

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ И УГЛОВАЯ РАСХОДИМОСТЬ ИМПУЛЬСНОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ НЕОНА

А. И. Одинцов, Н. Г. Туркин и В. П. Якунин

Исследуется влияние давления газа на пространственное распределение поля сверхизлучения 6143 Å NeI линии и дается объяснение указанной зависимости.

Пространственная когерентность сверхизлучения импульсных лазеров на «самоограниченных» переходах в газах исследовалась в ряде работ [1-5]. Было установлено, что распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка у таких лазеров имеет зернистую структуру, причем характерный размер зерен соответствует размеру областей высокой пространственной когерентности [2, 3]. Для линии неона λ 6143 Å наблюдалась сильная зависимость размеров зерен, а также угловой расходимости

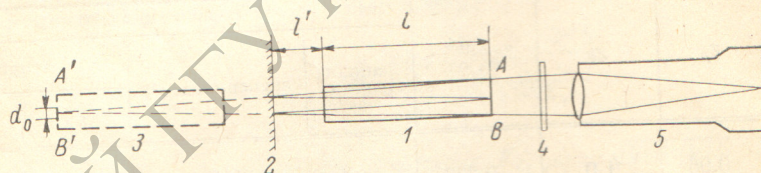


Рис. 1. Оптическая схема установки.

1 — активная среда лазера, 2 — зеркало, 3 — мнимое изображение активной среды в зеркале, 4 — нейтральный светофильтр, 5 — фотокамера.

пучка сверхизлучения от давления газа [2, 4]. В настоящей работе более полно исследуется влияние давления газа на пространственное распределение поля сверхизлучения этой линии и дается объяснение указанной зависимости.

Эксперименты проводились на разрядной трубке внутренним диаметром 3.5 мм с длиной активной среды 20 см. Устройство трубки и схема электропитания были аналогичны использованному ранее [2-4]. Все измерения производились при наличии у противоположного конца трубки плоского зеркала с коэффициентом отражения для линии 6143 Å, близким к 99%. Расстояние между зеркалом и ближайшим торцом разрядного канала составляло 17 см.

Исследование угловой расходимости и структуры поля в дальней зоне производилось путем фотографирования пучка сверхизлучения на расстояниях 3-6 м от лазера. Световой пучок после ослабления нейтральным светофильтром (рис. 1) непосредственно попадал на фотопленку (объектив фотокамеры в этом случае удалялся). По снимкам измерялись полные диаметры пучка d и оценивались средние размеры зерен структуры δ . Угловая расходимость пучка Θ определялась как $\Theta = d/L$, причем расстояние L отсчитывалось от торца $A'B'$ мнимого изображения трубки в зеркале (рис. 1). Полученные данные приведены на рис. 2 (кривая 1). Точки дают средние значения Θ по нескольким измерениям (~ 10).

При больших давлениях ($p \geq 0.3$ тор) величина Θ стремится к $D/2(l+l')$, где D — диаметр, l — длина активной части трубки, l' — расстояние от трубки до зеркала (рис. 1). Фотографирование выходного торца трубки показало, что в этом случае излучение заполняет все сечение трубки. При уменьшении давления ниже 0.3 тора угловая расходимость пучка уменьшается. Выходной торец трубки при этом лишь частично заполняется излучением. При $p=0.01$ тора диаметр пучка на выходе трубки составляет $d_{\text{вых.}} \approx 1$ мм. Угловая расходимость пучка во всей области исследованных давлений удовлетворительно описывается формулой (рис. 2)

$$\Theta = \frac{d_{\text{вых.}}}{2(l+l')} \quad (1)$$

При понижении давления наряду с уменьшением угловой расходимости наблюдается укрупнение зерен изображения пучка (рис. 3, а). В соответствии со сказанным выше мы полагаем, что средний размер зерен δ совпадает с характерным масштабом областей, в пределах которых излучение можно считать пространственно когерентным. Экспериментальная зависимость величины δ от давления газа представлена на рис. 2 (кривая 2). Естественно предположить, что размеры областей когерентности, так же как и угловая расходимость излучения, определяются эффективным диаметром пучка сверхизлучения в активной среде. В формировании пучка сверхизлучения наиболее важную роль играет излучение, испускаемое областью разряда вблизи торца трубки AB и распространяющееся к зеркалу (рис. 1), поскольку для него длина усиления максимальна. Фотографии, сделанные при фокусировании камеры на торец $A'B'$ изображения трубки в зеркале (рис. 3, б), показали, что эффективный диаметр этой «задающей» области разряда d_0^1 существенно уменьшается с понижением давления неона (кривая 3 на рис. 2). Если в первом приближении пренебречь влиянием нелинейности активной среды на когерентные характеристики сверхизлучения (что оправдано в случае малого насыщения усиления), то, считая испускание атомов «задающей» области пространственно некогерентным, можно для оценки размеров областей когерентности $\delta_{\text{ког.}}$ в пучке сверхизлучения пользоваться следующей формулой [6]:

$$\delta_{\text{ког.}} \approx \frac{\lambda}{d_0} L. \quad (2)$$

Величины $\delta_{\text{ког.}}$, рассчитанные по (2) с использованием экспериментальных значений d_0 , хорошо согласуются с наблюдаемыми размерами зерен δ (рис. 2). Таким образом, влияние давления газа на пространственную когерентность и угловую расходимость импульсного сверхизлучения линии 6143 Å неона удовлетворительно объясняется, исходя из простой модели, связывающей когерентные характеристики сверхизлучения с эффективными размерами излучающего объема газа.

Наблюдаемая в области малых давлений канализация пучка сверхизлучения возникает вследствие радиальной неоднородности активной

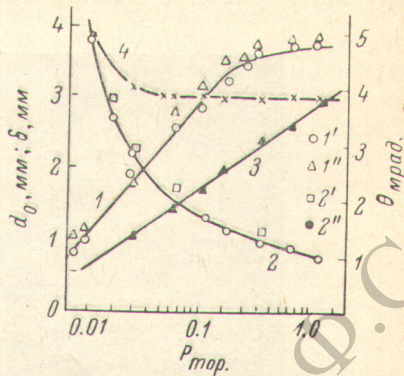


Рис. 2. Влияние давления на угловую расходимость и пространственную когерентность сверхизлучения линии 6143 Å Ne I.

1 — угловая расходимость сверхизлучения Θ (град.), 1' — измерения в дальней зоне, 1'' — измерения на выходе трубки с расчетом по соотношению (1); 2 — средний размер зерен когерентности δ в дальней зоне на расстоянии 3 м от выходного торца трубки, 2' — по фотографиям пучка, 2'' — расчет по соотношению (2); 3 — эффективный диаметр «задающей» области разряда d_0 ; 4 — экспериментальные величины δ при наличии между трубкой и зеркалом диафрагмы диаметром 0.7 мм.

¹ Продольный размер «задающей» области имеет порядок k^{-1} , где k — коэффициент усиления среды.

среды. Нами были сделаны оценки диаметра «задающей» области d_0 и угловой расходимости пучка Θ в дальней зоне в предположении, что коэффициент усиления среды, так же как и концентрация возбужденных атомов, имеет радиальную зависимость вида

$$k(r) = k_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right), \quad (3)$$

где R — радиус трубки, k_0 — значение коэффициента усиления на оси трубки. В расчетах принималось условие $k_0 l \gg 1$. Для простоты рассма-

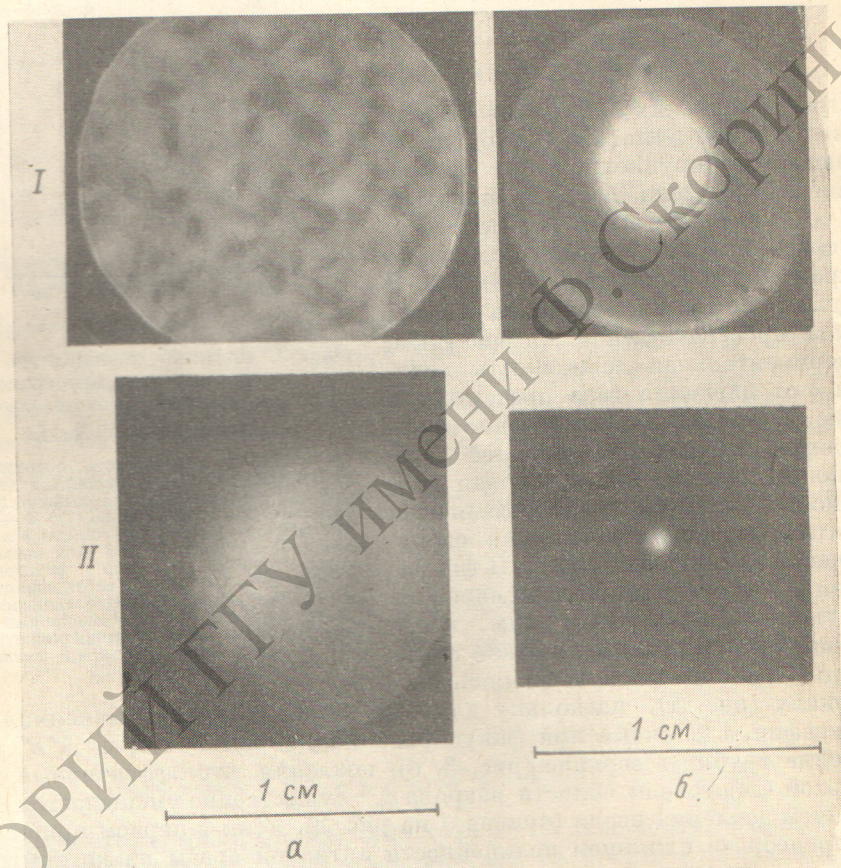


Рис. 3. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка сверхизлучения линии 6143 \AA Ne I при различных давлениях. а — в дальней зоне на расстоянии 3 м от лазера, б — «задающая» область разряда. I — 1, II — 0.02 тор.

тривалось сверхизлучение в отсутствие зеркал. При этих предположениях вклад элементарных участков «задающего» торца активной среды в освещенность точки, расположенной на оси трубки на расстоянии L от него, оказывается пропорциональным выражению

$$\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \exp \left[k_0 l \left(1 - \beta \frac{r^2}{R^2}\right) \right], \quad (4)$$

где $\beta = 1 - (l/L) + (l^2/3L^2)$. Отсюда эффективный диаметр «задающей» области d_0 , определенный на полувысоте профиля (4), приблизительно равен

$$d_0^{\text{теор.}} \approx 2R \sqrt{\frac{\ln 2}{1 + \beta k_0 l}}. \quad (5)$$

При тех же предположениях были рассчитаны профили интенсивности в поперечном сечении пучка на различных расстояниях от трубки. Для угловой расходимости пучка в дальней зоне, определяемой по диаметру пучка на уровне половинной интенсивности, найдено

$$\Theta_{\text{теор.}} \approx \frac{4R}{l} \sqrt{\frac{3 \ln 2}{k_0 l + 4}}. \quad (6)$$

Соотношения (5) и (6) показывают, что в трубках с большим усилением радиальная неоднородность среды может приводить к значительному улучшению направленности и пространственной когерентности сверхизлучения. С повышением давления газа радиальное распределение инверсии выравнивается, что приводит к увеличению ширины пучка сверхизлучения и его угловой расходимости. Одновременно, согласно (2), уменьшаются размеры областей когерентности $\delta_{\text{ког.}}$. Аналогичным образом влияет и нелинейное насыщение усиления, которое особенно существенно в области оптимальных давлений (для линии 6143 Å неона 0.2–0.5 тор). Закономерности, подобные описанным выше, должны иметь место и для других сверхизлучательных переходов в газах. Для линий неона 5400 Å зависимость характеристик пространственной когерентности от условий разряда выражена значительно слабее, чем для 6143 Å, поскольку сверхизлучение на этом переходе возбуждается при более высоких давлениях.

Пространственная когерентность сверхизлучения может быть улучшена путем применения различных методов пространственной селекции пучка. Наиболее простым из них является сужение пучка круглой диафрагмой, располагаемой между трубкой и зеркалом. В этом случае для точек дальней зоны эффективный диаметр «задающей» области будет определяться диаметром диафрагмы d' . Нами было экспериментально установлено, что при выполнении условия $d' < d_0$ размеры областей когерентности не зависят от давления. Они определяются диаметром диафрагмы и могут быть подсчитаны по соотношению (2) с заменой d_0 на d' . Это иллюстрируется кривой 4 на рис. 2, которая получена при диаметре диафрагмы 0.7 мм. Выбором размеров диафрагмы и ее положения относительно трубки и зеркала можно добиться выделения одной поперечной моды поля лазера. Однако интенсивность излучения при этом оказывается крайне малой. Для перехода неона λ 5400 Å нами была осуществлена лазерная система генератор–усилитель с селекцией пучка в генераторе при помощи диафрагмы. Таким путем удалось получить излучение с практически полной пространственной когерентностью при выходной мощности 2 квт. В качестве другого варианта селектора использовалось выпуклое зеркало с малым радиусом кривизны (~ 1 см). Более подробное описание этой системы будет дано позже.

Литература

- [1] D. A. Leonard, W. R. Zinky. Appl. Phys. Lett., 12, 113, 1968.
- [2] Ф. А. Королев, Г. В. Абросимов, А. И. Одинцов, В. П. Якушин. Опт. и спектр., 28, 540, 1970.
- [3] Г. В. Абросимов. Опт. и спектр., 31, 106, 1974.
- [4] Ф. А. Королев, Г. В. Абросимов, А. И. Одинцов. Опт. и спектр., 33, 725, 1972.
- [5] G. I. Peters, L. Allen. J. Phys. A, 5, 546, 1972.
- [6] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Изд. «Наука», М., 1970.

Поступило в Редакцию 7 сентября 1973 г.