

07

Обращение волнового фронта при четырехволновом смещении непрерывного излучения в условиях сильного самовоздействия

© В.И. Иванов, А.И. Илларионов, И.А. Коростелева

Дальневосточная государственная академия путей сообщения,
Хабаровск

Поступило в Редакцию 10 ноября 1996 г.

Экспериментально исследовано влияние сильного самовоздействия опорных волн на процесс обращения волнового фронта при четырехволновом смещении непрерывного излучения в среде с тепловой нелинейностью. Показано, что образованная опорными гауссовыми пучками тепловая линза приводит к значительному (в несколько раз) уменьшению коэффициента нелинейного отражения и ухудшению качества фазового сопряжения.

Термоиндуцированные нелинейности обеспечивают высокую эффективность нелинейного отражения при четырехволновом смещении низкоинтенсивного излучения. Однако в случае обращения волнового фронта при четырехволновом смещении длинных импульсов или непрерывного излучения становятся существенными побочные эффекты, ограничивающие возможности достижения предельных параметров обращения волнового фронта–четырёхволнового смещения зеркала. К таким эффектам относятся, например, термоиндуцированная конвекция среды, а также образование тепловой линзы в среде, обусловленное неоднородным поперечным распределением интенсивности пучков. Эффекты самовоздействия опорных волн приводят к существенным искажениям волнового фронта обращенной волны, поскольку в схеме обращения волнового фронта–четырёхволновое смещение необходимы сопряженные накачки.

Влияние тепловой линзы на обращение волнового фронта–четырёхволновое смещение исследовалось в ряде работ (например, [1–2]), наиболее детальное исследование проведено в [3], однако эти результаты получены в условиях слабого самовоздействия излучения, описание

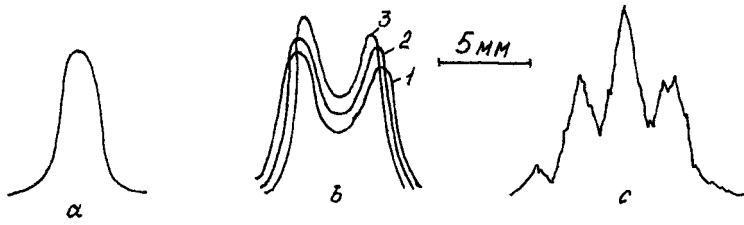


Рис. 1. Поперечное распределение интенсивности: *a* — гауссова пучка до кюветы; *b* — опорного пучка после прохождения кюветы с жидкостью на разных расстояниях от нее z , см: 1 — 22, 2 — 30, 3 — 39; *c* — волны в обращенном волновом фронте — канале.

которого ограничено парааксиальным приближением. Основная задача экспериментальных исследований, описанных ниже, заключалась в рассмотрении сильной самодефокусировки излучения, когда становятся существенными aberrации тепловой линзы [4]. В этом случае теоретический анализ самовоздействия гауссова пучка возможен только в приближении волновой оптики и требует применения численных методов [5].

В экспериментах исследовалась зависимость поперечного распределения интенсивности лазерного пучка ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) после кюветы с ацетоном толщиной $L = 230 \mu\text{m}$ от расстояния до кюветы z . Приемник с диафрагмой $0.2 \times 0.5 \text{ mm}$ передвигался на подвижке горизонтально в плоскости, перпендикулярной лучу, прописывая поперечное распределение интенсивности. Мощность падающего на кювету пучка составляла 7.1 W. Поперечные профили интенсивности пучка приведены на рис. 1. Масштаб по вертикальной оси на рис. 1, *a* уменьшен в 10 раз по сравнению с рис. 1, *b*. Видно, что прошедший кювету пучок превращается в кольцо, диаметр которого в 2–3 раза превышает характерный размер падающего гауссова пучка.

Эксперименты по четырехволновому смещению излучения проводились в схеме, в которой вторая опорная волна образована отражением первой от ретрозеркала, расположенного после кюветы с нелинейной средой. На рис. 2, *a* представлена зависимость коэффициента нелинейного отражения R от расстояния z между кюветой и зеркалом, формирующим вторую опорную волну. Пропускание кюветы близко к оптимальному (коэффициент поглощения среды $\alpha \sim L^{-1}$). Падение

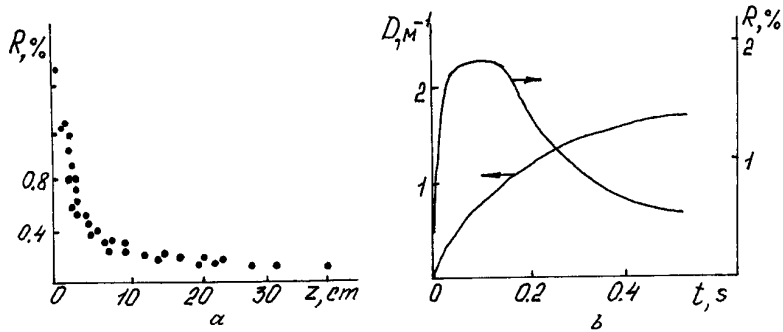


Рис. 2. Зависимость коэффициента нелинейного отражения R от: a — расстояния z между кюветой и зеркалом, формирующим вторую опорную волну; b — от времени, отсчитываемого с момента открытия излучения, D — эффективная сила термоиндуцированной линзы (эксперимент).

коэффициента отражения R с увеличением z вызвано двумя факторами [3]. При больших z ($z > \omega \cdot (\sin \theta)^{-1}$, ω — радиус пучка в плоскости кюветы) зависимость $R(z)$ обусловлена действием тепловой линзы. Поскольку локальный коэффициент нелинейного отражения пропорционален произведению интенсивностей опорных волн, то падение интенсивности второй опорной волны в плоскости кюветы приводит к соответствующему уменьшению R по закону $R(z) \sim R_0(1 + zf^{-1})^{-2}$ (R_0 — коэффициент нелинейного отражения в отсутствии самовоздействия, f — фокус тепловой линзы). Этот вывод подтверждается тем, что характерное время уменьшения коэффициента отражения R совпадает со временем образования тепловой линзы (рис. 2, b). Коэффициент отражения достигает максимума за время 20 мс, которое определяется периодом решетки, затем в течение нескольких секунд выходит на стационарное значение, составившее одну треть от максимального. Резкое увеличение R при уменьшении z (в области $z < \omega \cdot (\sin \theta)^{-1}$) связано с дополнительным вкладом от решетки, записанной отраженными от ретрорезкала сигнальной и опорной волнами. При $z = 0$ дополнительная решетка позволяет в 4 раза увеличить коэффициент нелинейного отражения [3]. Этот вклад исчезает, когда отраженная сигнальная волна уже не перекрывается с опорной.

Поперечное распределение интенсивности волны в обращенном волновом фронте — канале показано на рис. 1, c ($z = 22$ см). Видно,

что обращенный волновой фронт — пучок имеет структуру, отличную от гауссовой, и сильно уширен по сравнению с сигнальным пучком. Поскольку искажения в основном обусловлены действием тепловой линзы, то для получения высокого качества сопряжения необходимо каким-либо образом уменьшить ее влияние, например фокусируя сигнальную волну, используя независимые накачки.

В экспериментах наблюдалось также стационарное обращение волнового фронта; максимальное время регистрации составило около 10 min, что во много раз больше времени образования решетки показателя преломления в жидкости времени образования линзы и "конвективного" времени. Время обращения волнового фронта в стационарном режиме ограничивалось нестабильностью мощности лазера и закипанием жидкости.

Полученные результаты позволяют оценить влияние самодефокусировки на процесс обращения волнового фронта–четырёхволнового смешения. Во-первых, кроме фазовых искажений, вызываемых тепловой линзой и увеличивающих расходимость отраженной волны [3], эволюция поперечного распределения интенсивности опорных волн приводит к уменьшению области перекрытия взаимодействующих волн и соответственно коэффициента отражения. Во-вторых, эксперименты демонстрируют существенное падение качества сопряжения из-за сильной дефокусировки опорных волн. Поэтому для достижения высокого качества обращения волнового фронта–четырёхволнового смешения квазинепрерывного излучения необходимо ограничивать действие тепловой линзы. Отметим, что методы фазовой коррекции пригодны лишь для случая слабой дефокусировки ($f \gg L$), поскольку в обратном случае фазовые искажения превращаются в амплитудные уже на толщине нелинейной среды.

Список литературы

- [1] Герасимов В.Б., Голянов А.В., Горячева М.Н. и др. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 338–340.
- [2] Антипов О.Л. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 728–732.
- [3] Антипов О.Л., Бетин А.А., Жуков Е.А. и др. // Препринт ИПФ АН СССР № 193. Горький. 1988. 42 с.
- [4] Смит Д.К. // ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 12. С. 59–103.
- [5] Белуга И.Ш., Виневиц Б.С., Колосовская Л.Л. // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 50. С. 531–533.