

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ ПРИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ОТСТРОЙКАХ

Д.В.Гайдаренко, А.Г.Леоноз, А.А.Пантелеев, В.А.Росляков,
А.Н.Старостин, Д.И.Чехов

Московский физико-технический институт
11700, Долгопрудный, Московская обл.

Поступила в редакцию 24 декабря 1991 г.

Экспериментально исследована неустойчивость лазерного пучка интенсивностью до 10^7 Вт/см², распространяющегося в резонансной среде (пары натрия плотностью $10^{14} + 10^{16}$ см⁻³) в области низкочастотных отстройек ($\Delta\omega = \omega_L - \omega_0 < 0$) от D_1 -линии Na. Показано, что наблюдаемая картина рассеяния (наличие конусного излучения, генерация смещенных по частоте относительно лазерной компонент рассеяния, образование нитей) во многом аналогична хорошо изученной ранее при $\Delta\omega > 0$. Проведено сравнение с теоретическими расчетами.

Неустойчивость интенсивного лазерного излучения, распространяющегося в оптически плотной резонансной среде и вызванная процессами четырехволнового смещения, хорошо известна и изучалась ранее во многих работах (например, ¹⁻⁶). Развитие такой неустойчивости сопровождается увеличением расходимости лазерного пучка и уширением его спектра, генерацией конусного излучения, генерацией нескольких сдвинутых по частоте относительно лазерной ω_L компонент рассеянного поля и т.д. Все эти эффекты наблюдались, как правило, при высокочастотных отстройках ω_L от частоты резонанса ω_0 , так как полагалось, что процессы вырожденной самофокусировки ⁷, приводящие к разбиванию лазерного пучка на отдельные нити, значительно повышают интенсивность взаимодействия при $\omega_L > \omega_0$, а в области $\omega_L < \omega_0$ падение плотности мощности в пучке из-за самодефокусировки делает маловероятным развитие неустойчивости.

В работе ⁸, учитывая влияние процессов четырехволнового взаимодействия, теоретически было показано, что интенсивная лазерная волна испытывает поперечную неустойчивость при любом знаке отстройки $\Delta\omega = \omega_L - \omega_0$ от резонанса. Развитие пространственной и частотной неустойчивостей следует рассматривать как единый процесс, приводящий к возникновению принципиально новой спектрально-невыврожденной неустойчивости лазерного пучка, характерной особенностью которой является взаимосвязь конического излучения с мелкомасштабной самофокусировкой. При этом в области низкочастотных отстроек $\Delta\omega < 0$ на выходе из резонансной среды наблюдаемая картина рассеяния лазерного излучения должна качественно соответствовать случаю $\Delta\omega > 0$. В настоящей работе предпринята попытка экспериментально исследовать взаимодействие лазерного пучка с резонансной средой при $\Delta\omega < 0$ с целью обнаружения указанной неустойчивости.

Исследования проводились на экспериментальном стенде, состоящем из импульсного перестраиваемого лазера на красителе, нагреваемой кюветы с парами натрия, а также систем диагностики. Энергия лазерного пучка в экспериментах достигала 6 мДж при длительности импульса на полувысоте $\tau_{1/2} = 18$ нс. Лазер генерировал линейно-поляризованный гауссов пучок с полушириной спектра 0,008 нм, расходимостью ~ 1 мрад и диаметром в центре холодной кюветы 1,5 мм. Плотность паров Na в кювете, наполненной буферным газом - аргонном при давлении 10 мм рт.ст., измерялась методом крюков Рождественского, а также по распределению температур вдоль стенки

кюветы с использованием кривой давления насыщенных паров. Данные обоих методов совпадали с точностью $\sim 30\%$. Длина столба паров натрия составляла $L \approx 10$ см. Распределение интенсивности по сечению рассеянного в парах лазерного пучка измерялось фотодиодной линейкой и фотографировалось. Спектры рассеяния регистрировались спектрографом ДФС-452. В его фокальной плоскости устанавливалась щель, за которой размещался приемник излучения - ФЭУ-84. Сигнал с ФЭУ подавался на стробоскопический вольтметр В9-5, измерявшим его амплитуду в момент максимума импульса генерации с разрешением 4 нс (в течение которых интенсивность излучения практически постоянна), а затем поступал в ЭВМ IBM PC/AT для последующей обработки. Дифракционная решетка ДФС-452 вращалась шаговым двигателем, последовательно выводя на щель разные участки спектра, и при работе лазера в частотном режиме на экране ЭВМ строился мгновенный спектр рассеянного в парах излучения с разрешением 0,02 нм.

Все эксперименты проводились в диапазоне плотностей паров Na $N \approx 10^{14} \div 10^{16}$ см $^{-3}$ при интенсивности лазерного излучения J до 10 МВт/см 2 и отстройках в длинноволновую от линии D_1 натрия (соответствующей переходу $S_{1/2} - P_{1/2}$, $\lambda = 589.59$ нм) сторону $\Delta\lambda \approx 0 \div 0.3$ нм.

Полученные в работе данные свидетельствуют о наличии развитой неустойчивости лазерного пучка в указанной области параметров взаимодействия. При малых N и J в распределении интенсивности по диаметру рассеянного в парах излучения проявляются (рис.1а) два кольца. С ростом N и J контраст внешнего кольца уменьшается, оно расплывается и исчезает и тогда в сечении пучка регистрируется только внутреннее (рис.1б), резкость которого в дальнейшем также падает (отметим, что ранее при $\Delta\omega < 0$ наблюдалось только одно кольцо ⁴). Угловой диаметр колец φ растет с ростом интенсивности и уменьшением $\Delta\lambda$. С ростом плотности паров φ также сначала растет, а затем выходит на насыщение (рис.2), что существенно отличается от зависимости $\varphi \propto N^{0.4 \div 0.5}$, обсуждаемой в литературе ¹⁻³. Отметим также, что на фотографиях рассеянного пучка регистрируются спекловые пятна, отвечающие разбиению пучка на отдельные нити. В отличие от работ ^{2,4},

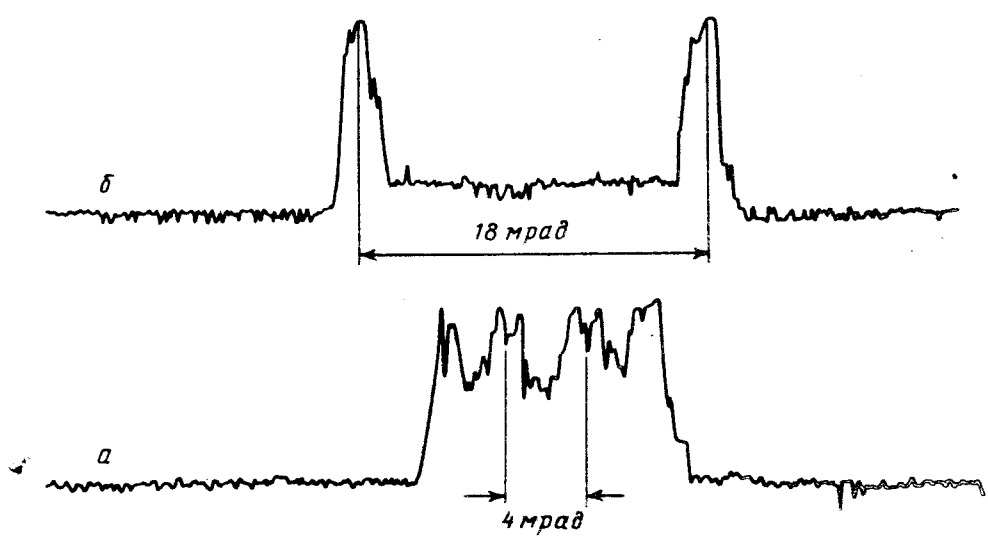


Рис. 1. Распределение интенсивности по диаметру рассеянного пучка при отстройке 0,21 нм.
 а - $J = 0,5$ МВт/см 2 , $N = 6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$,
 б - $J = 6$ МВт/см 2 , $N = 6 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$

в спектре рассеяния хорошо видны (рис.3) несколько смещенных компонент, частоты ω_j которых, за исключением линии на частоте ω' , удовлетворительно описываются расщеплением трехуровневой системы в сильном поле ⁹, а сами линии оказываются уширенными до $0,05 \div 0,15$ нм (линия на частоте ω_{22}^- возникает как компонента сильной линии ω_2^-). Но в противоположность случаю $\Delta\omega > 0$, спектры как колец, так и излучения, лежащего внутри него, практически одинаковы для всех углов наблюдения θ . Однако вне кольца, на больших углах $\theta \simeq 10 \div 25$ мрад, интенсивность смещенных компонент, которая практически не зависит от θ , становится порядка интенсивности линии на лазерной частоте, быстро падающей в этой области углов. Сами же частоты ω_j также почти не зависят от θ . Следует отметить, что проведенные нами аналогичные эксперименты в области высокочастотных отстроек воспроизводят данные работ ¹⁻⁶.

В работе ⁸ было показано, что полюса запаздывающих функций Грина для фотонов распространяющихся в присутствии интенсивного лазерного поля с учетом четырехволновых процессов определяются уравнением:

$$(c^2 \bar{k}_1^2 - \epsilon_1 \omega_1^2)(c^2 \bar{k}_2^2 - \epsilon_2 \omega_2^2) - 16\pi^2 \omega_1 \omega_2 \beta_1 \beta_2 = 0, \quad (1)$$

где \bar{k}_j - волновой вектор квантов с частотой ω_j , при этом выполняется условие волнового синхронизма: $\bar{k}_1 + \bar{k}_2 = 2\bar{k}_L$, $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_L$; $\epsilon_j = 1 + 4\pi\alpha_j$. Дисперсионное уравнение (1) следует также из полуклассического описания ^{3,10}. Коэффициенты α и β пропорциональны соответствующим поляризационным операторам из работы ⁸ и описывают поляризуемость пробного сигнала в присутствии лазерной волны и четырехволновую связь мод. В отличие от ^{3,10} α_j и β_j вычислялись для трехуровневой атомной подсистемы, так как величина частоты Раби волны накачки близка к величине тонкого расщепления дублета натрия. При этом учитывалась явная зависимость констант релаксации от плотности атомных паров ¹¹.

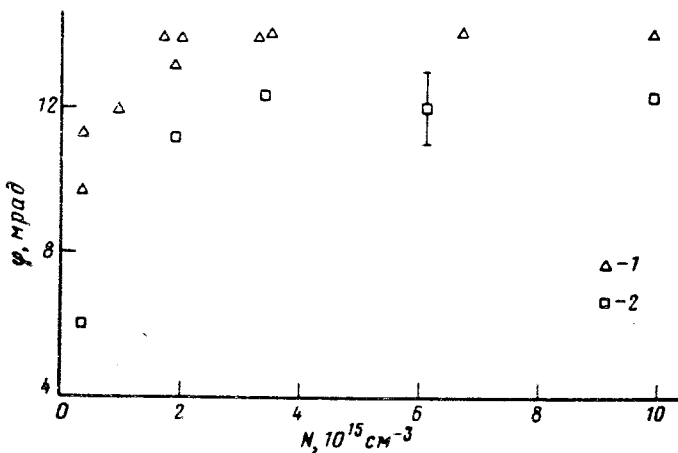


Рис. 2. Зависимость углового диаметра внутреннего кольца от плотности паров натрия. Отстройка - 0,21 нм.

1 - $J = 3,6$ МВт/см², 2 - $J = 1,2$ МВт/см²

Анализ уравнения (1) показывает, что инкремент $\kappa(\nu, \theta) = \text{Im}(\bar{k}_1)$ является резкой функцией углов (θ - угол между \bar{k}_1 и \bar{k}_L) и частот (отстроек от лаз-

ерной волны $\nu = \omega_1 - \omega_L$), причем максимумы наблюдаются вблизи рабиевских компонент. Так как усиление волны определяется оптической длиной κl , а апертура лазерной волны ограничена и $l(\theta) = d/\sin\theta$, где d - диаметр пучка, то естественно анализировать эффективный инкремент $\kappa_{eff} = \kappa/\sin(\theta)$. На рис.3г приведена зависимость κ_{eff} от частоты при малых углах ($\theta = 2$ мрад) для условий эксперимента на рис.3б, в, из которой видно, что выходящее излучение должно иметь спектрально-широкий состав, в противоположность спектрально-узким линиям, которые следуют из анализа κ , отстройки которых для интенсивности $J = 6$ МВт/см² равны 0,19, 0,57 и 0,76 нм и соответствуют расщеплению Раби трехуровневой системы⁹. Исследование же κ_{eff} показывает, что значительное усиление на линиях 0,57 и 0,76 нм возникает только на больших углах $\theta > 100$ мрад, а при малых - наблюдаются только две линии, максимумы которых лежат на отстройках 0,19 и 0,67 нм, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Следует отметить, что неожиданным является возникновение, как в эксперименте, так и в расчетах небольшого усиления в области частоты ω' , которое не коррелирует с квазиэнергетическим спектром трехуровневой системы. Анализ κ_{eff} как функции угла θ показывает, что эта величина имеет широкое угловое распределение (рис.4), и сохраняет свой вид для спектрально-широкого диапазона частот, что хорошо согласуется с экспериментальными данными по спектрально-угловым характеристикам конического излучения. Проведенные расчеты зависимости от плотности паров оптимального значения угла θ для данной моды также качественно согласуются с экспериментальными данными и отличаются от ранее теоретически обсуждавшейся в литературе^{2,3} зависимости $N^{0.5}$.

Экспериментально установлено, что значительная доля энергии лазерной волны преобразуется в энергию боковых мод (см. рис.3б). Об этом же

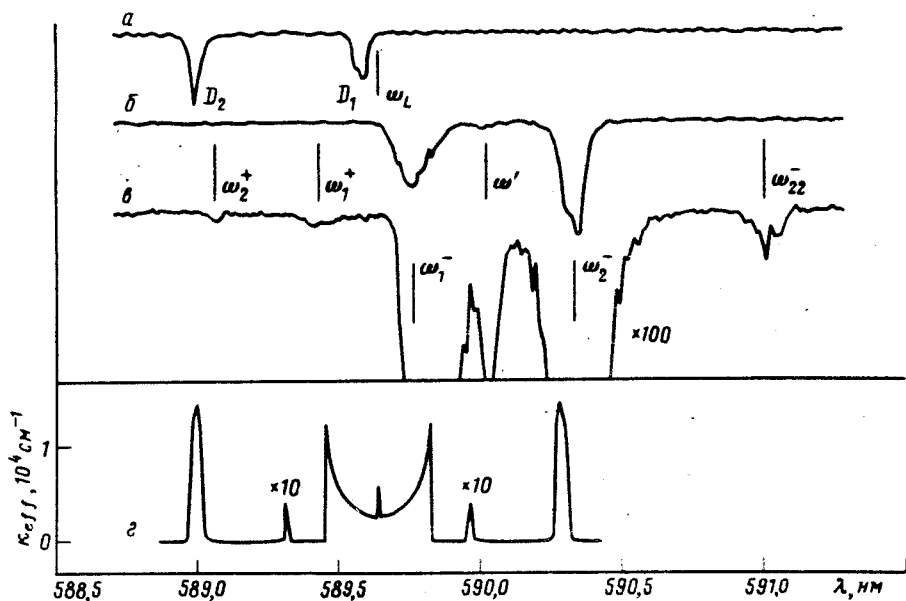


Рис. 3. а - Спектр реперных D-линий натрия; б, в - спектр рассеянного пучка при отстройке 0,05 нм, измеренный при разных усилениях: $J = 6$ МВт/см², $N = 6 \cdot 10^{15}$ см⁻³; г - спектральная зависимость эффективного инкремента, рассчитанная при тех же условиях

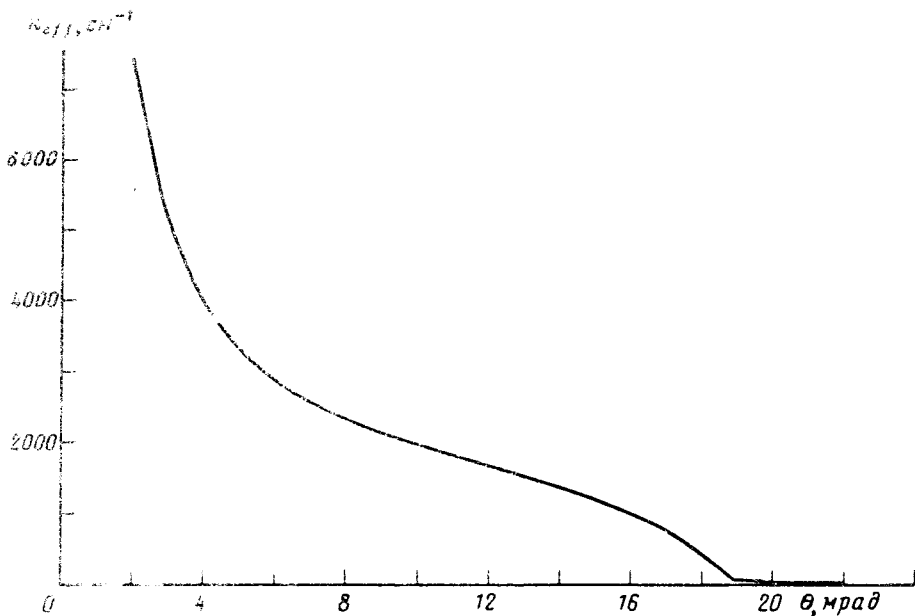


Рис. 4. Зависимость κ_{eff} от угла θ для условий рис.3б,в при отстройке рассеянной моды от линии лазера на 0,17 мкм

свидетельствуют большие значения рассчитанных инкрементов (рис.3г). Это означает, что предложенное описание носит лишь качественный характер и не описывает, в частности, спектральную асимметрию наблюдаемого конического излучения. Необходимо учитывать нестационарность лазерного импульса, имеющую место в эксперименте, а также отмеченную выше нелинейность во взаимодействии волн и асимметрию распространения красных и синих компонент вне лазерного пучка, что требует для количественного описания численного моделирования.

1. A.C.Tam, Phys. Rev. A 19, 1971 (1979).
2. C.H.Skinner and P.D.Kieiber, Phys. Rev. A 21, 151 (1980).
3. D.Harter and R.Boyd, Phys. Rev. A 29, 739 (1984).
4. У.Н.Мейер, Opt. Commun. 34, 439 (1980).
5. J.F.Valley, G.Khitrova, H.M.Gibbs et al., Phys. Rev. Lett. 64, 2362 (1990).
6. Y.Shevy and M.Rosenbluh, Opt. Lett. 12, 257 (1987).
7. F.Javan and P.L.Kelly, IEEE J.of QE, QE2, 470 (1966).
8. А.А.Пантелеев, В.А.Росляков, А.Н.Старостин, М.Д.Таран, ЖЭТФ 97, 1777 (1990).
9. Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов, Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984.
10. R.W.Boyd, M.G.Raymer, P.Narum and D.J.Harter, Phys. Rev. A 24, 411 (1981).
11. C.G.Carrington, D.M.Stacey and J.Cooper, J. Phys. B 6, 417 (1973).