Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Спонтанное излучение трубки лазера ЛГ-22, либо калибровочное излучение АЧТ с температурой 1000 К попеременно поступают на расщепитель гетеродинного фотоприемника. Сигнал регистрируется измерителем коэффициента шума Х5-11 в полосе 2 МГц, перестраиваемой в диапазоне от 2 до 120 МГц. Эти величины определяют спектральное разрешение и анализируемую полосу частот установки.

Полученный в результате измерений спектральный профиль линии P (18) изображен на рис. 2. Известно, что профиль линии лазера на углекислом газе определяется совместным действием допплеровского и ударного механизмов уширения, характеризующихся гауссовой и лоренцовой функциями спектральной плотности. Экспериментальная зависимость хорошо аппроксимируется гауссовой функцией с шириной на полувысоте 70 МГц. Этот результат согласуется с результатом, полученным ранее

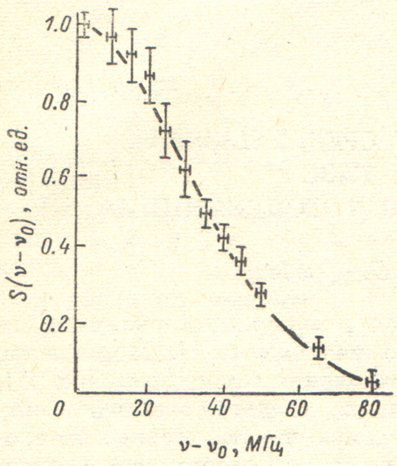

Рис. 2. Нормированная гауссова функция $S(\nu-\nu_0)$ с шириной на половине высоты 70 МГц и экспериментальные значения спектральной плотности для линии P (18).

другим методом [3]. Спектральная плотность мощности спонтанного излучения вблизи центра линии P (18) в одной пространственной моде равна для исследованной разрядной трубки $2.2 \cdot 10^{-20}$ Вт/Гц.

Точность измерений принципиально ограничивается отношением напряжений сигнала и шума на выходе регистрирующего устройства. В описанных экспериментах это отношение достигало 100, а погрешность определялась в основном дрейфом нуля измерителя коэффициента шума и составляла 8%.

Описанный метод имеет определенные преимущества перед другими известными методами исследования активной среды лазеров, основанными, например, на пропускании через нее перестраиваемого по частоте лазерного излучения [1] или короткого лазерного импульса [3], а именно исследуется невозмущенная внешним воздействием активная среда, можно исследовать спектры в широкой полосе частот. Его можно применять также при исследовании активных сред других газовых лазеров [4].

Литература

[1] Г. Хирд. Измерение лазерных параметров. «Мир», М., 1970.
[2] А. Форрестер. В сб.: Лазеры, 289. ИЛ, М., 1963.
[3] T. Y. Bridges, H. A. Haus, P. W. Hoff. Appl. Phys. Lett., *13*, 316, 1968.
[4] R. C. Sze. J. Appl. Phys., *45*, 2911, 1974.

Поступило в Редакцию 11 марта 1979 г.

УДК 535.2

К ВОПРОСУ О ФЛУКТУАЦИЯХ В ИЗЛУЧЕНИИ

Е. М. Кузнецова

Известно, что дисперсия интенсивности и дисперсия числа фотонов для одного и того же источника света различны. Природа этих различий и обсуждается здесь.

Уже в случае одного типа колебаний дисперсия интенсивности имеет иной характер, чем дисперсия числа фотонов. В ряде работ [1–3] выводятся

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

соответствующие соотношения. Если источник гауссов, то выражению дисперсии интенсивности

$$\langle I^2\rangle - \langle I\rangle^2 = \langle I\rangle^2 \tag{1}$$

соответствует выражение

$$\langle n^2\rangle - \langle n\rangle^2 = \langle n\rangle\,(1 + \langle n\rangle) \tag{2}$$

дисперсии числа фотонов. Если число типов колебаний равно M, то правая часть (2) должна быть заменена на $\langle n\rangle\left(1 + \frac{\langle n\rangle}{M}\right)$ и при $M \to \infty$ дисперсия числа фотонов становится такой же, как при пуассоновом распределении. В то же время ни при каком числе типов колебаний в правой части (1) не исчезает квадратичный член и не появляется линейный. В случае хаотического излучения формулу (1) обычно получают непосредственным применением характерного для гауссова источника распределения интенсивности, а формулу (2) — применением формулы Планка. Однако при этом не очень четко выступает природа рассматриваемых различий в выражениях для дисперсии. Легче всего проследить их причину при несколько ином подходе.

Если исходить из определения $\langle I^2\rangle$, приведенного в работе [2], и перейти к пространству когерентных состояний [1-3], то в случае одного типа колебаний вычисление сведется к интегралу

$$\langle I^2\rangle \sim \int d^2\alpha_k P\,(\alpha_k)\,\langle \alpha_k \,|\, \overset{+}{b}_k \overset{+}{b}_k b_k b_k \,|\, \alpha_k\rangle. \tag{3}$$

В то же время

$$\langle n^2\rangle = \int d^2\alpha_k P\,(\alpha_k)\,\langle \alpha_k \,|\, \overset{+}{b}_k b_k \overset{+}{b}_k b_k \,|\, \alpha_k\rangle. \tag{4}$$

Здесь $\overset{+}{b}_k$ и b_k — операторы рождения и уничтожения фотонов; α_k — собственное значение оператора $b_k : b_k|\alpha_k\rangle = \alpha_k|\alpha_k\rangle$; $P\,(\alpha_k)$ — распределение по возможным состояниям поля излучения.

Из сравнения подынтегральных выражений сразу видно, что различие в выражениях для дисперсии (1) и (2), связанное с линейным по числу фотонов членом, — следствие коммутационных соотношений операторов b_k и $\overset{+}{b}_k$. Таким образом, природа этого различия квантовомеханическая и самая общая, оно обязательно для любого типа источника света.[1]

Различие же в квадратичном члене [исчезновение его в случае большого числа типов колебаний в (2) и наличие его в (1)] будут иметь место и для квантового, и для классического источника, лишь бы он был гауссов.

Существенные различия в выражениях для дисперсии интенсивности и числа фотонов возникают при анализе флуктуаций излучения многомодового лазера. Распределение $P\,(\{\alpha_k\})$ для многомодового лазера в том режиме, когда излучение стационарно,[2] приведено в ряде работ

$$P\,(\{\alpha_k\}) = \prod_{k=1}^{M} \delta\,(|\,\alpha_k\,|^2 - \langle|\,\alpha_k\,|^2\rangle)/2\pi. \tag{5}$$

Здесь опущены множители, отвечающие неизлучающим модам.

---

[1] Приведенный вывод формул (3) и (4) справедлив для источников света различной природы лишь бы было возможно в пространстве когерентных состояний разделить усреднение по состоянию α_k и усреднение с распределением $P\,(\alpha_k)$ по возможным состояниям. Как следует из работ [1-3], это оказывается возможным при рассмотрении широкого круга полей излучения.

[2] Распределение (5) получено усреднением по фазам всех мод и относится к случаю стационарного излучения (в том случае, когда $|\alpha_k|^2 = \mathrm{const}$). В лазерах возможно, однако, излучение, когда амплитуды и фазы мод заданы точно (в идеальном случае пренебрежения шумом). Распределение $\{\alpha_k\}$: $P\,(\{\alpha_k\}) \sim \Pi\,\delta\,(\alpha_k - \langle\alpha_k\rangle)$. Распределение интенсивности: $P\,(I) \sim \delta\,(I - \langle I\rangle)$. Интенсивность не флуктуирует и периодически зависит от времени благодаря интерференционным членам $\langle\alpha_k^*\alpha_{k'}\rangle \neq 0$, $k \neq k'$. Распределение чисел фотонов — пуассоново. В выражении для числа фотонов отсутствуют интерференционные члены, а следовательно, и зависимость от времени. Распределяя фотоны по модам, мы теряем информацию о фазе мод в силу неравенства $\Delta\varphi_k\,\Delta n_k \geqslant 1$. Положение в определенном смысле аналогично рассмотренному Фейнманом и Хибсом [6] для случая пространственной интерференции. Экспериментально может реализоваться как случай синхронизации мод, так и случай (5) (см. по этому вопросу дополнение к [4], написанное В. Г. Тункиным и А. С. Чиркиным).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Анализ литературы по многомодовым лазерам, проведенный в работе [5], показал, что, несмотря на различия между функциями $P(\{\alpha_k\})$ для гауссова источника и для многомодового лазера, дисперсия интенсивности стремится к гауссовой. Здесь это будет показано непосредственно. Как и раньше, принимается определение $\langle I^2 \rangle$, приведенное в [2]. Тогда можно показать, что усреднению с функцией распределения (5) подлежит величина $\left(\sum_k U_k \alpha_k\right)^2 \left(\sum_k U_k^* \alpha_k^*\right)^2$. Поле для простоты предполагается линейно поляризованным, суммирование проводится по всем излучающим модам, $U_k = \left(\frac{hc}{L^3}\right)^{1/2} \varepsilon_k \frac{\exp[i(\mathbf{kr} - \omega_k t)]}{\sqrt{k}}$; $|\varepsilon_k| = 1$; $\varepsilon_k \cdot \mathbf{k} = 0$.

При расчете среднего квадрата числа фотонов усреднению подлежит

$$\left(\sum_k \alpha_k^* \alpha_k\right)^2 + \sum_k \alpha_k^* \alpha_k.$$

Последнее слагаемое по-прежнему — следствие некоммутативности b_k и $\overset{+}{b}_k$. При вычислении дисперсии интенсивности одномодового лазера имеем

$$\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = 0,$$

двухмодового

$$\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \frac{\langle I \rangle^2}{2},$$

трехмодового

$$\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \frac{2}{3} \langle I \rangle^2,$$

четырехмодового

$$\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \frac{3}{4} \langle I \rangle^2;$$

всюду делается упрощающее предположение о равенстве интенсивности мод. Дисперсия числа фотонов в силу точного задания $\{|\alpha_k|^2\}$ распределением (5) остается пуассоновой: $\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \langle n \rangle$.

Итак, все различия в выражении для дисперсии интенсивности и числа фотонов — следствие различий $\langle I^2 \rangle$ и $\langle n^2 \rangle$. Различие в линейном по числу фотонов члена имеет квантовомеханическую природу и связано с некоммутативностью операторов поля. Отсюда его большая общность: оно имеет место для любых излучений как бы ни различались они статистически.

Литература

[1] Р. Глаубер. Оптическая когерентность и статистика фотонов. В сб.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. «Мир», М., 1966.

[2] Э. Вольф, Л. Мандель. Усп. физ. наук, *88*, 663, 1966.

[3] Дж. Клаудер, Э. Сударшан. Основы квантовой оптики. «Мир», М., 1970.

[4] Я. Перина. Когерентность света. «Мир», М., 1974.

[5] Э. Вольф, Л. Мандель. Усп. физ. наук, *88*, № 2, 1966.

[6] Р. Фейнман, А. Хибс. Квантовая механика и интегралы по траекториям, 19. «Мир», М., 1966.

Поступило в Редакцию 6 апреля 1979 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ