

## ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ

*С.А.Ахманов, В.Б.Пахалов, А.С.Чиркин*

Исследовано поведение пространственной статистики лазерного поля при подходе к порогу генерации. Установлено, что радиус корреляции  $r_{\text{кор}} \sim (\delta - \delta_{\text{пор}})^{-\frac{1}{2}}$ , где  $\delta_{\text{пор}}$  – потери, при которых возникает генерация. Полученные данные могут быть использованы при идентификации лазерного режима. Обращается внимание, что полученная экспериментально зависимость  $r_{\text{к}} = r_{\text{к}}(\delta)$  находится в хорошем соответствии с теорией самосогласованного поля Ландау для фазовых переходов второго рода. (Критический показатель очень близок к теоретическому значению 0,5; в эксперименте он равен  $0,49 \pm 0,05$ ).

1. Предметом настоящей статьи является изложение результатов экспериментального и теоретического исследования формирования про

странственной когерентности в лазерах с обратной связью. Впервые детально прослежен закон изменения радиуса поперечной пространственной корреляции  $r_{\text{кор}}$  лазерного поля при подходе к порогу генерации. Показано, что поведение радиуса корреляции вблизи порога генерации хорошо согласуется с теорией самосогласованного поля для фазовых переходов второго рода.

2. Пространственная когерентность (ПК) – одна из важнейших характеристик лазерного излучения. Сейчас уже можно считать выясненным вопрос о предельной ПК излучения лазера, работающего выше порога генерации (см. [1]). Значительный интерес представляет и исследование формирования ПК при подходе к порогу генерации. Именно таким образом можно количественно проследить переход от стохастического поля спонтанного излучения к режиму лазерной генерации. Подобные исследования интересны и еще в двух аспектах. Знание закономерностей формирования пространственной статистики может быть использовано для идентификации лазерного действия; известно, что в ряде случаев (в особенности для коротковолновых лазеров) это далеко не тривиальная задача.

Другой интересный аспект связан с некоторыми общими свойствами лазерной генерации. В ряде теоретических работ (см. [2]) обращалось внимание на аналогию между самовозбуждением лазера и фазовым переходом второго рода. С этой точки зрения измерения ПК лазерного поля при прохождении через порог генерации аналогичны измерениям пространственных корреляций в критических точках. Описанные ниже результаты свидетельствуют, что эта аналогия носит не только качественный характер.

3. В эксперименте с помощью поляризованного интерферометра [3], производилось измерение поперечной корреляционной функции  $\Gamma(s) = \langle E(r, t) E(r + s, t) \rangle$ , поля излучения  $E(r, t)$  непрерывного газового лазера при различных потерях, вносимых в резонатор.

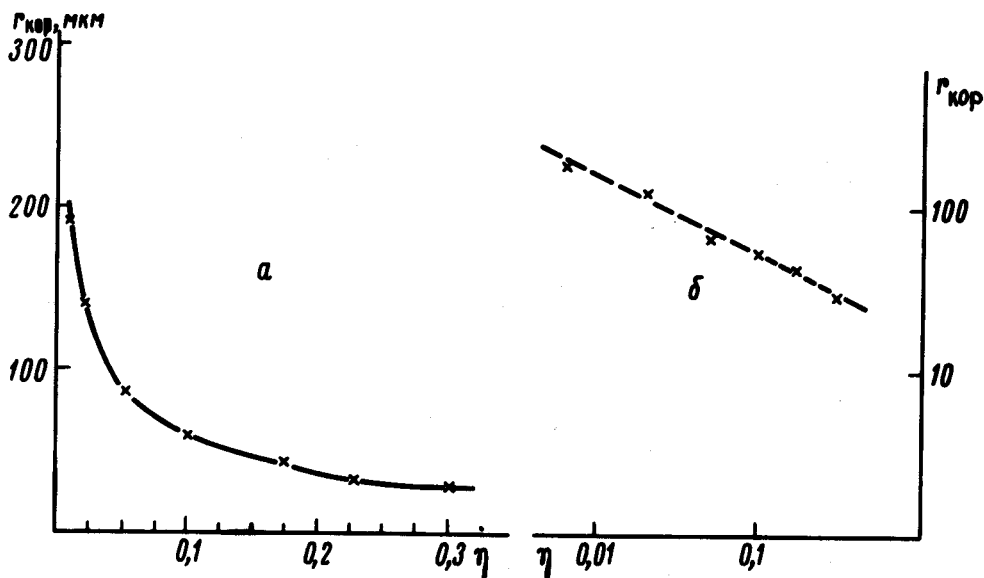
Высокая чувствительность (темновой ток ФЭУ составлял  $\sim 3$  имп/сек) и высокое пространственное разрешение (мы могли измерять радиусы корреляции светового поля  $\sim 10 \pm 20$  мкм) экспериментальной установки позволили произвести тщательные измерения ПК не только выше, но и ниже порога генерации.

Измерения были выполнены на He – Ne-лазере ЛГ-159 ( $\lambda = 0,63$  мкм) с поглощающей неоновой ячейкой.

Режим работы лазера менялся разъюстировкой резонатора (изменением потерь в резонаторе) при заданном токе трубки и некотором рабочем токе  $I_{\text{раб}}$  неоновой ячейки. При уменьшении  $I_{\text{раб}}$  до величины  $I_{\text{пор}}$  в лазере возникала генерация: интенсивность излучения скачком увеличивалась более, чем на четыре порядка. Уменьшение тока  $I_{\text{раб}}$  сопровождается уменьшением вносимых ячейкой потерь вследствие падения населенности нижнего  $2p^53p$  из уровней Ne, которым соответствует переход на  $\lambda = 0,63$  мкм. При измерениях учитывался гистерезис на кривых мощности [4].

На рисунке представлена зависимость радиуса поперечной корреляции поля от параметра  $\eta = (I_{\text{раб}} - I_{\text{пор}})/I_{\text{раб}}$ , характеризующего степень приближения к порогу генерации.

Тангенс угла наклона кривой на рис. б равен  $-0,49$ , т. е. имеет место зависимость  $r_{\text{кор}} \sim \eta^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 0,49 \pm 0,05$  (с учетом ошибки измерения).



Зависимость радиуса поперечной корреляции лазерного поля от параметра потерь  $\eta = (l_{\text{раб}} - l_{\text{пор}}) / l_{\text{раб}}$ : а – в линейном масштабе; б – в логарифмическом масштабе

4. Теоретическую зависимость радиуса  $r_{\text{кор}}$  от условий генерации можно получить, обращаясь к частотно-угловому распределению спонтанного излучения на выходе интерферометра Фабри – Перо, заполненного активной средой, [5]

$$S(\nu, \theta) = (1 - r_2^2)(G^2 - 1)(\gamma - \delta)^{-1} [(1 - r_1 r_2 G^2)^2 + 4r_1 r_2 G^2 \sin^2 \Phi]^{-1} S_0(\nu, \theta); \quad (1)$$

где  $S_0(\nu, \theta)$  – соответствующее распределение для спонтанного излучения [6],  $\nu$  – частота,  $\theta$  – полярный угол, отсчитываемый от нормали к зеркалу,  $r_i$  – коэффициенты отражения зеркал по амплитуде,  $G = e^{(\gamma - \delta) l} / 2$  – амплитудный коэффициент усиления,  $\gamma$  – инкремент,  $\delta$  – декремент,  $l$  – длина резонатора,  $\Phi = kl \cos \theta$  – фазовый набег,  $k$  – волновое число.

Функция поперечной пространственной когерентности излучения на выходе резонатора определяется выражением

$$\Gamma(\nu, s) = 2\pi k^2 \int_0^{\pi/2} J_0(ks \sin \theta) S(\nu, \theta) \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

где  $J_0(x)$  – функция Бесселя.

В приближении малой угловой расходимости для нормированной функции ПК из (1) и (2) получаем

$$|\gamma(s)| = |\Gamma(\nu, s)| / |\Gamma(\nu, 0)| = |\text{kei}(\beta ks)| / |\text{kei}(0)|, \quad (3)$$

где  $\text{kei}(x)$  — функция Томсона и  $\beta^2 = (1 - r_1 r_2 G^2) / [(r_1 r_2)^{1/2} G k l]$ . Вблизи порога возбуждения лазера радиус корреляции равен

$$r_{\text{кор}} = (2l/k)^{1/2} (r_1 r_2 G^2)^{1/4} (1 - r_1 r_2 G^2)^{-1/2}. \quad (4)$$

Это выражение преобразуется к виду

$$r_{\text{кор}} \approx (2G G_{\text{пор}}/k)^{1/2} (\delta - \delta_{\text{пор}})^{-1/2} \quad (5)$$

путем введения порогового значения  $G_{\text{пор}} = (r_1 r_2)^{-1/2}$  и разложения  $G^2 = 1 + (\gamma - \delta)l$  при малых коэффициентах усиления и условии, что при приближении к порогу генерации изменяются потери в резонаторе. Запишем зависимость потерь от тока в виде  $\delta = f(I_{\text{раб}})$ , тогда  $\delta - \delta_{\text{пор}} = f'(I_{\text{пор}})(I_{\text{раб}} - I_{\text{пор}})$ ,  $r_{\text{кор}} \sim \eta^{-1/2}$  и  $\alpha = 0,5$ .

5. Результаты расчета и эксперимента согласуются между собой. Закон  $r_{\text{кор}} \sim (\delta - \delta_{\text{пор}})^{-1/2}$  хорошо описывает поведение поля лазера с обратной связью вблизи порога генерации. Заметим, что прямой расчет радиуса корреляции по формулам (4) и (5) затруднителен, поскольку нужно знать, кроме потерь на зеркалах, величину дифракционных потерь и потерь, вносимых поглощающей ячейкой. Однако можно связать излучаемую мощность  $P$  с вносимыми потерями и получить зависимость  $r_{\text{кор}}$  от  $P$  [5]; значение  $r_{\text{кор}} = 100$  мкм соответствует излучаемой мощности  $1 \cdot 10^{-15}$  Вт.

6. Полученная зависимость для радиуса корреляции прекрасно согласуется также с результатами теории самосогласованного поля фазовых переходов второго рода, [7]. (Параметр накачки или потерь  $\delta$  является в этом случае аналогом температуры — см. [2]). Важно подчеркнуть, что для лазера критический показатель гораздо лучше согласуется с расчетом по теории самосогласованного поля, нежели для других физических систем (ср. [8]).

Сказанное делает целесообразным более детальный, нежели в [2], теоретический анализ лазерной генерации с точки зрения неравновесных фазовых переходов. Может оказаться, что лазер будет удобной физической системой для изучения критических явлений. С другой стороны, при таком подходе могут быть получены общие результаты, представляющие интерес для лазерной физики. Так, представляет интерес расчет флуктуаций и высших корреляций вблизи порога генерации; существующая экспериментальная техника позволяет выполнить соответствующие измерения.

Авторы приносят благодарность Р.Л.Стратоновичу и В.Г.Тункину за полезные обсуждения.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
25 февраля 1976 г.

## Литература

- [1] С.М.Аракелян, С.А.Ахманов, В.Г.Тункин, А.С.Чиркин. Письма в ЖЭТФ, 19, 571, 1974.
  - [2] Г.Хакен. В книге М.Лэкса "Флуктуации и когерентные явления" М., Мир, 1974, стр. 277; Н.Накен. Z. Phys., 21, 105, 1975.
  - [3] А.Г.Арутюнян, С.А.Ахманов, Ю.Д.Голяев, В.Г.Тункин, А.С.Чиркин. ЖЭТФ, 64, 1511, 1973.
  - [4] В.С.Летохов, В.И.Чеботаев. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., изд. Наука, 1975.
  - [5] А.С.Чиркин. Квантовая электроника, 3, 351, 1976.
  - [6] А.Ярив. Квантовая электроника и нелинейная оптика. М., изд. Советское радио, 1973, стр. 380.
  - [7] А.З.Паташинский, В.Л.Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. М., изд. Наука, 1975.
  - [8] М.А.Анисимов. УФН, 114, 249, 1974.
-