

01;07

Об устойчивости явления синхронизации встречных импульсов в сверхизлучении

© Ю.А. Аветисян

Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов
E-mail: AvetisyanYuA@info.sgu.ru

Поступило в Редакцию 22 октября 2001 г.

В рамках одномерной модели исследуется корреляция параметров встречных импульсов сверхизлучения (временных задержек, а также пиковых интенсивностей) в зависимости от резкости границ области возбуждения (концентрация N_0 начально возбужденных активных центров имеет не традиционно рассматриваемый П-образный профиль, а „сглаженный“. N_0 непрерывно спадает до нуля на интервалах h_- и h_+ соответственно у левого и правого концов образца). Обнаружено, что варьирование в широких пределах величины интервалов „сглаживания“ h_{\pm} не приводит к исчезновению рассматриваемых корреляций, а для образцов длины $L = n\lambda/2$ (n — натуральное число, λ — длина резонансной световой волны) может существенно увеличивать эти корреляции. Обсуждаются осциллирующая зависимость от величины интервалов h_{\pm} параметров встречных импульсов и их заметная асимметрия при $h_- \neq h_+$.

Детальное исследование механизмов формирования отраженного поля актуально для углубленного понимания и успешного использования ряда явлений современной когерентной и нелинейной оптики. К ним можно отнести сверхизлучение (СИ), которое обычно наблюдается в виде двух световых импульсов, излучающихся в противоположных направлениях из протяженной инвертированной области (образца) удлинённой формы. В качестве одной из причин появления корреляции встречных импульсов, наблюдавшейся, например, в экспериментах [1,2], рассматривалось резонансное отражение поля от границ образца, где инверсия изменяется скачком [3–7]. В основанных на такой концепции работах [8–11] была обнаружена и исследована сильная зависимость коэффициента корреляции временных задержек встречных импульсов от кратности длины образца L половине резонансной длины волны излучения $\lambda/2$ (максимальная корреляция при L , равном нечетному числу $\lambda/4$, и практически полная некоррелированность при L , крат-

ном $\lambda/2$). Близкая проблема рассматривалась в серии работ [7,12–18], посвященных индуцированному СИ, инициируемому внешним импульсом, превышающим уровень квантовых шумов в системе [19]. Было показано [13–18], что при малой площади инициирующего импульса преимущественное излучение может происходить как в прямом (в направлении распространения инициирующего импульса), так и в обратном направлении. Причем это справедливо при длине образца, близкой к условию $L = n\lambda/2$, малые отклонения от которого ведут практически к полной симметрии встречных импульсов.

В связи со сказанным представляется правомерной постановка задачи настоящего исследования: каково влияние резкости границ области возбуждения на синхронизацию встречных импульсов СИ?

Для анализа СИ ансамбля двухуровневых активных центров (атомов) нами использовались система одномерных полуклассических уравнений для локально усредненных компонентов вектора Блоха атомной системы $Z(x, \tau)$, $R(x, \tau)$:

$$\frac{\partial Z}{\partial \tau} = -\frac{1}{2}ER^* + \text{c.c.}, \quad \frac{\partial R}{\partial \tau} = EZ \quad (1)$$

и интегральная форма волнового уравнения для безразмерной комплексной амплитуды электрического поля $E(x, \tau)$:

$$E(x, \tau) = L^{-1} \int_{-L/2}^{L/2} dy \exp(-ik|x-y|)R\left(y, \tau - \frac{|x-y|}{ct_c}\right). \quad (2)$$

Здесь время $\tau = t/t_c$ нормировано на характерный временной масштаб импульса $t_c = \hbar c / (2\pi\omega_{12}d_{12}^2\bar{N}_0L)$, \hbar и c — постоянная Планка и скорость света, ω_{12} и d_{12} — частота и дипольный момент оптического перехода между рабочей парой уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$, $\bar{N}_0 = N/(S_{\perp}L)$ — средняя концентрация начально возбужденных атомов, N — их общее число, S_{\perp} — площадь поперечного сечения образца, $k = \omega_{12}/c = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина резонансной световой волны,

$$Z(x, \tau) = \frac{1}{\bar{N}_0\Delta V(x)} \sum_{j \in \Delta V(x)} [\rho_{22}^{(j)}(\tau) - \rho_{11}^{(j)}(\tau)],$$

$$R(x, \tau) = \frac{2 \exp(-i\omega_{12}t)}{N_0\Delta V(x)} \sum_{j \in \Delta V(x)} \rho_{12}^{(j)}(\tau), \quad (3)$$

$\rho_{mn}^{(j)}(\tau)$ — элементы матрицы плотности атома с номером j в момент τ , $\Delta V(x) = \Delta x S_{\perp}$ — величина объема макроусреднения с центром в точке x ; электрическое поле выражается через соответствующую амплитуду как $\varepsilon(x, t) = h/(i2d_{12}t_c) \exp(i\omega_{12}t)E(x, \tau) + \text{с.с.}$

Отметим, что уравнения (1), (2) соответствуют приближению вращающейся волны, т.е. амплитуды $E(x, \tau)$, $R(x, \tau)$ и инверсия $Z(x, \tau)$ полагаются медленно меняющимися за период колебаний поля $2\pi/\omega_{12}$. При этом расщепление поляризованности и поля на бегущие во встречных направлениях (вдоль образца) волны с плавно меняющимися амплитудами нами не используется [20–22]. Это позволяет корректно описывать резонансное отражение поля от концов образца [4], не прибегая к феноменологическому введению коэффициентов отражения [20–22].

Методика работы [23], обобщенная на случай непостоянной величины N_0 , приводит к следующим начальным условиям для динамических величин полуклассического подхода:

$$E(x, 0) = 0, \quad Z(x, 0) = C(x),$$

$$\begin{aligned} & \left\langle R^*(x_1, 0)R^*(x_2, 0) \dots R^*(x_n, 0)R(y_1, 0)R(y_2, 0) \dots R(y_n, 0) \right\rangle \\ &= \left[\frac{4L}{N} \right]^n \sum_{\{y_1, y_2, \dots, y_n\}} C(x_1)\delta(x_1 - y_1)C(x_2)\delta(x_2 - y_2) \dots C(x_n)\delta(x_n - y_n), \\ & \quad n = 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (4)$$

т.е. к детерминированному электрическому полю и инверсии и стохастической поляризованности. Здесь угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций начальной поляризованности, в сумме содержится $n!$ перестановок координат $\{y_1, y_2, \dots, y_n\}$ [23], $C(x) = N_0(x)/\bar{N}_0$, $\delta(\xi)$ — функция Дирака от аргумента ξ . При однородной начальной инверсии $C(x) \equiv 1$ и уравнения (4) совпадают с соответствующими выражениями работы [23].

Ниже сообщается о результатах, полученных при простейшем способе изменения резкости границ возбужденной области. Именно, полагалось, что $N_0(x)$ постоянно в центральной части образца и линейно спадает до нуля на интервалах „сглаживания“ h_- и h_+ соответственно у его левого и правого концов. Другими словами,

определяющая профиль плотности начальной инверсии функция $C(x)$ имела трапецеидальную форму.

На основании численного решения уравнений (1), (2) при начальных условиях (4) в приближении $L/(ct_c) \ll 1$ (правомерном для не слишком протяженных образцов [20]) рассчитывался ансамбль реализаций импульса СИ и вычислялись коэффициенты корреляции для нормированных времен задержек τ_{\pm} и пиковых интенсивностей $I_{\pm} = |E(\pm L/2, \tau_{\pm})|^2/2$ правого (+) и левого (-) импульсов:

$$K_{\tau} \equiv K(\tau_+, \tau_-) = \langle (\tau - \langle \tau_+ \rangle)(\tau - \langle \tau_- \rangle) \rangle / [\langle (\tau - \langle \tau_+ \rangle)^2 \rangle \langle (\tau - \langle \tau_- \rangle)^2 \rangle]^{1/2} \quad (5)$$

и аналогично для $K_I \equiv K(I_+, I_-)$.

Результаты, представленные для симметричного профиля $C(x)$ на рис. 1, показывают, что времена задержек (пиковые интенсивности) встречных импульсов СИ проявляют корреляцию (антикорреляцию), осциллирующую в зависимости от длины интервалов „сглаживания“ $h_- = h_+$. Корреляция и антикорреляция имеют минимумы при $h_{\pm} = m\lambda/2$ на рис. 1, *a* ($L = 22\lambda$, m — целое число) и при $h_{\pm} = n\lambda/4$ на рис. 1, *b* ($L = 21.75\lambda$, n — натуральное число). Очевидна важность учета этого обстоятельства в экспериментах, так как результаты наблюдения синхронности встречных импульсов СИ могут оказаться существенно различными, если интервалы h_{\pm} будут отличаться на $\lambda/4$ в первом случае (рис. 1, *a*) и на $\lambda/8$ во втором (рис. 1, *b*) при прочих равных условиях.

Характерные особенности численно найденных корреляционных коэффициентов (расположение экстремумов, удвоение частоты модуляции и более быстрое спадание глубины модуляции для образца длины $L = 21.75\lambda$ сравнительно с $L = 22\lambda$) объясняются усиливающей или деструктивной интерференцией вторичных волн, которую (как и в работе [9] для случая $h_{\pm} = 0$) можно характеризовать величиной коэффициента корреляции K_0 интенсивностей I_+ , I_- в начале процесса:

$$K_0 = |J|^2, \quad J = \frac{1}{DU^2} \left\{ \frac{\exp[U(h_-/L - 1/2)] - \exp[-U/2]}{h_-/L} + \frac{\exp[U(1/2 - h_+/L)] - \exp[U/2]}{h_+/L} \right\}, \quad (6)$$

(рис. 1, 2). Здесь $D \equiv 1 - 0.5h_-/L - 0.5h_+/L$, $U = i2kL$ и при выводе мы использовали 2- и 4- точечные корреляторы в формуле (4)

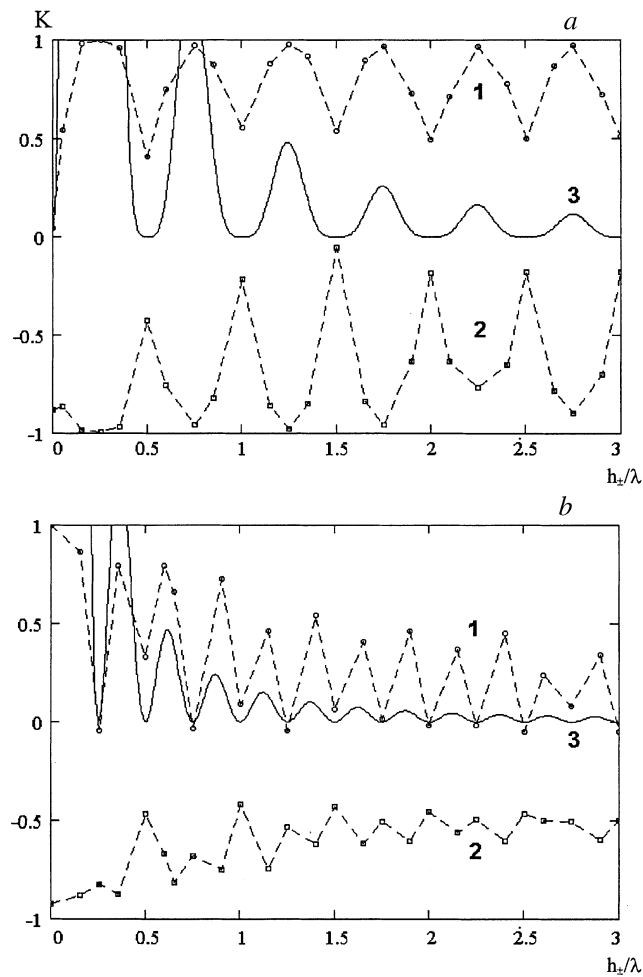


Рис. 1. Зависимость корреляции встречных импульсов СИ от длины $h_- = h_+$ интервалов „сглаживания“ профиля плотности начальной инверсии для образцов длины $L = 22\lambda$ (a) и $L = 21.75\lambda$ (b). Полное число начально возбужденных атомов $N = 10^{20}$. Кривые 1 — коэффициенты корреляции временных задержек $K(\tau_+, \tau_-)$, 2 — пиковых интенсивностей $K(I_+, I_-)$, 3 — масштабированные коэффициенты корреляции интенсивностей в начале процесса: $A \times K_0$, формула (6), $A = 5 \times 10^5$.

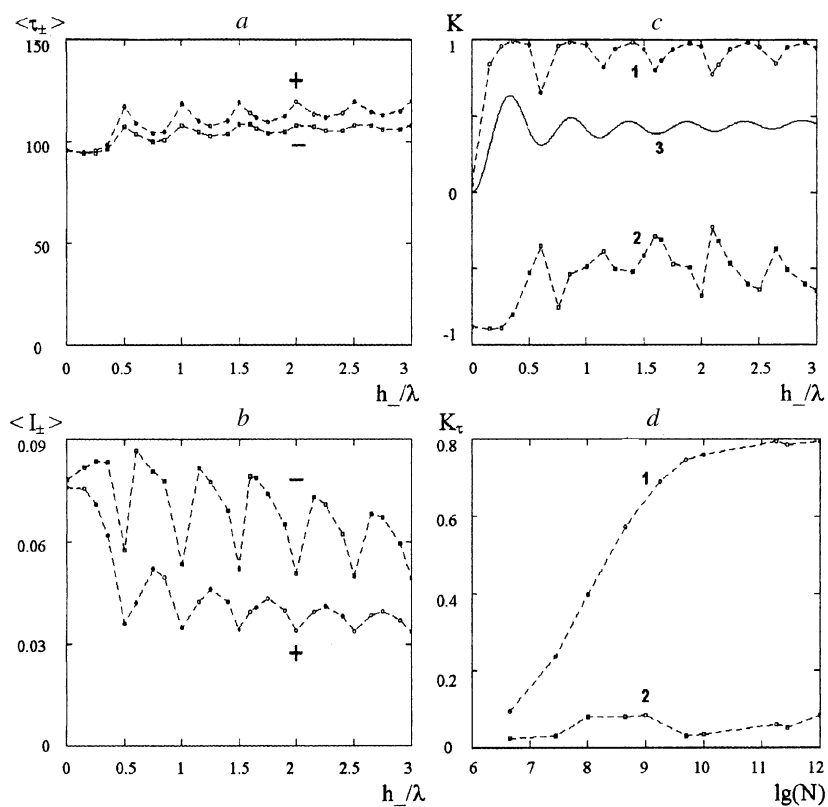


Рис. 2. Влияние длины интервала „сглаживания“ h_- у левого конца образца ($h_+ = 0$) на средние временные задержки $\langle \tau_{\pm} \rangle$ (a), пиковые интенсивности $\langle I_{\pm} \rangle$ (b) и коэффициенты корреляции (c) встречных импульсов СИ. c, a — параметры, а также обозначения кривых одинаковы (за исключением масштабного коэффициента $A = 3 \times 10^4$). d — зависимость от полного числа начально возбужденных атомов N коэффициента корреляции задержек встречных импульсов K_{τ} при $h_- = 2.25\lambda$ (кривая 1) и $h_- = 0$ (кривая 2).

($n = 1, 2$). Отметим, что для $L = 22\lambda$ „сглаживание“ увеличивает корреляцию задержек K_τ (сравнительно со случаем $h_{\pm=0}$), которая остается значительной даже при $h_- = h_+ = L/2 = 11\lambda$ и оказывается близкой к значению $K_\tau \approx 0.5$.

Представленные на рис. 2 результаты для несимметричного профиля $C(x)$ свидетельствуют о том, что изменение интервала „сглаживания“ h_- у левого конца образца ($h_- \neq 0, h_+ \equiv 0$) приводит к асимметрии и осцилляциям параметров встречных импульсов. Правый импульс в среднем имеет большую задержку и меньшее значение пиковой интенсивности (рис. 2*a, b*). Средние временные задержки (пиковые интенсивности) имеют максимумы (минимумы) при $h_- = n\lambda/2$ (рис. 2*a, b*). Зависимость же корреляционных коэффициентов от h_- (рис. 2*c*) качественно сохраняет свою форму (рис. 1*a*) и, естественно, значимость для результатов соответствующих экспериментов.

Расчеты показали, что влияние профиля плотности начальной инверсии на синхронизацию встречных импульсов СИ оказывается незначительным при малых N и становится существенным, когда N превосходит некоторое пороговое значение \tilde{N} (что частично отражено на рис. 2*d*, где можно принять $\tilde{N} \sim 10^8$). Этому свойству можно дать следующее объяснение. При малых N отражения поля от границ (точнее — от областей с размерами порядка h_{\pm} близ соответствующих торцов образца) оказываются малосущественными. Тогда для начальной стадии процесса ($Z(x, \tau) \approx Z(x, 0) \equiv C(x)$) приходим к решению

$$I_{\pm}(\tau) = \frac{|E_{\pm}(\tau)|^2}{2},$$

$$E_{\pm}(\tau) = L^{-1} \int_{-L/2}^{L/2} dy R_{\pm}(y, 0) I_0 \left\{ 2 \left[\pm \frac{\tau}{L} \int_y^{\pm L/2} dx C(x) \right]^{1/2} \right\}, \quad (7)$$

которое оказывается сравнительно слабо зависящим от профиля $C(x)$ (здесь начальная поляризованность представлена как $R(y, \tau) = R_+(y, \tau) \exp(-iky) + R_-(y, \tau) \exp(iky)$ и использовано приближение плавно меняющихся амплитуд, $I_0\{\xi\}$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка от аргумента ξ). Если же N превышает пороговое значение \tilde{N} (с грубой оценкой $N \sim (kL)^4$ при $h_{\pm} = 0$, см. [10,11]), то реализуется многопроходный режим усиления поля и учет отражений становится актуальным. В этом случае динамика про-

цесса во многом определяется интерференцией вторичных волн, как это обсуждалось выше, существенно зависит от величины интервалов h_{\pm} .

Асимметрию встречных импульсов СИ можно объяснить следующим образом. С увеличением h_{-} уменьшается эффективность отражений поля от левого конца образца при неизменной эффективности отражений от правого (с коэффициентом отражения $r_{eff} \sim (kL)^{-1}$, см. [10,11]). В результате при $N > \tilde{N}$ и $h_{-} \gg \lambda$ интенсивность излучения на правом конце определяется однопроходным режимом усиления поля, а на левом — двухпроходным [10,11], что и объясняет опережающее развитие левого импульса.

В заключение отметим, что расчеты подтвердили существенное влияние пространственной неоднородности начальной инверсии также на режим индуцированного СИ, предоставляя дополнительные возможности для управления параметрами импульсов (в частности, при малой площади иницирующего импульса регулировкой профиля $C(x)$ можно добиться заметной асимметрии встречных импульсов для образца длины $L = (2n + 1)\lambda/4$).

Таким образом, показано, что при высокой плотности начальной инверсии самосинхронизация встречных импульсов СИ может быть значительной при наличии нерезких границ области возбуждения. Нетривиальную зависимость параметров встречных импульсов от длины образца, а также от величины и распределения плотности начальной инверсии следует учитывать при экспериментальном исследовании как собственно сверхизлучения, так и индуцированного сверхизлучения.

Работа поддержана грантом РФФИ „Ведущие научные школы“ № 00–15–96667.

Список литературы

- [1] Florian R., Schwan L.O., Schmid D. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. P. 2709–2715.
- [2] Андрианов С.Н., Зиновьев П.В., Малюкин Ю.В., Набойкин Ю.В., Самарцев В.В., Силаева Н.Б., Шейбут Ю.Е. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6 (12). С. 1990–2000.
- [3] Lewenstein M., Rzazewski K. // Phys. Rev. A. 1982. V. 26. N 3. P. 1510–1515.
- [4] Benedict M.G., Trifonov E.D. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. P. 2854–2862.
- [5] Малышев В.А., Трифонов Е.Д., Шван Л.О. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. № 3. С. 524–528.
- [6] Трифонов Е.Д. // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. № 1. С. 61–64.

- [7] *Mel'nikov I.V.* // Phys. Rev. Letters. 1996. V. 77. P. 842–845.
- [8] *Аветисян Ю.А., Трифонов Е.Д.* // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. В. 3. С. 357–359.
- [9] *Avetisyan Yu.A., Trifonov E.D.* // Proc. SPIE. 1996. V. 2778. P. 727–728.
- [10] *Аветисян Ю.А.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 19. С. 24–31.
- [11] *Avetisyan Yu.A.* // Proc. SPIE. 1999. V. 3609. P. 245–250.
- [12] *Manassah J.T., Gross B.* // Opt. Commun. 1998. V. 148. P. 404–416.
- [13] *Manassah J.T., Gross B.* // Opt. Commun. 1998. V. 150. P. 189–194.
- [14] *Зайцев А.И., Мосунов Д.А., Трифонов Е.Д.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 5. С. 821–826.
- [15] *Богданов А.А., Зайцев А.И.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 2. С. 315–320.
- [16] *Богданов А.А., Зайцев А.И.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 5. С. 796–805.
- [17] *Богданов А.А., Зайцев А.И.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 5. С. 806–811.
- [18] *Богданов А.А., Зайцев А.И.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 6. С. 935–941.
- [19] *Malikov R.F., Trifonov E.D.* // Opt. Commun. 1984. V. 52. P. 74–76.
- [20] *Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В.* // УФН. 1989. Т. 159. В. 2. С. 193–260.
- [21] *Naake F., Kolobov M.I., Steudel H.* // Opt. Commun. 1992. V. 92. P. 385–392.
- [22] *Канева Е.Н., Трифонов Е.Д.* // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. № 2. С. 293–298.
- [23] *Naake F., King H., Schroder G. et al.* // Phys. Rev. A. 1979. V. 20. P. 2047–2063.