

УДК 535.375

ТРАНСФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗБРОСА ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ ПРОЦЕССОМ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

В. М. АРУТЮНЯН, С. А. АГАДЖАНИЯН, А. Ж. МУРАДЯН, Т. А. ПАПАЗЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 25 февраля 1983 г.)

Экспериментально реализовано обращение волнового фронта (ОВФ) мощных ультракоротких импульсов света в этанольном растворе резонансного красителя полиметиновой группы 3955. Исследована зависимость величины коэффициента отражения обращенной волны (ОВ) от интенсивности накачки. Обнаружено, что при малых уровнях энергии накачки коэффициент отражения ОВ растет квадратично и достигает своего максимума при некотором значении интенсивности накачки $I_H^{\text{опт}}$. Дальнейшее увеличение энергии опорных волн приводит к уменьшению R . Рассмотрен вопрос изменения относительного статистического разброса энергии излучения при ОВФ в зависимости от интенсивности накачки. Результаты измерений показывают, что величина статистического разброса энергии принимает свое минимальное значение в режиме оптимума отражения ОВ.

В последние несколько лет ведутся интенсивные экспериментальные и теоретические работы по исследованию процесса обращения волнового фронта (ОВФ) [1]. Этот нелинейно-оптический процесс используется в голографии и при дальнейшем развитии может применяться в оптических линиях передачи информации [2], в интерферометрии [3] и т. д. при необходимости устранения искажений волновых фронтов излучения лазеров.

Общим механизмом для ОВФ является четырехфотонное смешение (ЧФС) в нелинейной среде, предложенное в [4]. В случае вырожденного ЧФС две опорные интенсивные волны одинаковой частоты распространяются навстречу друг другу; пробная волна той же частоты составляет с ними некоторый угол. За счет нелинейного взаимодействия в среде рождается четвертая волна, которая распространяется обратно пробной и по отношению к последней имеет обращенный волновой фронт. Одним из таких нелинейных механизмов является насыщение резонансного перехода [5], экспериментально реализованное в ряде материалов (например, в рубине [6], в парах атомарного натрия [7]), среди которых большой практический интерес для лазерной физики представляют органические красители [8—12].

В некоторых экспериментах по исследованию ОВФ были использованы непрерывные лазеры. Однако в большинстве случаев предпочтение дается импульсным лазерам, для которых нелинейное отражение из пространственной области взаимодействия за счет большой мощности является более эффективным. В пикосекундной области длительностей лазеров,

где получены наибольшие мощности, энергия (мощность) лазерного излучения имеет существенно флуктуационный характер с некоторым статистическим разбросом относительно среднего значения. В связи с этим важное значение приобретает исследование трансформирования разброса энергии накачки в разброс энергии обращенной волны (ОВ) в зависимости от условий реализации процесса обращения. В настоящей работе такая зависимость рассмотрена в резонансном красителе полиметиновой 3955.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Источником излучения являлась задающая часть одномодового пикосекундного пара-

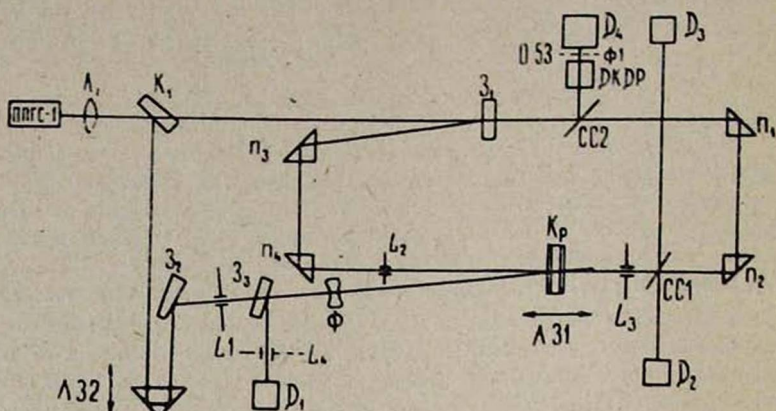


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

метрического генератора света ППГС-1 с параметрами выходного излучения $E_{\text{ср}} \approx 50$ мДж, $\tau_u \approx 30 \div 40$ пс. С помощью полупрозрачного зеркала Z_1 ($R = 45\%$) лазерное излучение расщеплялось на две примерно равные части, которые с помощью четырех поворотных призм направлялись в кювету с резонансным красителем K_p в строго встречных направлениях (опорные волны накачки). Часть излучения (4%) отводилась клиновидной подложкой K_1 на систему оптической линии задержки $\Lambda 32$ и с помощью 100% зеркала Z_2 направлялась в область пространственного перекрытия опорных волн в красителе (зондирующий луч).

Таким образом в миллиметровом слое этанольного раствора красителя 3955 создавались три когерентные волны. Оптические пути этих волн выравнивались посредством оптических линий задержки $\Lambda 31$ и $\Lambda 32$. Точность выравнивания в эксперименте составляла $\Delta l = 0,5$ мм ($\Delta t \approx 3,3$ пс). На пути зондирующего слабого луча помещалась фазовая пластинка Φ (стеклянная подложка, травленная в плавиковой кислоте), которая увеличивала расходимость луча в 15 раз. Обращенная волна отражалась от зеркала Z_3 ($R = 30\%$) и регистрировалась фотоприемником D_1 , который был снабжен сканирующей диафрагмой L_1 с диаметром отверстия $d = 3$ мм. Угловая расходимость отраженного луча после повторного прохождения через фазовую пластинку Φ была такой же, как угловая расходимость зондирующего луча до фазовой пластинки, что свидетельствовало об обратном характере отраженного от красителя излучения.

Для учета возможных флуктуаций длительности ультракоротких импульсов света в эксперименте одновременно измерялась энергия излучения

лазера как на основной ($\lambda = 1,06$ мкм), так и на удвоенной ($\lambda = 0,53$ мкм) частотах соответственно приемниками D_2 и D_4 . Паразитные отражения излучения вырезались зачерненными диафрагмами L_1 , L_2 и L_3 . Сечения пробного и опорных волн в красителе были равны между собой и составляли $2,5 \cdot 10^{-3}$ см². Плотности мощности опорных волн варьировались в пределах 1—60 ГВт/см². В ходе всего эксперимента был обеспечен линейный режим зависимости величины отраженной волны от интенсивности пробного луча.

Экспериментально была получена зависимость эффективности ОВФ от плотности мощности опорных волн. Результаты приведены на рис. 2. Коэффициент отражения ОВ квадратично растет с ростом интенсивности накачки (I_H) и достигает своего максимума при некотором оптимальном значении $I_H^{\text{opt}} = I_1$ (кривая I на рис. 2). Для остальных концентраций соответствующие значения есть $I_2 \div I_5$. Дальнейшее увеличение интенсивности накачки приводит к уменьшению R . Видно, что существует некоторая область значений интенсивности, для которой коэффициент отражения отраженной волны максимален.

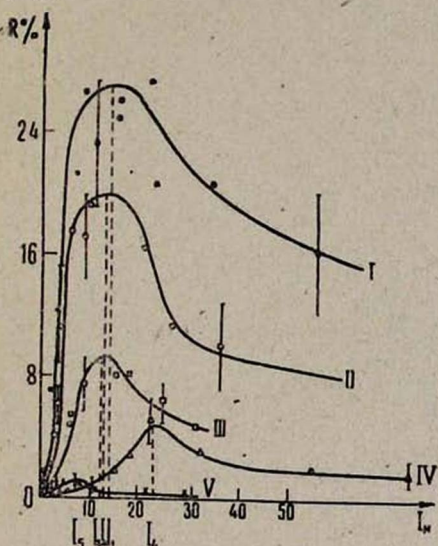


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения отраженной волны от интенсивности накачки при разных значениях концентрации красителя (в единицах 10^3 мг/л): 1,6 (I); 2,5 (II); 3,5 (III); 0,32 (IV); 0,16 (V) (высота кривой V увеличена в два раза).

В практических задачах важное значение приобретает использование изменения статистических параметров излучения при трансформировании

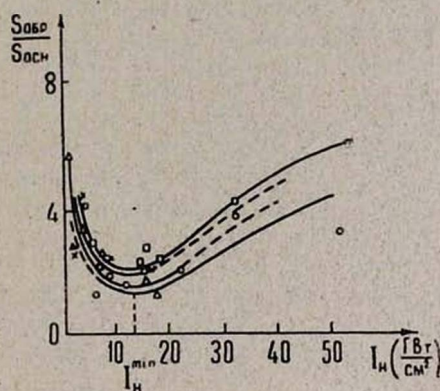


Рис. 3. Зависимость коэффициента трансформации дисперсии энергии при ОВФ от интенсивности накачки для разных значений концентраций красителя η (в единицах 10^3 мг/л): $\square$ — 0,32; $\circ$ — 1,6; $\times$ — 2,5; $\triangle$ — 3,5.

его каким-либо оптико-нелинейным процессом (в нашем случае процессом ОВФ). С этой целью нами была исследована зависимость коэффициента K трансформации разброса энергии накачки, определяемого как отношение среднеквадратичного разброса $S_{\text{обр}}$ интенсивности отраженной волны к среднеквадратичному разбросу $S_{\text{осн}}$ накачки, от режима реализации ОВФ (рис. 3). Из приведенных на рис. 3 кривых зависимости K от I_H следует, что коэффициент трансформации во всем диапазоне изменения I_H больше

единицы, что связано с нелинейным характером самого явления ОВФ и другими возможными нелинейными процессами (самофокусировка излучения в среде, диссоциация молекул и т. д.), которые сопутствуют ОВФ в красителе.

Однако его величина существенно зависит от режима ОВФ. Для значений интенсивности опорных волн, близких к $I_H^{\min}$ (рис. 3), K принимает свое минимальное значение. Величина $I_H^{\min}$ совпадает с $I_H^{\text{опт}}$ на рис. 2. Следовательно, при максимизации коэффициента отражения ОВ по интенсивности волн накачки одновременно с этим происходит и улучшение статистической характеристики сигнала ОВ. Такое сужение флуктуации в зависимости от оптимального выбора интенсивности наблюдалось для любого фиксированного значения концентрации красителя 3955. Однако степень сужения различна для разных значений концентрации. Наибольшее сужение зафиксировано при концентрации красителя $\eta = 1,6 \cdot 10^3$ мг/л.

Таким образом, исследование процесса вырожденного ЧФС в резонансном красителе 3955 показало, что с улучшением условий отражения энергетический разброс ОВ уменьшается, оставаясь больше разброса накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yarov A. TEEE, J. Quant. Electron., 14, 650 (1978).
2. Pepper D. M. et al. Opt. Lett., 3, 7 (1978).
3. Hopf F. A. J. Opt. Soc. Amer., 70, 1320 (1980).
4. Hellwarth R. W. J. Opt. Soc. Amer., 67, 1 (1977).
5. Abrams R. L., Lend R. C. Opt. Lett., 2, 94 (1978).
6. Liao P. F., Bloom D. M. Opt. Lett., 3, 4 (1978).
7. Liao P. F., Bloom D. M., Economou N. P. Opt. Lett., 2, 58 (1978).
8. Блещук В. Н. и др. ДАН СССР, 241, 1322 (1978).
9. Ивахник В. В. Кандидатская диссертация, МГУ, 1980.
10. Беспалов В. Н. и др. ЖЭТФ, 79, 378 (1980).
11. Moses E. L., Wu F. Y. Opt. Lett., 5, 64 (1980).
12. Tocho J. O., Stibbett W., Bradley D. J. Opt. Commun., 34, 122 (1980).
13. Ивакин Е. В. и др. Препринт № 258 ИФ АН БССР, Минск, 1982.

ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԱՐԺԵՔՆԵՐԻ ՑՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՁԵՎԱՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԻ ՇՐՋՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ Ս. Ա. ԱՂԱՋԱՆՅԱՆ Ա. Ժ ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ Թ. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ

Հետազոտված է 3955 ռեզոնանսային ներկանյութում շրջված ալիքային ճակատով ալիքի անդրադարձման դործակցի կախվածությունը զրգուման հզորության խտությունից: Ստացված է զրգող հզորության օպտիմալ արժեքը ըստ անդրադարձման դործակցի: Ուսումնասիրված է շրջված ճակատով ալիքի վիճակագրական պարամետրերի վարքը՝ կախված զրգուման հզորությունից և ներկանյութի կոնցենտրացիայից: Գտնված են պայմաններ, երբ շրջված ճակատով ալիքի ինտենսիվության միջին քառակուսային շեղումը փոքրագույնն է:

TRANSFORMATION OF LASER PUMPING ENERGY SPREAD BY MEANS OF PHASE CONJUGATION PROCESS

V. M. ARUTYUNYAN, S. A. AGADZHANYAN, A. Sh. MURADYAN,
T. A. PAPAZYAN

The wave front transformation of ultrashort light pulses was accomplished experimentally in the ethanol solution of resonance dye (3955). The relative statistical energy spread of the radiation at wave front transformation was considered as a function of the pumping intensity. The conditions were found under which the root-mean-square deviation of the phase conjugation intensity was minimal.