Экспериментальная проверка представленных результатов позволит уточнить основные положения теории каналирования и деканалирования, относящиеся к принципу критического угла и общей концепции непрерывного потенциала Линдхарда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 00-02-17207).

Литература

1. *Zhao Z.Y., Arrale A.M., Li S.L.* et al. // Phys. Rev. 1998. **A57**. P. 274.
2. *Balashova L.L.* Prepr. of Skobeltsyn Inst. of Nucl. Phys. M., 2000, № 00-13/617.
3. *Lindhard J.* // Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. 1965. **34**, No. 14.
4. *Lenkeit K., Trikalinos Ch., Balashova L.L.* et al. // Phys. Stat. Solidi (b). 1990. **161**. P. 513.
5. *Balashova L.L., Kabachnik N.M., Shulga V.I., Trikalinos Ch.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1992. **4**. P. 4883.
6. *Trikalinos Ch., Balashova L.L., Kabachnik N.M., Shulga V.I.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1992. **B69**. P. 94.
7. *Trikalinos Ch., Kabachnik N.M., Balashova L.L., Shulga V.I.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1994. **B94**. P. 218.
8. *Balashova L.L., Kabachnik N.M., Kondratiev V.I.* // Phys. Stat. Solidi (b). 1990. **161**. P. 113.
9. *Andersen H.H., Ziegler J.F.* Hydrogen Stopping Power and Ranges in All Elements. N.Y.: Pergamon Press, 1977.
10. *Raccah P.M., Euwema R.N., Stukel D.J., Stukel T.C.* // Phys. Rev. 1970. **B21**. P. 756.
11. *Desalvo A., Rosa R.* // J. Phys. C. 1977. **10**. P. 1595.

Поступила в редакцию
10.10.00

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

АМПЛИТУДНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕВЗАИМНОСТЬ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ВКР В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Н. В. Кравцов, М. А. Мелкумов, Н. И. Наумкин

(*НИИЯФ*)

E-mail: kravtsov@npi1.phys.msu.su

Теоретически и экспериментально исследована амплитудная невзаимность, возникающая в пространственно неоднородной нелинейной среде. Теоретические и экспериментальные результаты качественно согласуются.

Оптические невзаимные эффекты существенным образом влияют на динамику излучения кольцевых лазеров [1–3]. Среди большого числа невзаимных эффектов [4] особенно интересны те, которые возникают в пространственно неоднородных средах при возбуждении в них нелинейных процессов [5].

Невзаимные эффекты наиболее полно проявляются в кольцевых лазерах [1, 3], однако их детальное исследование непосредственно в резонаторе кольцевого лазера оказывается весьма сложным. Это связано с тем, что возникающая невзаимность влияет на характеристики самого лазера. Поэтому в настоящей работе оптическая невзаимность, возникающая при ВКР в пространственно неоднородной среде, исследовалась не в резонаторе кольцевого лазера, а в кольцевом интерферометре Саньяка.

Пространственная неоднородность ВКР-активной среды (CCl_4) создавалась путем изменения сечения каустики возбуждающего излучения вдоль оси интерферометра (рис. 1). ВКР возбуждалось линейно поляризованным излучением одночастотного рубинового лазера, работающего в режиме модулированной добротности ($\tau = 30$ нс, $W = 0.2$ Дж).

Юстировка экспериментальной установки, проводившаяся при симметричном расположении кюветы длиной L, обеспечивала равенство сигналов,

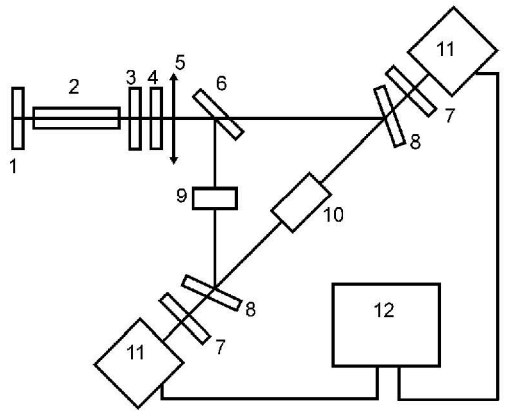

Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — глухое зеркало резонатора рубинового лазера, *2* — активная среда, *3* – просветляющийся фильтр, *4* — выходной отражатель резонатора (трехэлементная стопа), *5* — фокусирующая линза ($f = 150$ мм), *6* — светоделительная пластина, *7* — светофильтры, *8* — зеркала интерферометра Саньяка, *9* — нейтральный фильтр для выравнивания интенсивностей встречных волн, *10* — кювета длиной 2 см с нелинейной средой, *11* — фотоприемники (ФЭК-15), *12* — двухлучевой интерферометр

поступающих на фотоприемники, которые регистрировали интенсивности встречных волн I_1 и I_2, прошедших через интерферометр на частоте накачки ($\lambda = 0.6943$ мкм). При этом кювета устанавливалась таким образом, чтобы нормали к ее окнам не совпадали с осью интерферометра. Такое положение необходимо для снижения влияния обратного рассеяния от торцов на процесс ВКР.

Продольное перемещение кюветы внутри интерферометра позволяло изменять положение перетяжки каустики относительно центра кюветы. Возникающая при этом значительная амплитудная невзаимность определялась как $P = (I_1 - I_2)/I_0$, где I_0 — интенсивность сигнала, снимаемого с фотоприемника в отсутствие кюветы (рис. 2).

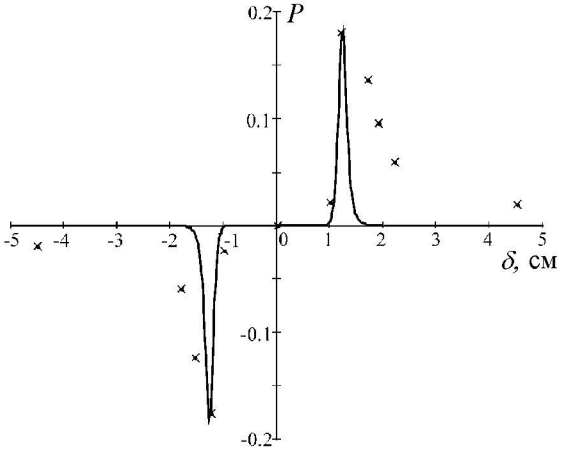

Рис. 2. Зависимость амплитудной невзаимности P от смещения кюветы относительно перетяжки δ: сплошная линия — теория, точки — эксперимент

Возникновение невзаимности связано с тем, что смещение кюветы приводит к нарушению идентичности условий распространения встречных импульсов в среде. Из рис. 2 видно, что максимальная невзаимность имела место, когда перетяжка каустики находилась вблизи окна кюветы.

Полученные экспериментальные результаты можно проанализировать с помощью системы уравнений для связанных волн [6], в первом приближении учитывающей генерацию 1-й стоксовой компоненты, зависимость сечения каустики от продольной координаты и наличие потерь.

Система уравнений для нормированных амплитуд встречных полей имеет вид

$$\frac{dA_L^{\pm}(z)}{dz} = -k_L(z)\, g^{\pm}(z) \left|A_S^{\pm}(z)\right|^2 \left|A_L^{\pm}(z)\right| - \\ -\alpha_L(z) \left|A_L^{\pm}(z)\right|,$$

$$\frac{dA_S^{\pm}(z)}{dz} = k_S(z)\, g^{\pm}(z) \left|A_L^{\pm}(z)\right|^2 \left|A_S^{\pm}(z)\right| - \\ -\alpha_S(z) \left|A_S^{\pm}(z)\right|.$$

Здесь $A_L^{\pm}$ и $A_S^{\pm}$ — действительные амплитуды волн накачки и стоксовой компоненты соответственно; α_L и α_S — коэффициенты потерь; k_L и k_S — коэффициенты нелинейного преобразования, нормированные на интенсивность в перетяжке каустики диаметром w; $g^{\pm}$ — функции, описывающие пространственную неоднородность возбуждения нелинейной среды. Функция g обратно пропорциональна площади сечения каустики и нормирована так, что в перетяжке обращается в единицу:

$$g^{+}(z) = \frac{1}{1 + q\,(z - \delta \cdot n)^2},$$

$$g^{-}(z) = \frac{1}{1 + q\,(L - z - \delta \cdot n)^2},$$

где δ — смещение торца кюветы относительно перетяжки каустики, q — параметр, определяемый геометрией каустики.

Следует отметить, что поскольку нелинейная среда имеет показатель преломления $n = 1.45$, реальный сдвиг перетяжки каустики Δz равен произведению значения смещения кюветы δ на показатель преломления нелинейной среды n: $\Delta z = \delta \cdot n$.

Расчет амплитудной невзаимности в зависимости от смещения кюветы относительно перетяжки каустики ($P(\delta) = \left(\left|A_L^{+}(L)\right|^2 - \left|A_L^{-}(L)\right|^2\right) / \left|A_L^{\pm}(0)\right|^2$) проводился с помощью программного пакета MATHCAD 2000.

Результаты расчетов, полученные при параметрах, близких к параметрам экспериментальной установки ($k_L \approx k_S = 15$ см$^{-1}$, $q = 1,2$, $w = 100$ мкм, $A(0)/A_L(0) = 10^{-3}$, $\alpha_L = \alpha_S = 10^{-1}$ см$^{-1}$), качественно согласуются с экспериментальными данными (рис. 2). При расчетах выбиралось относительно большое значение α_L, поскольку этот коэффициент должен учитывать не только диссипативные потери, но и истощение интенсивности накачки за счет ее преобразования в антистоксову и старшие стоксовы компоненты.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально продемонстрировано возникновение амплитудной оптической невзаимности в пространственно неоднородной нелинейной среде и качественно объяснен его физический механизм.

Работа выполнена в рамках Учебного научного центра «Лазерная физика и новые материалы» при поддержке РФФИ (грант 99-02-16054) и программы «Фундаментальная метрология».

Литература

1. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Под ред. Ю.Л. Климонтовича. М.: Наука, 1974.
2. *Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Наумкин Н.И.* // ЖТФ. 1970. **51**. С. 1741.
3. *Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г.* // Квант. электроника. 2000. **30**. С. 105.
4. *Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н.* // Квант. электроника. 1999. **27**. С. 98.
5. *Kravtsov N.V., Kravtsov N.N.* // J. Russ. Laser Res. 1996. **17**, No. 5. P. 457.
6. *Шен И.Р.* Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.

Поступила в редакцию
11.09.00