

## НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТОВ КОГЕРЕНТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ УСИЛЕНИИ КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕОНЕ

А.И.Одинцов, В.П.Якунин

В лазерном усилителе на неоне (переход  $\lambda = 5400 \text{ \AA}$ ) в условиях сохранения фазовой памяти атомов за время длительности импульса наблюдалась модуляция огибающей импульса, изменение скорости распространения и расщепление спектральной полосы импульса.

1. Когерентное взаимодействие световых импульсов с газовыми системами до настоящего времени исследовалось главным образом, для поглощающих сред, где наблюдались эффекты самоиндуцированной прозрачности, фотонного эха [1 – 3]. В настоящей работе сообщается об экспериментах по когерентному взаимодействию импульсов с усиливающей газовой средой с неоднородно уширенной линией перехода.

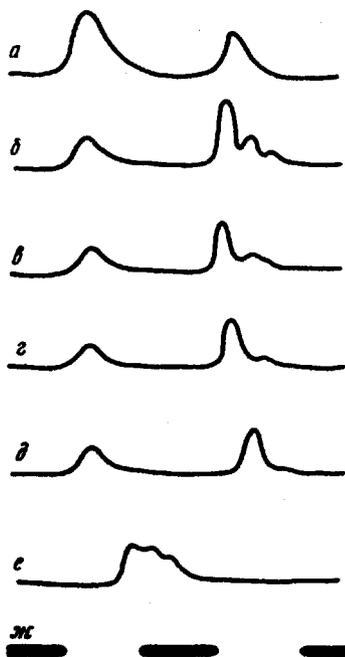


Рис. 1. Осциллограммы импульсов на выходе усилителя (слева входной импульс): а – холодный усилитель, б –  $\theta_{\text{ВХ}} \sim \pi$ , в –  $0,3\pi$ , г –  $0,1\pi$ , д –  $-10^{-2}\pi$ , е – неоднородный пучок, ж – метки 10 нсек

2. Генератором импульсов служил лазер на неоне (переход  $2p_1 - 1s_4$ ,  $\lambda = 5400 \text{ \AA}$ ), который работал в режиме сверхызлучения с одним зеркалом [4]. Разрядная трубка лазера охлаждалась жидким азотом. Производилось выделение одной пространственной моды сверхызлучения и линейной поляризации. Выходной сигнал имел вид моноимпульса с длительностью на полувысоте 2 нсек и плотностью мощности в максимуме  $2 \text{ квт/см}^2$ . Усилитель состоял из двух последовательных секций. Первая секция имела активную длину 70 см и работала при комнатной температуре, вторая – с длиной 50 см, охлаждалась жидким азотом. Дав-

ление неона (приведенное к комнатной температуре) составляло в генераторе 4 тор, в усилительных трубках 2 тор. Трубки питались от общего источника высоковольтных импульсов с оптимизацией величины задержки в секциях усилителя. Система диафрагм выделяла однородную по сечению часть пучка диаметром 1 мм. Потери за счет расходимости пучка оценивались  $\sim 8$  дб. Чистое усиление в обеих секциях составляло 42 дб (17 и 25 дб соответственно). Регистрация производилась с помощью фотозлемента ФЭК-16 и осциллографа И2-7.

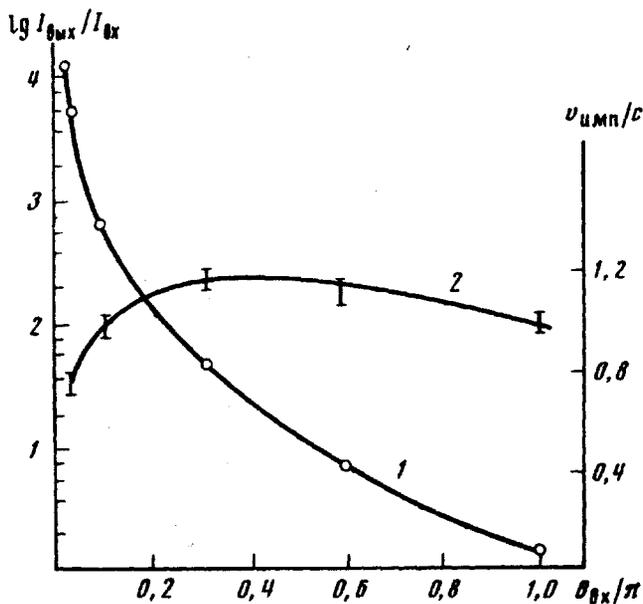


Рис. 2

3. Исследована зависимость формы выходного импульса от величины "площади" входного импульса  $\theta_{вх} = \mu/\hbar \int \mathcal{E}(t) dt$  ( $\mathcal{E}(t)$  – амплитуда поля,  $\mu$  – матричный элемент перехода). Величина  $\theta_{вх}$  варьировалась в пределах от  $0,01 \pi$  до  $1,1 \pi$ . На выходе первой секции усилителя наблюдалось сужение импульса, ширина которого при  $\theta_{вх} \sim \pi$  уменьшалась до 1,3 – 1,5 нсек. Осциллограммы импульсов, прошедших через обе секции усилителя, приведены на рис. 1. Видно, что при  $\theta_{вх} \approx \pi$  происходит разбиение импульса на два или три пика с уменьшающейся амплитудой. Площадь первого пика близка к  $\pi$  и сохраняется при уменьшении  $\theta_{вх}$  вплоть до значений  $\theta_{вх} \sim 10^{-2} \pi$ . Последующие пики с уменьшением  $\theta_{вх}$  падают по амплитуде и исчезают. На рис. 2 (кривая 1) дана зависимость коэффициента усиления, определяемого по максимуму первого пика, от величины  $\theta_{вх}$ . Нарушение однородности пучка, а также отсутствие выделенной поляризации в усилителе приводит к "размазыванию" структуры в огибающей импульса (см. рис. 1, e). Форма импульса при этом не воспроизводится. В случае, когда вторая секция усилителя работала без охлаждения, модуляция огибающей импульса была выражена значительно слабее, что можно объяснить уменьшением коэффициента усиления из-за уширения доплеровской линии.

4. Наблюдалось изменение скорости распространения импульса  $v_{имп}$ , определяемой по максимуму первого пика его огибающей, в зависимос-

ти от  $\theta_{\text{вх}}$ . На рис. 2 (кривая 2) приведены средние значения  $\nu_{\text{имп}}$ , рассчитанные с учетом всей длины усилителя. Величина запаздывания импульса, при малых  $\theta_{\text{вх}} \sim 10^{-2} \pi$  (в режиме усиления, близком к линейному), удовлетворительно согласуется с формулой, учитывающей влияние дисперсии среды на групповую скорость [5].

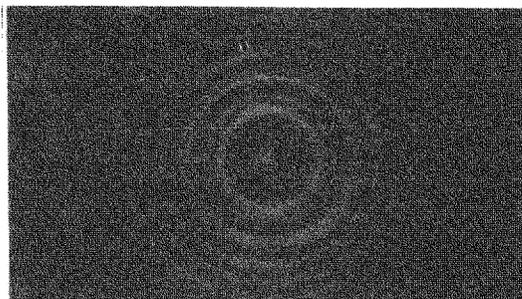


Рис. 3. Спектр выходного импульса при  $\theta_{\text{вх}} \sim \pi$

5. Изучено поведение спектра выходного импульса при помощи интерферометра Фабри – Перо. При больших величинах  $\theta_{\text{вх}} \sim \pi$ , когда сильно выражена модуляция огибающей выходного импульса, его спектр, как правило, состоит из двух, иногда из трех компонент с типичной величиной расщепления  $350 \text{ МГц}$  (рис. 3). (Спектр входного импульса имеет одну компоненту с шириной  $300 \text{ МГц}$ ). При малых  $\theta_{\text{вх}}$ , когда выходной импульс имеет простую форму, в его спектре остается только одна компонента. Поведение спектра качественно согласуется с фурье-преобразованием импульса, если принять, что второй пик в огибающей импульса представляет собой "отрицательный выброс".

6. Анализ времен жизни уровней перехода (с учетом тушения электронами), а также сопоставление полученных данных с имеющимися теоретическими расчетами [6], дает основания полагать, что в нашем эксперименте имело место когерентное взаимодействие импульса с усиливающей средой при выполнении условия  $T_2^* < \tau_{\text{имп}} \lesssim T_1 T_2 / T_1$  и  $T_2$  – времена релаксации населенностей и поляризации,  $T_2^*$  – время неоднородной релаксации.

Московский

государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
21 июня 1974 г.

### Литература

- [1] С.К.N.Patel, R.E.Slusher. Phys. Rev. Lett., 19, 1019, 1967; 20, 1087, 1968.
- [2] Н.М.Gibbs, R.E.Slusher. Phys. Rev. Lett., 24, 638, 1970; Appl. Phys. Lett., 18, 505, 1971.
- [3] С.С.Алимпиев, Н.В.Карлов. ЖЭТФ, 61, 1778, 1971; ЖЭТФ, 63, 482, 1972.
- [4] И.Н.Князев, Г.Г.Петраш. ЖПС, 4, 560, 1966.
- [5] L.Casperson. A.Yariv. Phys. Rev. Lett., 26, 293, 1971.
- [6] A.Icsevgi, W.E.Lamb, Jr. Phys. Rev., 185, 517, 1969.