

ЕСТЕСТВЕННАЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ, ОПРЕДЕЛЯЕМАЯ СПОНТАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С.М. Аракелян, С.А. Ахманов, В.Г. Тункин, А.С. Чиркин

В одномодовом He – Ne газовом лазере получена высокая степень пространственной когерентности; отличия нормированной корреляционной функции в центре пучка от единицы не превышают нескольких единиц на 10^{-5} . Показано, что речь идет фактически о предельной, "естественной" пространственной когерентности, определяемой спонтанным шумом. Экспериментальные данные интерпретированы с привлечением двух моделей пространственной статистики лазерного излучения: модели "сигнал + шум" и модели колебания, испытывающего амплитудные и фазовые флуктуации. Лазер с высокой пространственной когерентностью может существенно расширить возможности исследования рассеяния света под малыми углами.

1. Предметом настоящей статьи является изложение результатов проведенных с высокой степенью точности измерений нормированной поперечной корреляционной функции поля E

$$\gamma(\mathbf{s}) = \frac{\langle E_1(\mathbf{r}, t) E_2^*(\mathbf{r} + \mathbf{s}, t) \rangle}{\sqrt{\langle E_1^2 \rangle} \sqrt{\langle E_2^2 \rangle}} \quad (1)$$

одномодового He – Ne газового лазера ($\lambda = 0,633 \text{ мкм}$). Установлено, что вблизи центра пучка газового лазера с тщательно отселектирован-

ной низшей поперечной модой, $\gamma(s)$ отличается от единицы не более чем на несколько единиц 10^{-5} .

Показано, что в опыте фактически впервые зарегистрирована "естественная" пространственная некогерентность лазера. Знание указанной величины, помимо принципиального интереса, позволяет оценить предельные возможности регистрации коллинеарного рассеяния в опытах по рассеянию света, изучения влияния слабых обратных рассеяний на работу лазеров и т. п.

2. В отличие от данных по временной статистике, данные по пространственной статистике одномодовых лазеров неполны и противоречивы (см., например, [1]). Хотя, по аналогии с временной статистикой, можно говорить об "естественном" и "техническом" уширениях углового спектра, эти величины не представляют большого интереса; они дают лишь малые поправки к значительной ширине углового спектра, обусловленной регулярной пространственной модуляцией – конечным поперечным сечением пучка. Поэтому для пространственной статистики первоочередной интерес представляет интегральная по отношению к угловому спектру характеристика – пространственная корреляционная функция поля¹⁾

$$\gamma(s) = \int S(k_{\perp}) \cos k_{\perp} s d k_{\perp}, \quad (2)$$

где $S(k_{\perp})$ – угловой спектр случайной модуляции лазерного пучка; k_{\perp} – поперечная компонента волнового числа.

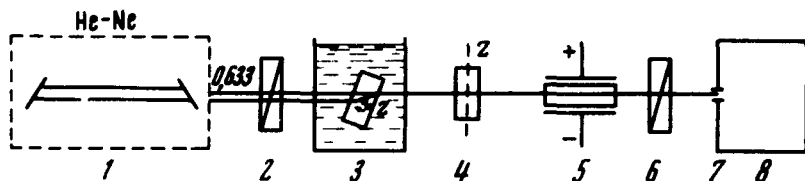


Рис. 1. Блок-схема установки: 1 – лазер; 2 – поляризатор; 3 – плоскопараллельная пластина из одноосного кристалла (ось z перпендикулярна плоскости чертежа), помещенная в иммерсию; 4 – компенсирующая пластина аналогичная 3, но с осью z в плоскости чертежа; 5 – фазосдвигающая ячейка, 6 – анализатор, 7 – диафрагма диаметром ~ 20 мм; 8 – фотосчетное устройство

3. На рис. 1 представлена блок-схема экспериментальной установки для измерения пространственной когерентности с помощью поляризационного интерферометра [1] и фотосчетной системы регистрации. Точность измерения $\gamma(s)$ этой методикой обсуждалась нами ранее [2].

Результаты эксперимента представлены на рис. 2. Видно, что величина $\gamma(s)$ близка к единице практически по всему сечению пучка (вплоту

¹⁾ С аналогичной ситуацией приходится сталкиваться при исследовании временной статистики излучения импульсных лазеров – здесь также наибольший интерес представляют корреляционные функции. (Ширина линии, обусловленная регулярной модуляцией, превышает техническую и естественную ширины линии).

до точек профиля, где интенсивность в 10^3 раз отличается от ее значения в центре пучка). Измерения проводились для разных превышений над порогом генерации (в резонатор лазера вводилась кварцевая пластинка). Зависимость $\gamma(s)$ от величины относительных потерь в резонаторе показана на рис. 3. Интересно, что хотя наблюдается заметное снижение $\gamma(s)$ при приближении к порогу, значения $\gamma(s)$ остаются достаточно высокими и в режиме суперлюминесценции. (Изменение характера пространственной статистики при проходе через порог можно зарегистрировать, измеряя одновременно корреляции интенсивности — см. [1]).

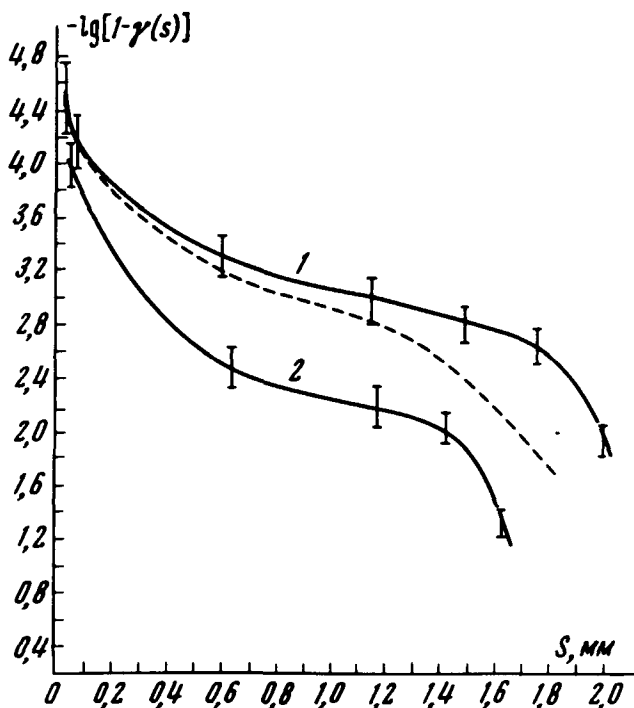


Рис. 2. Функция $\lg[1-\gamma(s)]$ для двух режимов работы лазера: кривая 1 — при минимальных потерях в резонаторе лазера; кривая 2 — на пороге генерации. Пунктир — кривая, построенная по формуле (5)

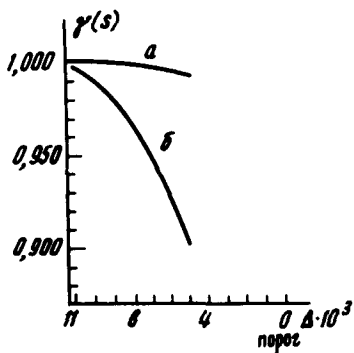


Рис. 3. Зависимость $\gamma(s)$ от потерь в резонаторе для: а — $I_k(s)/I_k(0) = 0,1$; б — $I_k(s)/I_k(0) = 0,001$; $\Delta = \ln T/T_{\text{порог}}$, $T_{\text{порог}}$ — пропускание кварцевой пластинки при котором происходит срыв генерации

4. Полученные весьма малые отличия $\gamma(s)$ от единицы следует приписать спонтанному излучению, т. е. фактически зарегистрирована предельная, "естественная" пространственная некогерентность. Чтобы убедиться в этом, воспользуемся сначала моделью, согласно которой ла-

зерное излучение является суммой идеально когерентной моды и δ -коррелированного шума:

$$E(\mathbf{r}) = E_k(\mathbf{r}) + E_N(\mathbf{r}), \quad (3)$$

$I_k(r) = \frac{c}{8\pi} |E_k|^2 = I_0 \exp\{-r^2/r_0^2\}$. Из (3) для $\gamma(s)$ получаем

$$\gamma(s) = [1 + N/I_k(s)]^{-1} = [1 + \overline{m_a^2}(s)]^{-1}. \quad (4)$$

Здесь N – интенсивность шума. Известно, что модель (3) адекватно оценивает амплитудные флуктуации, поэтому $\gamma(s)$ может быть выражено также через среднеквадратичный коэффициент шумовой амплитудной модуляции $\overline{m_a^2}(s)$.

Экспериментальное значение величины N вблизи центра пучка равнялось $N_{\text{эксп}} \approx 4 \cdot 10^{-5}$ *вт*. Оценка мощности спонтанного шума по формулам работы [3] для геометрии нашего эксперимента дает значение $N_{\text{теор}} \approx 1 \cdot 10^{-5}$ *вт*. Согласие следует признать вполне удовлетворительным, если учесть ограниченность области применимости результатов [3] (см. также [4]). Для $\overline{m_a^2}$ из наших данных – $\overline{m_a^2} \approx 3 \cdot 10^{-5}$. В опытах ([5, 6]), в которых непосредственно измерялись естественные амплитудные флуктуации одномодового лазера были получены значения: $\overline{m_a^2} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ [5] и $m^2 = 10^{-4} + 10^{-6}$ [6]. Таким образом, по порядку величины измеренные нами отклонения пространственной когерентности от идеальной хорошо согласуются с моделью (3), где $E_N(\mathbf{r})$ представляет собой спонтанный шум. Для более точного описания хода экспериментальной кривой $\gamma(s)$, следует учесть и фазовые флуктуации. Если они не коррелированы с амплитудными, то

$$\gamma(s) = \exp\{-Ds\} [1 + N/I_k(s)]^{-1}. \quad (5)$$

По формуле (5) построена пунктирная кривая на рис. 2. Заметное к краю пучка количественное отличие ее от экспериментальной кривой 1 связано, по-видимому, с неоднородностью спонтанного шума по сечению пучка [7]. Эксперимент дает $D \approx 0,8 \cdot 10^{-2}$ *см*⁻¹, так что флуктуационное уширение углового спектра $\Delta\Omega$ в наших условиях не превышает

$\Delta\Omega = \frac{\Delta k_x}{k_z} \approx \frac{D}{k_z} \approx 1 \cdot 10^{-7}$ и существенно меньше дифракционного

$$\left(\Delta\Omega_D = \frac{1,22\lambda}{2r_0} \approx 1 \cdot 10^{-3}\right).$$

5. Относительно малый вклад технических флуктуаций в измеренную нами величину $\gamma(s)$ связан, очевидно с сильной поперечной корреляцией технических уходов (плазменные флуктуации [8] вообще были малы). Заметим также, что в $\gamma(s)$ роль технических флуктуаций "замазана" (см. выше).

6. Использование лазеров с высокой пространственной когерентностью и возможность регистрации ее малых изменений ($\Delta\gamma(s) \sim 10^{-5}$), продемонстрированная в данной работе, позволяют обойти трудности (см.,

например [9]) наблюдения коллинеарного рассеяния в экспериментах по рассеянию света (радиус корреляции рассеянного излучения $r_k < r_0$). Это обеспечивается тем, что в описанной схеме по существу производится оптическое вычитание когерентного падающего света, и на регистрирующее устройство попадает только шумовое излучение. Минимальная мощность рассеяния света, которую можно зарегистрировать в прямом направлении, определяется спонтанным излучением самого лазера. Наилучшую чувствительность в таких экспериментах следует ожидать при использовании газовых лазеров с ВЧ разрядом (см. [10]).

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
25 марта 1974 г.

Литература

- [1] А.Г.Арутюнян, С.А.Ахманов, Ю.Д.Голяев, В.Г.Тункин, А.С.Чиркин. ЖЭТФ, **64**, 1511, 1973.
- [2] С.М.Аракелян, А.Г.Арутюнян, С.А.Ахманов, В.Г.Тункин, А.С.Чиркин. Квантовая электроника, М., "Советское радио", №1, 215, 1974.
- [3] E.I.Gordon. The Bell System Technical Journal, **43**, 507, 1964.
- [4] L.T.Prescott, A.Van der Ziel. Appl. Phys. Lett., **5**, 48, 1964.
- [5] P.S.Magill, R.P.Soni. Phys. Rev. Lett., **16**, 911, 1966.
- [6] Ю.И.Зайцев. ЖЭТФ, **50**, 525, 1966.
- [7] И.П.Мазанько, М.М.Молчанов, Н.Д.Огурок, М.В.Свиридов. Оптика и спектроскопия, **30**, 927, 1971.
- [8] Ю.Г.Захаренко, В.Е.Привалов. Оптика и спектроскопия, **35**, 750, 1973.
- [9] Д.Мак-Интайр, Дж. Сэнджерс. Сб. Физика простых жидкостей. Экспериментальные исследования М., изд. Мир, 1973.
- [10] В.И.Юдин. Сб. Квантовая электроника, М., "Советское радио" №3, (15), 1973.