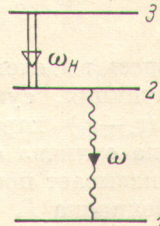


ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ НАКАЧКИ НА ФЛУКТУАЦИИ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д. Ф. Смирнов, И. В. Соколов и А. С. Трошин

Методом нестационарной теории возмущений для матрицы плотности вычислен спектр флуктуаций интенсивности спонтанного излучения при широкополосной накачке с высокой пространственной когерентностью. Показано, что этот спектр содержит линию с шириной, равной радиационной ширине возбужденного уровня (несмотря на преобладающее доплеровское уширение линии в обычном оптическом спектре). Указанная линия тем лучше выделяется на фоне спектров дробового и волнового шумов, чем больше параметр вырождения поля накачки.

Спектр флуктуаций интенсивности спонтанного излучения содержит информацию как о статистике возбуждения, так и о характеристиках излучающих атомов или молекул [1-3]. Характер пространственных и временных корреляций процесса возбуждения существенно влияет на возможность измерения радиационных констант. Александровым и Кулясовым [2] по спектру флуктуаций $(i^2)_\omega$ фототока $i(\tau)$, вызванного спонтанным излучением, измерена радиационная ширина γ уровня, с которого происходит излучательный переход. При этом контур линии излучения являлся доплеровским с шириной $\Delta\omega_D \gg \gamma$ (исследовалось излучение паров ксенона, возбуждаемых разрядом; переход $5d [7/2]_4 \rightarrow 6p [5/2]_3$, $\lambda = 5.57$ мкм). Возбуждение исследуемого уровня (на рисунке — уровень 2) происходило в результате переходов с вышележащего уровня (3), стимулированных широкополосной накачкой в канале $3 \rightarrow 2$.



В данной работе приведен квантовомеханический расчет информативной части спектра $(i^2)_\omega$ для указанных выше условий опыта. Показано, что флуктуации населенности уровня 2, приводящие к появлению компоненты с шириной γ_2 , обусловлены волновым шумом накачки и проявляются при достаточно высокой пространственной когерентности поля излучения накачки.

Укажем основные условия и приближения, при которых делается расчет. Мы принимаем схему уровней и переходов, изображенную на рисунке. На уровне 3 поддерживается постоянная средняя населенность N_3 в результате стационарного некогерентного возбуждения, статистика которого предполагается пуассоновской. Поле излучения накачки в канале $3 \rightarrow 2$ обладает статистикой стационарного гауссовского процесса [4] с шириной спектра $\Delta\omega_H$, много большей, чем доплеровская ширина $\Delta\omega_D$ линии спонтанного излучения $2 \rightarrow 1$, и соответственно малым временем когерентности τ_H

$$\Delta\omega_H \gg \Delta\omega_D, \quad \tau_H \approx (\Delta\omega_H)^{-1} \ll (\Delta\omega_D)^{-1} \approx \tau_{\text{сп.}} \quad (1)$$

Свет накачки излучается протяженным источником и на входном окне кюветы с исследуемым газом (площадью S_0) характеризуется площадью

когерентности σ_n . Длина когерентности $l_n = c \tau_n$ вдоль пучка много больше, чем длина кюветы. Вероятность индуцированного перехода $3 \rightarrow 2$ в единицу времени много больше скорости спонтанного радиационного перехода $3 \rightarrow 2$ и много меньше констант распада γ_2 и γ_3 . Первое условие позволяет не учитывать заселение уровня 2 в результате спонтанных переходов $3 \rightarrow 2$ (процесс с пуассоновской статистикой). Второе условие исключает влияние насыщения и тем более нелинейные спектральные явления. Поле накачки рассматривается как классическое.

Спектр $(i^2)_\omega$ есть Фурье-образ коррелятора фототока

$$K(\tau) = \frac{1}{2} \langle [i(t_1), i(t_2)]_+ \rangle, \quad \tau = t_2 - t_1 \quad (2)$$

($[\dots]_+$ — антикоммутатор). Общее выражение $K(\tau)$ через гейзенберговские операторы поля исследуемого излучения найдено в [3, 5]. Зависимость этих операторов от времени определяется эволюцией излучающей атомной системы, в частности условиями возбуждения. В нижнем порядке по взаимодействию атомов с полем накачки $E(\mathbf{r}, t)$ величина $K(\tau)$ содержит коррелятор поля накачки четвертого порядка

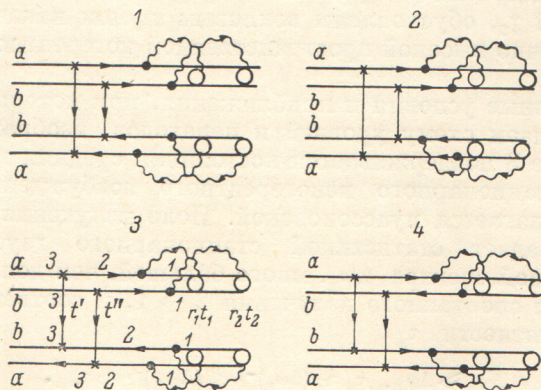
$$\frac{d_{32}^4}{\hbar^4} \langle E(\mathbf{r}_a, t_1) E^*(\mathbf{r}_a, t_2) E(\mathbf{r}_b, t_3) E^*(\mathbf{r}_b, t_4) \rangle_f \quad (3)$$

Для удобства в (3) введен множитель с дипольным моментом перехода d_{32} ; $\langle \dots \rangle_f$ означает усреднение по статистике поля, $E(\mathbf{r}, t)$ — комплексный аналитический сигнал [4]. Для простоты мы рассматриваем «скалярную модель» взаимодействия света с атомами; суммирование по магнитным квантовым числам состояний 1, 2, 3 для конкретных атомных переходов привело бы к появлению численных множителей порядка единицы, которые мы, таким образом, опускаем. Гауссова статистика поля позволяет представить (3) как сумму двух произведений парных корреляторов. Парный коррелятор можно записать в виде

$$\frac{d_{32}^2}{\hbar^2} \langle E(\mathbf{r}_a, t'_a) E^*(\mathbf{r}_b, t'_b) \rangle_f = I_2 \exp\{-i\bar{\omega}_n(t'_a - t'_b)\} \delta_n(t'_a - t'_b) f(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b). \quad (4)$$

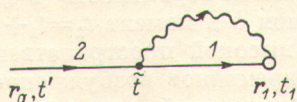
Здесь выделена несущая частота накачки $\bar{\omega}_n$; $\delta_n(t'_a - t'_b)$ — дельтаобразная функция, существенно отличная от нуля при $|t'_a - t'_b| \leq \tau_n$; функция $f(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)$ характеризует пространственную когерентность поля накачки: она отлична от нуля и близка к единице при $|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b|_\perp^2 \leq \sigma_n$ (значок \perp указывает проекцию вектора на плоскость, перпендикулярную к пучку). Величина I_2 (с^{-1}) есть скорость заселения уровня 2.

С учетом двух возможных способов факторизации коррелятора (3) функцию $K(\tau)$ можно представить как сумму следующих диаграмм нестационарной теории возмущений



Вклад в $K(\tau)$, соответствующий преобразованию волнового шума накачки в информативные флуктуации фототока (с характерным време-

нем γ_2^{-1}), представляется диаграммой 3, на которой даны подробные обозначения. На диаграмме a, b — номера атомов, по которым производится независимое суммирование ($a \neq b$); каждая двойная линия соответствует амплитуде вероятности процесса: стимулированный накачкой переход каждого из двух атомов a и b на уровень 2, спонтанное испускание фотонов при переходах $2 \rightarrow 1$, регистрация пары фотонов в точках фотодетектора r_1, r_2 в моменты времени t_1, t_2 . В условиях стационарного возбуждения коррелятор фототока зависит лишь от $\tau = t_2 - t_1$. По временам всех вершин проводится интегрирование. При построении диаграммы для большей наглядности уже учтены некоторые упрощения, возникающие в процессе вычислений. В частности, мы не изобразили процесс некогерентного возбуждения атомов на уровень 3; поэтому части диаграммы до наименьшего из времен t', t'' следует сопоставить лишь множитель N_3 . Функцию $\delta_n(t'_a - t'_b)$ в нулевом порядке по параметру $(\Delta\omega_D / \Delta\omega_n)$ можно заменить дельта-функцией, так что в этом приближении линии накачки становятся вертикальными. Линиям накачки $3 \rightarrow 2$ в моменты времени t' и t'' отвечают множители $I_2 f(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)$ и $I_2 f^*(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)$. Фрагменту диаграммы вида



после интегрирования по значениям волнового вектора фотона и по времени \hat{t} отвечает множитель

$$E(r_{1,a}, t_1 - t') = \frac{\omega_a^2 d_{21}}{c^2 R} \exp \left\{ \left(-i\omega_a - \frac{\gamma_a}{2} \right) (t_1 - t') + i\omega_a \frac{(\mathbf{r}_{1,a})}{c} \right\} \theta(t_1 - t'). \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{r}_{1,a} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_a$, R — расстояние от кюветы до поверхности сферического фотокатода, которое предполагается много большим, чем размеры кюветы;

$$\omega_a = \omega_{21} \left[1 + \frac{1}{c} n_{1,a} v_a \right], \quad (6)$$

$n_{1,a} = \mathbf{r}_{1,a} / r_{1,a}$ — эффективная частота перехода $2 \rightarrow 1$ атома a с учетом эффекта Доплера, v_a — скорость атома a .

Пусть геометрия опыта такова, что разность времен распространения света от любых двух атомов в кювете до различных точек фотокатода мала по сравнению с характерными временами системы

$$\frac{L}{c} \ll \min \{ \gamma_2^{-1}, \Delta\omega_D^{-1} \} \quad (7)$$

(L — размер кюветы). Тогда можно пренебречь запаздыванием, как это и сделано в формуле (5).

В указанных приближениях диаграмме 3 соответствует следующее выражение для интересующего нас слагаемого $K_3(\tau)$ в корреляторе $K(\tau)$:

$$K_3(\tau) = (qeN_3 I_2)^2 \left(\frac{\gamma_2}{4\pi R^2} \right)^2 \int ds_1 \int ds_2 \int_{-\infty}^0 dt' \int_{-\infty}^0 dt'' \langle \exp \{ i(\omega_a - \omega_b)(t'' - t') - 2\gamma_{32} |t'' - t'| + 2\gamma_2 t'' \} \rangle_{\omega_a, \omega_b} \exp \{ -\gamma_2 \tau \} \langle |f(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)|^2 \rangle_{r_a, r_b}. \quad (8)$$

Здесь q — квантовый выход фотодетектора, e — заряд электрона, γ_{32} — константа поперечной релаксации перехода $3 \rightarrow 2$, $\langle \dots \rangle_{\omega_a, \omega_b}$ — усреднение по скоростям, $\langle \dots \rangle_{r_a, r_b}$ — усреднение по положениям атомов; проводится двукратное интегрирование по поверхности фотокатода. После усреднения по ω_a, ω_b существенными становятся лишь интервалы $|t'' - t'| \ll (\Delta\omega_D)^{-1}$; поэтому, считая $\gamma_{32} \ll \Delta\omega_D$, мы можем пренебречь затуханием $\exp \{ -2\gamma_{32} |t'' - t'| \}$. В результате вычисления получаем

$$K_3(\tau) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (qeN_3 I_2)^2 \left(\frac{S}{4\pi R^2} \right)^2 \frac{\gamma_2}{\Delta\omega_D} \langle |f(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)|^2 \rangle_{r_a, r_b} \exp \{ -\gamma_2 \tau \}. \quad (9)$$

Усреднение квадрата модуля функции пространственной когерентности по координатам атомов a, b в соответствии с определением площади когерентности дает

$$\langle |f(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)|^2 \rangle_{\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b} = \begin{cases} \frac{\sigma_n}{S_0}, & \sigma_n \leq S_0, \\ 1, & \sigma_n > S_0. \end{cases} \quad (10)$$

Выражение (9) содержит временную зависимость, характерную для спонтанного радиационного распада состояния 2. Остальные диаграммы — слагаемые в $K(\tau)$ — не несут сведений о константе распада γ_2 , и мы не приводим здесь их расчет.

Заметим, что появление множителя $\exp\{-\gamma_2 \tau\}$ связано с интерференционными явлениями в процессе возбуждения — «перекрестным» по индексам двух атомов расположением четырех вершин взаимодействия с полем накачки на диаграмме 3. Из диаграммы 3 видно, что акты возбуждения атомов на уровень 2 попарно связаны во времени в следующем смысле: к моменту t_1 излучения «первого» фотона атомом a некоторый атом b с достоверностью находится в состоянии 2; поэтому в корреляторе фототока проявляется условная вероятность (в единицу времени) испускания «второго» фотона атомом b в момент $t_2 = t_1 + \tau$, равная $\gamma_2 \exp\{-\gamma_2 \tau\}$. Можно сказать, что при высокой пространственной когерентности поля накачки происходит одновременное возбуждение групп близко расположенных атомов; экспоненциальный спад свечения этих групп атомов и приводит к временной зависимости $\exp\{-\gamma_2 \tau\}$ в (9).

Окончательное выражение для спектра $(i^2)_\omega$ запишем с учетом дробового и волнового шума [3, 5]

$$(i^2)_\omega = \frac{qe^2 F}{2\pi} \left[1 + q\delta_{\text{сп.}} \exp\left\{-\frac{\omega^2}{4\Delta\omega_D^2}\right\} + qF \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta\omega_D} \frac{\sigma_n}{S_0} \frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 + \omega^2} \right]. \quad (11)$$

Здесь $F = J_{\text{сп.}} S$ — поток фотонов через поверхность S фотокатода, $J_{\text{сп.}} = N_3 I_2 / 4\pi R^2$ — поток фотонов через единичную площадку, $\delta_{\text{сп.}}$ — параметр вырождения спонтанного излучения, равный

$$\delta_{\text{сп.}} = J_{\text{сп.}} \sigma_{\text{сп.}} \left(\frac{\Delta\omega_D}{\sqrt{\pi}} \right)^{-1}. \quad (12)$$

Здесь $\sigma_{\text{сп.}} \approx \frac{\lambda^2}{L^2} R^2$ — площадь когерентности на поверхности фотодетектора (λ — длина волны перехода $2 \rightarrow 1$). В последнем слагаемом множитель σ_n/S_0 при $\sigma_n > S_0$ следует заменить на единицу.

Выражение (11) содержит следующие слагаемые: не зависящий от частоты вклад дробового шума фототока; он определяется коррелятором поля спонтанного излучения второго порядка [3, 5]; спектр волнового шума спонтанного излучения, определяемый диаграммой 2; он имеет доплеровский контур со средним квадратичным отклонением $\sqrt{2} \Delta\omega_D$;

интересующая нас компонента с шириной γ_2 .

Диаграммы 1 и 4 приводят к выражениям, не зависящим от времени задержки τ , т. е. дают в спектре слагаемые с $\delta(\omega)$ [они не включены в выражение (11)].

Отношение информативного сигнала к уровню волнового шума определяется фактором

$$\frac{\sigma_n}{S_0} \frac{S}{\sigma_{\text{сп.}}} = \frac{\sigma_n}{S_0} \frac{\Omega}{\lambda^2/L^2}, \quad (13)$$

где $\Omega = S/R^2$ — телесный угол сбора фотонов. При $\sigma_n > S_0$ вместо (σ_n/S_0) в (12) и (13) следует поставить единицу; поэтому фактор (13) может быть много больше единицы. Однако реальная возможность выделения информативного сигнала в спектре $(i^2)_\omega$, как отмечалось в работе [2], зависит в основном от отношения сигнала к уровню дробового шума. Это отно-

шение тем больше, чем выше параметр вырождения поля накачки в канале $3 \rightarrow 2$, равный

$$\delta_n = J_n \sigma_n \left(\frac{\Delta \omega_n}{\sqrt{\pi}} \right)^{-1}, \quad (14)$$

где J_n — интенсивность света накачки (число квантов на 1 см^2 в 1 с). Действительно, пусть α — доля интенсивности света накачки, преобразованная средой в спонтанное излучение: $F = \alpha J_n S_0$. Тогда отношение информативного сигнала к уровню дробового шума равно

$$qF \frac{\sigma_n}{S_0} \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta \omega_D} = qaJ_n \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta \omega_D} = qa \frac{\Delta \omega_n}{\Delta \omega_D} \delta_n. \quad (15)$$

Как видно из (15), измерению радиационной ширины γ_2 по спектру $(i^2)_\omega$ способствует использование оптической накачки с высокой пространственной когерентностью и большой интенсивностью.

Литература

- [1] Е. Б. Александров, В. П. Козлов, В. Н. Кулясов. ЖЭТФ, 66, 1269, 1974.
- [2] Е. Б. Александров, В. Н. Кулясов. Опт. и спектр., 40, 785, 1976.
- [3] Д. Ф. Смирнов, И. В. Соколов. ЖЭТФ, 70, 2098, 1976.
- [4] Э. Вольф, Л. Мандель. Усп. физ. наук, 87, 491, 1965; 88, 347, 1966; 88, 619, 1966.
- [5] Д. Ф. Смирнов, И. В. Соколов, А. С. Трошин. Вестн. ЛГУ, серия физ. и хим., № 10, 36, 1977.

Поступило в Редакцию 25 августа 1979 г.