

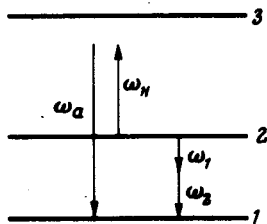
О МЯГКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ВЫНУЖДЕННОГО ДВУХФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г.М.Крочик, Ю.Г.Хронопуло

Предлагается осуществить мягкое возбуждение двухфотонного лазера с помощью четырехволнового параметрического процесса. В качестве рабочего вещества могут быть использованы пары. Приведены оценки параметров лазера в различных режимах.

1. Проблема создания лазера на основе вынужденного двухфотонного излучения (ВДИ), т. е. двухфотонного лазера (ДФЛ), обсуждалась

около десяти лет назад [1—4]. Сечение ВДИ на частотах ω_1, ω_2 ($\omega_1 + \omega_2 \approx \omega_{21}$), где ω_{21} — частота перехода между уровнями с инвертированными населенностями) пропорциональна интенсивностям волн $\mathcal{E}_2(\omega_2), \mathcal{E}_1(\omega_1)$. Поэтому для возбуждения ДФЛ требуется некоторая пороговая интенсивность внешнего источника на частоте ω_1 или ω_2 , после действия которого система может излучать обе частоты ω_1 и ω_2 (жесткий запуск ДФЛ [3]).



Мы здесь обсудим мягкое возбуждение ДФЛ с помощью четырехволнового процесса, схема которого изображена на рисунке¹⁾. Как известно, в таком случае возникает параметрическое (зависящее от фаз полей) взаимодействие между волнами $\mathcal{E}_H(\omega_H), \mathcal{E}_a(\omega_a), \mathcal{E}_{1,2}$, являющееся следствием интерференции амплитуд вероятностей двухфотонных процессов — антистоксова ВКР' и ВДИ. Сечение ВДИ при этом будет содержать составляющую, пропорциональную $\mathcal{E}_H \mathcal{E}_a$. Очевидно, в этом случае $\mathcal{E}_H \mathcal{E}_a$ играет роль интенсивности запускающего поля и, таким образом, ВДИ можно возбудить, осуществляя антистоксово ВКР' из возбужденного состояния. Отметим, что последний процесс экспериментально осуществлен в парах атомарного иода [5].

Предлагаемый способ мягкого возбуждения ВДИ позволяет осуществить 1) чисто параметрическое преобразование энергии накачки в энергию полей $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$, когда после прекращения действия накачки прекращается и генерация на частотах $\omega_{1,2}$; 2) мягкий запуск ДФЛ, когда ВДИ продолжается и после действия импульса запускающего поля \mathcal{E}_H ; 3) в последнем режиме при $\omega_1 = \omega_2$ в редких газообразных средах можно получить генерацию в сверхузкой линии вследствие компенсации доплеровских сдвигов во встречных волнах [6]. Обсуждению этих возможностей посвящена настоящая работа.

2. Ограничимся следующей простейшей моделью. а) Положим, что на частотах ω_1 и ω_2 существуют одномодовые резонаторы бегущей волны с одинаковыми добротностями. б) Амплитуды волн $\mathcal{E}_a(\omega_a)$ и $\mathcal{E}_H(\omega_H)$ будем считать заданными. Ситуацию, близкую к рассматриваемой, можно осуществить, получая поле \mathcal{E}_H в отдельном объеме за счет ВКР' поля \mathcal{E}_a в неинвертированной среде, состоящей из того же рабочего вещества. В таком случае уравнения для квадратов действитель-

¹⁾ Такое возбуждение позволяет менять частоты $\omega_{1,2}$, перестраивая собственные частоты соответствующих резонаторов.

ных амплитуд полей $A_j = \mathcal{E}_j(t) e^{i\phi_j(t)}$ разности фаз $\theta(t) = c\delta t + \phi_a - \phi_H - \phi_1 - \phi_2$ (где разность волновых векторов $\delta = k_a - k_H - k_1 - k_2$) и разности населенностей возбужденного и основного состояния одной частицы n имеют вид [7]:

$$A_j^2 + \frac{1}{\tau} A_j^2 = \frac{4\pi d F \omega_j N}{\hbar^3 \epsilon_j} n (r_2^2 A_1^2 A_2^2 + r_1 r_2 A_H A_a A_1 A_2 \cos \theta), \quad (1'a, б)$$

$$\dot{n} + \frac{n - n_0}{T} = -nd\hbar^{-4} (r_2^2 A_1^2 A_2^2 + r_1^2 A_H^2 A_a^2 + 2r_1 r_2 A_H A_a A_1 A_2 \cos \theta), \quad (1б)$$

$$\begin{aligned} \dot{\theta} = c\delta - \frac{2\pi d F N r_1 r_2 n}{\hbar^3} & \left[A_H A_a \left(\frac{A_2}{A_1} \frac{\omega_1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \frac{\omega_2}{\epsilon_2} \right) + A_1 A_2 \times \right. \\ & \left. \times \left(\frac{A_H}{A_a} \frac{\omega_a}{\epsilon_a} - \frac{A_a}{A_H} \frac{\omega_H}{\epsilon_H} \right) \right] \sin \theta. \quad (1г) \end{aligned}$$

Здесь $r_{1,2}$ — поляризуемости второго порядка, определяющие сечения комбинационного преобразования $\mathcal{E}_a \rightarrow \mathcal{E}_H$ и двухфотонного поглощения $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$; T — время жизни инверсии, N — плотность числа частиц, d — обратная ширина линии перехода $2 - 1$, в случае редкой газовой среды — доплеровская: $d = \frac{\sqrt{\pi}}{|k_a - k_H| \bar{v}} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{|k_1 + k_2| \bar{v}}$

τ — время затухания полей в резонаторе, F — коэффициент заполнения резонатора рабочим веществом.

3. Если выполнено условие

$$4\pi d N n F r_1 r_2 A_a A_H \omega_1 / \hbar^3 \epsilon_1 c > \delta, \quad (2)$$

то $\theta \approx 0$. В случае выполнения (2) для $n = n_{\text{стац}}$ — стационарного решения уравнений (1), равенство $\theta = 0$ справедливо всегда. Даже если (2) не выполняется при $t = 0$, можно считать $\theta \approx 0$ на временах $t_c \geq (\delta c)^{-1}$, когда выполнены условия линейного синхронизма. Во всех этих ситуациях уравнения (1) существенно упрощаются. Из (1а, б, в) можно получить уравнения для величины $l \approx (\omega_2 \epsilon_1 / \omega_1 \epsilon_2)^{1/2} A_1^2 = (\omega_1 \epsilon_2 / \omega_2 \epsilon_1)^{1/2} A_2^2$ и разности населенности. Вводя безразмерные величины:

$$x = l / l_{\text{нас}}, \quad y = q r_2^2 a l_{\text{нас}} n, \quad l_{\text{нас}} = \hbar^2 (dT)^{-1/2} r_1^{-1},$$

$$\alpha = \tau / T, \quad q = \frac{4\pi d F (\omega_1 \omega_2)^{1/2} N}{\hbar^3 (\epsilon_1 \epsilon_2)^{1/2}}; \quad S = r_1 / r_2, \quad \beta = \frac{S A_H A_a}{l_{\text{нас}}}, \quad (3)$$

$$t_H = t T^{-1},$$

где $I_{\text{нас}}$ — интенсивность насыщающего поля, получим:

$$a\dot{x} = -x + yx(x + \beta), \quad \dot{y} = y_0 - y - y(x + \beta)^2. \quad (4)$$

Из (4) нетрудно показать, что генерация на частотах ω_1 и ω_2 может быть возбуждена, если интенсивность запускающих полей удовлетворяет соотношению

$$\frac{y_0}{2} - \sqrt{\frac{y_0^2}{4} - 1} < \beta < \frac{y_0}{2} + \sqrt{\frac{y_0^2}{4} - 1}. \quad (5)$$

Наличие верхнего предела в (5) обусловлено интенсивным разрушением населенности верхнего рабочего уровня сильными запускающими полями. При выполнении этого условия существует единственное физически реальное положение равновесия:

$$\bar{x} = \frac{1}{\bar{y}} - \beta, \quad \bar{y} = \frac{y_0}{2} - \sqrt{\frac{y_0^2}{4} - 1}. \quad (6)$$

а) Если $a < \bar{y}^2(1 - \bar{y}^2)(1 + \bar{y}^2)^{-1}$, то в области $\beta < \bar{y}^{-1} + a(1 + \bar{y}^2)\bar{y}^{-3}$ это состояние неустойчиво и существует устойчивый предельный цикл, а в области $\beta > \bar{y}^{-1} + a(1 + \bar{y}^2)\bar{y}^{-3}$ оно устойчиво. Таким образом, в результате четырехволнового параметрического взаимодействия при малых запускающих полях возникает амплитудно модулированное излучение на частотах ω_1 и ω_2 ; при увеличении β величина модуляции стремится к нулю. Можно показать, что при выключении запускающих полей прекращается излучение и на частотах ω_1 и ω_2 .

б) Если $a > \bar{y}^2(1 - \bar{y}^2)(1 + \bar{y}^2)^{-1}$, то состояние равновесия (6) устойчиво. В этом случае при значении разности населенностей удовлетворяющем соотношению

$$y_0^2 = \frac{(4\pi N n_0 \tau r_2)^2 \omega_1 \omega_2 d}{\hbar^2 \epsilon_1 \epsilon_2 T} > 3 + a^{-1} = 3 + \frac{T}{r} \quad (7)$$

после выключения запускающих полей двухфотонная генерация в системе продолжается в течение всего времени действия накачки, инвертирующей населенность. Следовательно, в этом режиме четырехволновое взаимодействие приводит к мягкому запуску ДФЛ.

4. В разреженных газообразных средах условие (7) особенно легко выполняется для генерации вырожденных частот $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ в резонаторе стоячей волны. В этом случае поляризация на частоте ω имеет составляющую с естественной (а не доплеровской) шириной линии рабочего перехода γ [6], в результате чего в условии (10) $d \approx \gamma \gg \sqrt{\pi}/2k\bar{v}$. Двухфотонное излучение при этом будет иметь чрезвычайно узкую ширину спектра и стабильную частоту.

5. Поскольку в настоящее время в ряде паров осуществлена инверсия населенностей [8], проведем оценки например для атомарного иода [5,8]. При $\omega_{1,2} \approx 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, $\omega_H = 1,78 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, $\omega_a = 3,2 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, $r = 5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$, $r_2 \approx r_1 = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ CGSE}$, $d = 4 \cdot 10^{-9} \text{ сек}^{-1}$ если $N n_0 T^{-1} =$

$= 10^{22} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1} \quad FNn_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad T = 5 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$ (такие времена жизни населенности характерны для инверсии населенностей электронным ударом или за счет фотодиссоциации), то $y_0 = 2,5 > 2$. При плотности энергии запускающих полей $4 \cdot 10^{-6} \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} < A_n A_a < 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}$ имеет место режим а). Характерное время нарастания импульсов генерации $t_n = \frac{1}{\text{Re}\lambda} \approx 10^{-7} \text{ сек}$; где λ — корень характеристического урав-

нения системы (4). Средняя мощность амплитудно-модулированного ВДИ $\sim 200 \text{ вт} / \text{см}^3$. Для вырожденных частот $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ при $FNn_0 = 3 \cdot 10^{17}$ может быть осуществлен режим б), при котором мягкий запуск будет приводить к квазистационарной генерации в пределах естественной ширины линии.

В случае $FNn_0 T^{-1} \approx 5 \cdot 10^{22}$ режим б) может быть осуществлен и для генерации невырожденных частот. Необходимая для этого величина $T = 3 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ может быть получена, например, путем создания инверсии лазерным излучением). После прекращения действия запускающих полей в этом случае будут излучаться поля на частотах ω_1 и ω_2 мощностью несколько $\text{квт} / \text{см}^3$.

Мы благодарны Р.В.Хохлову за внимание к работе и полезное обсуждение, И.И.Собельману, В.С.Бутылкину и Г.В.Венкину за плодотворные дискуссии.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 апреля 1975 г.

Литература

- [1] А.М.Прохоров, А.С.Селиваненко, А.С. от 24/ХП-1963 г. №872303.
- [2] P.P.Sorokin, N.Braslau. IBM J. Res. Develop. 8, 182, 1964.
- [3] Г.Л.Гуревич, Ю.Г.Хронопуло. Изв. высш. уч. зав., сер. "Радиофизика", 8, 493, 1965.
- [4] Г.Л.Гуревич, М.И.Хейфец. Изв. высш. уч. зав., сер. "Радиофизика" 10, 43, 1967.
- [5] Р.Л.Карман, В.Х.Лаудермилк. Тезисы докладов, представленных на 7 Всесоюзную конф. по когерентной и нелинейной оптике, изд. МГУ, 1974 г. стр. 240.
- [6] Л.С.Василенко, В.П.Чеботаев, А.В.Шишаев. Письма в ЖЭТФ, 12, 161, 1970.
- [7] В.С.Бутылкин, Г.М.Крочик, Ю.Г.Хронопуло. ЖЭТФ, 68, 506, 1975.
- [8] А.В.Виноградов, Е.А.Юков. Письма в ЖЭТФ, 16, 631, 1972.