$$n_0 = 3\delta v/C. \quad (4)$$

Среднее значение оператора уничтожения вблизи порога определяется уравнением

$$d\langle a \rangle / dt = -\mu_0 \langle a \rangle + \epsilon RT \sum_j e^{i\psi_j} \delta(t - t_j). \quad (5)$$

где индекс j нумерует активные атомы и $\mu_0 = C/4\pi n_0$ — константа затухания поля, определенная в ^{1, 2}. В отличие от ^{1, 2} в уравнении для поля (5) имеются источники — второй член в правой части — и поле теперь имеет некоторое статистически стационарное значение, не равное нулю. Иногда этими источниками пренебрегают на том основании, что они приводят к сумме многих синусоид со случайными фазами, которые гасят друг друга как раз из-за случайности их фаз. Однако следует отметить, что с одной стороны сложение большого числа синусоид со случайными фазами не приводит к полному их погашению; фактически амплитуда поля при их сложении растет пропорционально корню квадратному из числа складываемых синусоид (обстоятельство, известное со времен Рэлея). С другой стороны, второй член в правой части (5) является единственным источником поля в этом уравнении и поэтому им нельзя пренебрегать. Можно показать, что с точностью до множителя порядка единицы среднеквадратичное значение ополя равно $\langle E(t) \rangle_{\text{ср.кв.}} \approx \epsilon E_0$, где E_0 — значение поля в когерентном состоянии. Т.е. вблизи порога при учете суперпозиционных состояний активных атомов поле, хотя и становится макроскопическим по своему характеру, но не нарастает до классического значения, т.к. $\epsilon \ll 1$.

Активные атомы в состоянии (1) обладают некоторой фазой φ_j . При достаточно большом превышении скорости накачки над порогом необходимо учитывать возникающую асимметрию по накачке между атомами синфазными с уже имеющимся полем и атомами противофазными ему. Противофазные атомы быстрее отдают свою энергию в излучение, чем синфазные. При этом за время T формируется разность населенностей

$$\Delta|\beta|^2 = \sqrt{2}\epsilon^2 RT\sqrt{n_0} \quad (6)$$

таких атомов. Это означает, что в противофазных атомах примесь нижнего состояния больше, чем в синфазных. Напомним, что в лазерах время жизни нижнего уровня меньше, чем верхнего. Поэтому противофазные активные атомы будут быстрее выходить из взаимодействия с полем, чем синфазные. В результате при случайных изменениях фазы, обусловленных поперечной релаксацией в среде (например, столкновениями с фононами), в лазерах формируется постоянный поток от синфазных атомов к противофазным

$$\Delta v \approx \frac{1}{2} v \Delta|\beta|^2 \zeta, \quad (7)$$

где

$$\zeta = (T_\beta - T_\gamma)/(T_\beta + T_\gamma) \quad (8)$$

и T_β, T_γ — времена жизни верхнего и нижнего рабочих состояний.

Таким образом скорость накачки противофазными атомами оказывается несколько большей, чем синфазными, т.е. скорость накачки зависит от относительной фазы атом—поле

$$v(\varphi) \approx v(1 + \frac{1}{4} \Delta|\beta|^2 \zeta \sin \varphi). \quad (9)$$

Тогда среднее поле в представлении взаимодействия равно

$$\langle E \rangle = \alpha \epsilon RT \sqrt{n_0} E_0 \left[\int_{-\infty}^t dt' \frac{(-i)}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\omega + \mu_0(t'-t)} (1 + \frac{1}{4} \Delta|\beta|^2 \zeta \sin \varphi) + \text{к.с.} \right] = \alpha \zeta (2e^2 n_0)^{3/2} E_0, \quad (10)$$

где $\alpha \approx 1$. Максимальное значение множителя ζ равно единице (при $T_\gamma \ll T_\beta$) и далее оценки даются именно для этого значения ζ , хотя в некоторых случаях этот множитель может быть малым.

Квадрат среднего значения поля равен

$$\langle E \rangle^2 = 8\alpha^2 \zeta^2 \epsilon^6 n_0^3 E_0^2. \quad (11)$$

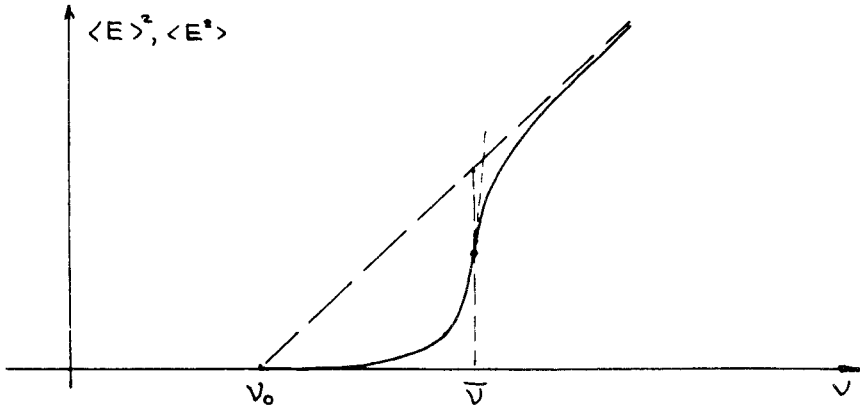
Поскольку для когерентного состояния (учитывая (4))

$$E_0^2 \approx \langle E^2 \rangle = Dn_0 = D'\delta v \quad (D' = 3D/C), \quad (12)$$

то

$$\langle E \rangle^2 = D''(\delta v)^4 \quad (D'' = 648D\alpha^2 \zeta^2 \epsilon^6 / C^4). \quad (13)$$

Зависимость (13), определенная по теории возмущений, когда $\langle E \rangle^2 \ll \langle E^2 \rangle$, при нарастании скорости накачки изменяет свой характер, так как с ростом $\langle E \rangle^2$ эта величина остается меньше $\langle E^2 \rangle$, а относительная разность этих величин убывает. Поэтому на зависимости $\langle E^2 \rangle$ от $\delta v = v - v_0$ имеется точка перегиба (рисунок) при $v = \bar{v}$, которую можно определить, как второе пороговое значение скорости накачки (второй порог), при котором поле нарастает до своего классического значения и в лазере таким образом возникает когерентность. Фактически нарастание поля происходит в узкой области скоростей накачки вблизи значения $v = \bar{v}$ и второй порог таким образом несколько размыт. Так как вычисление зависимости $\langle E \rangle^2$ от n_0 и, соответственно, от δv основано на теории возмущений, то точное определение положения \bar{v} пока невозможно и приближенно второй порог определим, как место пересечения (12) и (13)



Зависимость $\langle E \rangle^2$ (сплошная линия) и $\langle E^2 \rangle$ (пунктир) от скорости накачки v ; v_0 — первый порог, \bar{v} — второй порог

(рисунок); это эквивалентно тому, что коэффициент при E_0 в (10) равен единице и тогда пороговое значение накачки определится условием

$$n_0 = \bar{n}_0 = 1/2\epsilon^2 \quad \text{или} \quad \delta \bar{v} = \bar{v} - v_0 = C/6\epsilon^2. \quad (14)$$

Поскольку экспериментальное определение ϵ пока отсутствует, дадим две оценки; при $\epsilon^2 = 10^{-4}$, $n_0 = 2 \cdot 10^3$, что в типичных лазерных условиях соответствует мощности $W = 6 \cdot 10^9$ вт; соответственно, при $\epsilon^2 = 10^{-10}$, $n_0 = 2 \cdot 10^9$ и $W = 6 \cdot 10^3$ вт.

Таким образом активные атомы, находящиеся в суперпозиционном состоянии, являются источниками напряженности поля в лазерах и приносят в них когерентность — активная среда лишь увеличивает степень этой когерентности. Нарастание поля до классического значения определяется различной эффективностью синфазных и противофазных активных атомов.

В области накачек между первым и вторым порогом поле излучения находится в существенно квантовом состоянии⁴, когда напряженность поля близка к нулю при не равной ну-

лю энергии поля. При экспериментальном исследовании припороговой области желательно определить зависимость квадрата средней напряженности поля $\langle E \rangle^2$ от скорости накачки ν и сравнить ее с зависимостью $\langle E^2 \rangle$ от ν . Качественно эти зависимости показаны на рисунке.

Автор признателен Ф.В.Бункину за полезные обсуждения.

Литература

1. *Scully M., Lamb W.E.* Phys. Rev., 1967, 159, 208.
2. *Скалли М.* Квантовая теория лазера – проблема неравновесной статистической механики. В кн.: Квантовые флуктуации излучения лазера. М.: Мир, 1974, с. 86–142.
3. *Быков В.П., Шепелев Г.В.* Депонировано в ВИНТИ, 2036, 1981.
4. *Быков В.П., Шепелев Г.В.* Квантовая электрон., 1982, 9, 1844.
5. *Быков В.П., Шепелев Г.В.* Излучение атомов вблизи материальных тел. М.: Наука, 1986, гл. 6.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 февраля 1990 г.
