

КОГЕРЕНТНОЕ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОГО РЕЗОНАНСНОГО СВЕТА АТОМАМИ ЦЕЗИЯ

В.А. Саутенков

С применением сканируемого по частоте непрерывного инжекционного лазера реализована методика эхо-спектроскопии на D₂-линии ¹³³Cs. Обнаружено, что сигналы поглощения и переизлучения сравнимы по величине (~ 4 мВт).

Исследование нелинейных эффектов когерентного переизлучения (типа фотонного эха) в газах и конденсированных средах представляет большое значение для науки и техники /1–3/. Методы эхо-спектроскопии, в принципе, можно использовать для записи и обработки информации /1,2/. В резонансных газовых средах эхо-сигнал наблюдается при значительно меньших интенсивностях лазерного излучения (~ 1 Вт/см²) по сравнению с конденсированными средами ($\geq 10^4$ Вт/см²) /1,2/.

Для практических применений наиболее подходят инжекционные полупроводниковые лазеры (ИЛ), которые отличаются компактностью, высоким КПД, надежностью и простотой в управлении /4/.

Экспериментальное наблюдение фотонного эха с помощью ИЛ осуществлено в /3/. С помощью импульсного ИЛ с широким контактом возбуждались пары цезия (давление 10^{-4} торр) на D₂-линии ($\lambda = 852,1$ нм). Лазер работал в многомодовом режиме, и ширина спектра генерации, по-видимому, намного превышала доплеровскую ширину D₂-линии цезия $\Delta\nu_D = 0,4$ ГГц. Мощность зарегистрированных эхо-сигналов P_с была на несколько порядков меньше мощности возбуждающих импульсов, P₀ = 1 Вт. Малая эффективность преобразования энергии возбуждающих импульсов в эхо-сигнал связана с выбором неоптимальных характеристик возбуждающего излучения (широкий спектр, неоптимальная площадь импульсов θ и т.п.).

Цель настоящей работы заключается в получении интенсивного эхо-сигнала, сравнимого по величине с возбуждающим световым полем. Для реализации интенсивного когерентного переизлучения (двухимпульсное воздействие) необходимо выполнение нескольких условий: 1) значительное поглощение световых импульсов в газовой ячейке, что может быть обеспечено при малой ширине спектра излучения ($\Gamma < \Delta\nu_D$) и большой оптической плотности газа ($kl \sim 1$); 2) площади возбуждающих импульсов $\theta_1 = \pi/2$ и $\theta_2 = \pi$; 3) коллинеарное распространение возбуждающих импульсов; 4) временной интервал между первым и вторым импульсами τ меньше времени релаксации возбужденного состояния (радиационное время жизни возбужденного состояния $6P_{3/2}$ атома ¹³³Cs равно $\tau_r = 30$ нс). Сигнал первичного эха P_с убывает с ростом τ по закону: $P_s \propto P_0 \exp(-4\tau/\tau_r)$ /1/.

Экспериментальная установка (рис. 1) собиралась с учетом вышеприведенных рекомендаций. Полосковый ИЛ на основе GaAlAs /4/ работал в непрерывном одномодовом режиме при температуре жидкого азота. Пороговый ток накачки 0,3 А. На D₂-линии цезия ширина линии генерации Γ при постоянном токе накачки J = 0,7 А составляла 80 МГц, выходная мощность 20 мВт. Методика контроля спектра излучения и настройки на линию поглощения описана в /5/.

Лазерное излучение объективом "Индустар-50" коллимировалось в сходящийся пучок ($2\varphi < 10^{-2}$ рад) и направлялось на стеклянную ячейку с парами цезия. Мощность падающего на ячейку лазерного излучения P₀ = 5 мВт, диаметр светового пучка в ячейке $\leq 0,1$ см. Вектор электрического поля световой волны параллелен земному магнитному полю. Для удобства сравнения результатов давление насыщенных паров цезия (10^{-4} торр) и длина ячейки (5 см) выбирались близкими к соответствующим параметрам, использованным в /3/.

Для формирования эхо-сигналов использовалась техника быстрого двойного прохождения частоты монохроматического возбуждающего излучения через спектральный контур неоднородно уширенной линии поглощения /1/. Быстрое сканирование частоты генерации ИЛ обеспечивалось наложением на постоянный ток накачки импульса тока длительностью 5 – 15 нс. Мощность и частота генерации ИЛ пропорциональны малым изменениям тока накачки /4/.

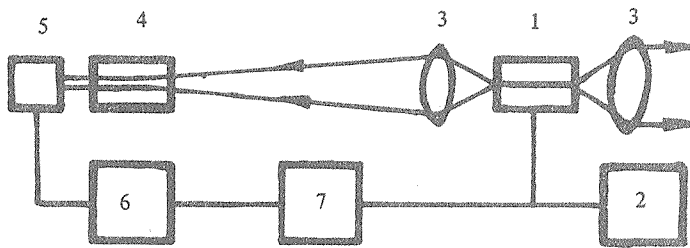


Рис. 1

Рис. 1. Схема установки: 1 – инжекционный лазер; 2 – источник тока накачки; 3 – коллимирующие объективы; 4 – ячейка с парами цезия; 5 – скоростной фотодиод ЛФД-2; 6 – осциллограф С1-75; 7 – генератор импульсов Г5-72.

Рис. 2. а) Сигнал с фотодиода, пропорциональный мощности излучения ИЛ без кюветы, б), в) – сигналы поглощения и переизлучения от кюветы с парами цезия. Чувствительность осциллографа при регистрации зависимости а была в 10 выше, чем при регистрации зависимостей б и в.

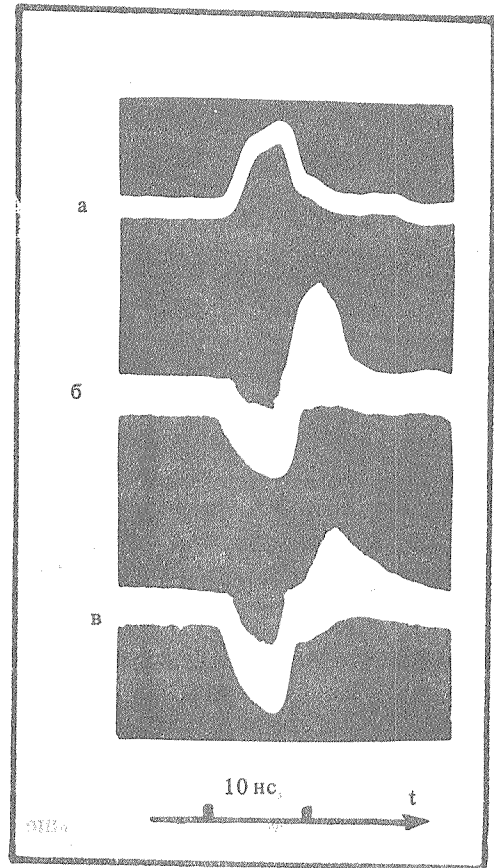


Рис. 2

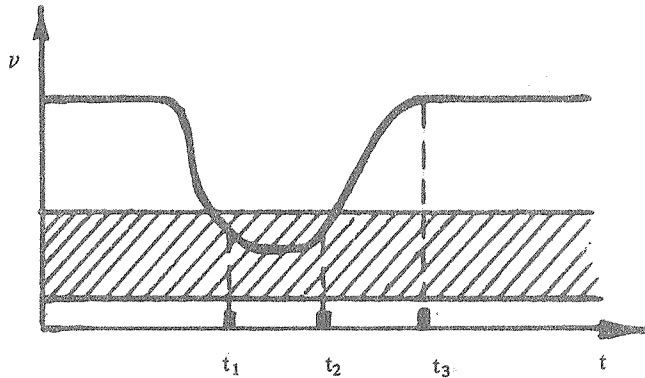


Рис. 3

Рис. 3. Графическая интерпретация экспериментальных результатов.

Наибольший сигнал когерентного переизлучения парами цезия наблюдался на длинноволновой компоненте D_2 -линии $6S_{1/2}$ ($F = 4$) – $6P_{3/2}$.

Полученные результаты для $\Delta J = 25$ мА приведены на рис. 2. Сигнал с фотодиода без поглощающей ячейки, соответствующий импульсному увеличению мощности генерации, показан на рис. 2а. Максимальное изменение мощности и частоты генерации составляло $\Delta P/P_0 = 6 \cdot 10^{-2}$ и $\Delta \nu = 4$ ГГц соответственно. Пока на ток накачки не накладывался импульс тока, световой пучок проходил ячейку без поглощения. Длина волны лазерного излучения находилась в пределах спектрального контура линии поглощения только во время импульса тока. Уменьшение интенсивности прошедшего через ячейку излучения, соответствующее вершине импульса, достигало $70 \div 80\%$.

Сигналы поглощения и переизлучения для двух значений постоянной составляющей тока накачки продемонстрированы на рис. 2б,в. Смещением уровня тока накачки увеличили временной интервал между моментами возбуждения t_1 и t_2 одних и тех же атомов цезия. Соответственно возросло время задержки сигнала переизлучения на рис. 2в по сравнению с рис. 2б.

Поясним графически возникновение сигнала фотонного эха в данном эксперименте. На рис. 3 качественно показана зависимость частоты генерации ИЛ от времени. Заштрихованной полосой обозначен контур линии поглощения. Линия неоднородно уширена, спектр генерации ИЛ меньше $\Delta\nu_D$ и поэтому при перестройке частоты возбуждаются поочередно группы атомов газа с различной скоростью. Лазерное излучение взаимодействует с одной и той же группой атомов в моменты t_1 и t_2 . Эхо-сигнал должен наблюдаться в момент времени t_3 с задержкой $(t_3 - t_2) \cong (t_2 - t_1) / 1/$.

Теоретически возможно при $\tau/\tau_T \ll 1$ получение эхо-сигнала $P_S \sim P_0 / 1/$. Такой случай реализован на рис. 2б. С увеличением τ убывает и эхо-сигнал (рис. 2в).

В работе продемонстрировано эффективное преобразование когерентного излучения ИЛ в эхо-сигнал. Интенсивность возбуждающего света составляла менее 1 Вт/см^2 . Это открывает реальные перспективы применения ИЛ для обработки информации методами эхо-спектроскопии резонансных газовых сред.

Автор благодарен Э.А. Манькину за постановку задачи, С.Д. Якубовичу за предоставленный инжекционный лазер, и В.Л. Величанскому за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Манькин Э. А., Самарцев В. В. Оптическая эхо-спектроскопия. М., Наука, 1984.
2. Евсеев И. В., Ермаченко В. М. Изв. АН СССР, сер. физ., 50, 1545 (1986); там же, Нефедьев Л. А., 1551.
3. Völger V., Diels J. C. Phys. Lett., 28A, 401 (1968).
4. Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М., Наука, 1983.
5. Саутенков В. А. и др. Квантовая электроника, 8, 1867 (1981).

Поступила в редакцию 24 апреля 1987 г.