

ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ СЛАБОГО СВЕРХКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ИНВЕРТИРОВАННУЮ СРЕДУ С МЕДЛЕННОЙ ФАЗОВОЙ РЕЛАКСАЦИЕЙ

О.П.Варнавский, В.В.Головлев, А.Н.Киркин, А.М.Можаровский

Исследовано изменение формы слабых сверхкоротких импульсов при когерентном взаимодействии с усиливающей средой. Изменения зарегистрированы даже в тех случаях, когда влияние импульсов на заселенность уровней пренебрежимо мало. Эти изменения связаны с излучением, обусловленным макроскопической поляризацией, которая создается в среде исходным импульсом.

Эволюция импульсов света при прохождении через инвертированную среду с медленной фазовой релаксацией подчиняется существенно иным закономерностям, нежели при обычном некогерентном усилении, при котором время фазовой релаксации среды T_2 меньше длительности импульса τ_p ¹. Наличие фазовой памяти среды приводит к тому, что локальная поляризация в каждый момент времени определяется временной зависимостью поля в среде на интервале порядка времени фазовой релаксации. Эта поляризация в свою очередь влияет на характер взаимодействия излучения со средой. В частности, наличие усиления излучения или его поглощения определяется не инверсией на переходе, а относительной фазой поля и поляризации.

Вследствие этого в условиях $\tau_p < T_2$ даже для слабых сигналов, не меняющих существенно заселенности уровней усиливающего перехода, должны наблюдаться особенности по сравнению с некогерентным режимом. Так, например, для слабых импульсов с $\tau_p < T_2$ имеет место отклонение от закона Бэра и нарастание сигнала по закону $\exp \sqrt{\beta x}$ (так называемое летаргическое усиление^{2,3}). В данной работе экспериментально исследовано изменение формы импульсов при усилении в среде с медленной фазовой релаксацией. В отличие от работы¹, где нами изучались особенности когерентного усиления мощных импульсов, в данном случае рассматриваются импульсы, действием которых на заселенности уровней можно пренебречь. Насколько нам известно, подобных исследований для инвертированных сред ранее не проводилось.

В качестве модельной среды использовался рубин (линия R_1) при температуре $\cong 80$ К ($T_2 \cong 300$ пс). На вход усиливающего элемента длиной 12 см с однопроходным усилением $\cong 500$ (для слабого импульса длительностью больше T_2) подавался импульс рубинового лазера с самосинхронизацией мод. Предварительно импульс пропусклся через насыщающийся фильтр и ослаблялся нейтральными фильтрами. При прохождении через насыщающийся фильтр подавлялись осцилляции на заднем фронте импульса, зарегистрированные в¹. Импульс на входе усилителя был бесструктурным и имел длительность 30 – 50 пс. Охлаждение рубиновых кристаллов в лазере и усилителе осуществлялось жидким азотом. Для регистрации использовалась электронно-оптическая камера (ЭОК) с разрешением $\cong 20$ пс.

На рис. 1 приведены денситограммы снимков с экрана ЭОК. Площади входных импульсов составляли $\pi/200$. Пиковая мощность излучения возрастала в усилителе всего в $\cong 10$ раз. Площади выходных импульсов не превышали $\pi/20$, т.е. изменением заселенностей уровней можно было пренебречь. В обоих случаях имеет место удлинение импульсов до величины 250 – 300 пс, что примерно соответствует величине T_2 . При повышении температуры усиливающего кристалла длительность выходного импульса сокращалась. При 100 К она составляла 100 – 150 пс, что также соответствовало T_2 .

Наблюдаемое удлинение импульсов, по-видимому, вызвано излучением, обусловленным макроскопической поляризацией, которая создается в среде исходным импульсом. Родствен-

ный эффект наблюдался в поглощающей среде в работе ⁴, где зарегистрировано уширение импульса малой площади в протяженной среде. Этот результат также объясняется когерентным излучением, обусловленным наведенным в среде макроскопическим дипольным моментом, затухающим на временах $\cong T_2$.

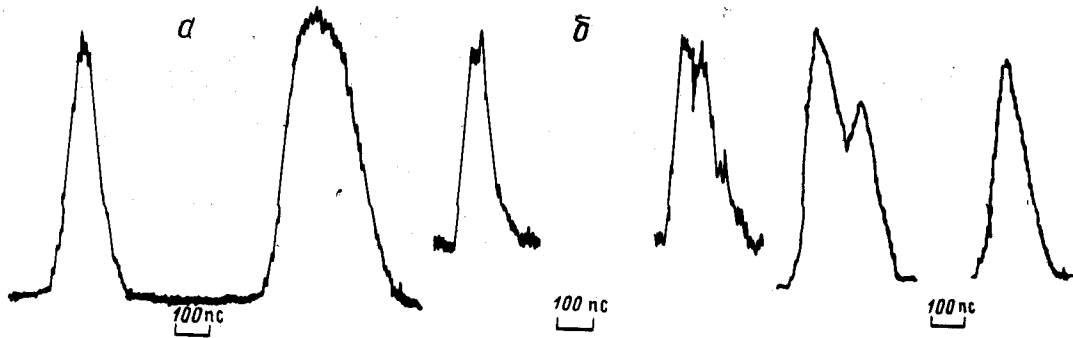


Рис. 1

Рис. 3

Рис. 1. Денситограммы импульсов рубинового лазера до (слева) и после (справа) усиления в кристалле рубина при 80 К. Вертикальный масштаб для обоих импульсов произвольный

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но входной импульс имеет осциллирующую огибающую

Для коротких входных импульсов нами в ряде случаев наблюдалось появление структуры с провалом в центральной области (см. рис. 1, б). Данный результат можно объяснить следующим образом. Кинетика излучения в нашем случае близка к кооперативному спонтанному излучению (сверхизлучение Дике ⁵). Но только в отличие от сверхизлучения фазировка дипольных моментов отдельных атомов происходит не спонтанно, а под действием поля слабого короткого импульса.

Согласно ⁶, развитие импульса сверхизлучения происходит с задержкой

$$\tau_D \cong \tau_R |\ln \theta_0 / 2\pi|^2$$

относительно момента создания инверсии. Здесь τ_R — характерное время сверхизлучения, θ_0 — начальный полярный угол вектора Блоха. Если θ_0 определяется не спонтанными флуктуациями поляризации, а затравочным импульсом малой площади, то за точку отсчета следует брать момент прихода затравочного импульса. Такой режим был теоретически исследован в работе ⁷ и назван индуцированным сверхизлучением. Можно предположить, что если длительность входного импульса меньше τ_D , то на выходе усиливающей среды возникнут два импульса, первый из которых соответствует усиленному входному импульсу, а второй — импульсу излучения, обусловленного дипольным моментом, наведенным в среде первым импульсом. В случае $\tau_p > \tau_D$ импульс высвечивания среды должен накладываться на входной импульс, удлинняя его до величины $\cong T_2$. При этом на выходе будет наблюдаться гладкий бесструктурный импульс.

В нашем случае $\tau_D \cong 50$ пс и поэтому структура выходного импульса на рис. 1, б может быть связана с выполнением условия $\tau_p < \tau_D$, хотя строго говоря, для реализации чистого режима индуцированного сверхизлучения требуется $\tau_p < \tau_R$ ⁷. Не исключено также, что развитию структуры выходного импульса способствует формирование когерентной суперпозиции двух подуровней нижнего состояния иона Cr в рубине. Период осцилляций, соответствующий частотному интервалу между этими подуровнями, составляет $\cong 40$ пс.

Измерения проводились также без насыщающегося фильтра на выходе задающего генератора. В этом случае входной импульс имел осциллирующую структуру, обусловленную когерентным усилением, причем как показано нами в ¹, фаза поля на каждой последующей осцилляции претерпевала скачок на π . На рис. 2 приведены денситограммы разверток для входного импульса площадью $\cong \pi/20$ с осциллирующей структурой. Длительность импуль-

са превышает время задержки τ_D и поэтому импульс излучения, обусловленного наведенным моментом, накладывается на входной импульс, интерферируя с ним. При этом интерференция в пределах первой осцилляции огибающей, как и на рис. 1, а, является конструктивной, а в пределах второй осцилляции огибающей – деструктивной. Поэтому имеет место подавление осцилляций на заднем фронте исходного импульса.

Таким образом, в условиях когерентного взаимодействия даже для слабых импульсов, не меняющих заметным образом инверсию населенности, наблюдается изменение формы. Данный эффект можно использовать для формирования импульсов при когерентном усилении.

Авторы благодарны М.Д.Галанину и А.М.Леонтовичу за интерес и внимание к работе, а также Р.Ф.Маликову и Е.Д.Трифонову за полезные обсуждения.

Литература

1. Варнавский О.П., Куркин А.Н., Леонтович А.М. и др. ЖЭТФ, 1984, 86, 1227.
2. Crisp M.D. Phys. Rev., 1970, 1A, 1604.
3. Chung H.K., Lee J.B., DeTemple T.A. Opt. Comm., 1981, 39, 105.
4. Hartman H.-J., Lauberau A. Opt. Comm., 1983, 47, 117.
5. Dicke R.H. Phys. Rev., 1954, 93, 99.
6. MacGillivray J.C., Feld M.S. Phys. Rev., 1976, 14A, 1169.
7. Malikov R.F., Trifonov E.D. Opt. Comm., 1984, 52, 391.