

ЭФФЕКТ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В РУБИНЕ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 105° К

А.М.Леонтович, А.М.Можаровский

Экспериментально исследован эффект самоиндуцированной прозрачности в рубине при температуре 105° К при возбуждении пикосекундными импульсами.

Явление самопрозрачности в рубине при температуре около 4° К было экспериментально исследовано в работах [1, 2], где возбуждение исследуемого образца осуществлялось излучением рубинового лазера с модуляцией добротности, генерирующего импульсы длительностью 10 – 100 *нсек*. В данной работе приведены результаты экспериментов по самоиндуцированной прозрачности в рубине при температуре 105° К при возбуждении пикосекундными импульсами. В качестве источника излучения использовался лазер на рубине при низкой температуре (около 90° К), конструкция и выходные параметры которого описаны в [3–5]. Излучение лазера представляло собой практически единичный импульс с выходной энергией около 0,02 *дж*, с поперечным размером пучка около 2 *мм* и длительностью 35 *нсек*. Эта длительность оказывается меньше времени поперечной релаксации T_2 в рубине (порядка 100 *нсек*) [6] и взаимодействие излучения с веществом при этом происходит когерентным образом. При данных параметрах импульса величина $\theta = \frac{d}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} E dt$

(ее можно назвать интегральным углом поля), которая определяет характер прохождения когерентного импульса через среду [1], (E – амплитуда светового поля, d – матричный элемент перехода, для $\text{Cr}^{3+} d = 2 \cdot 10^{-20}$ CGS E) оказывается порядка π , т. е. имеет место генерация π -импульса. В то же время 2π -импульс, который проходит через резонансно поглощающую среду без диссипации энергии, отличается от π -импульса в два раза большей напряженностью поля при той же форме [1]. Это обстоятельство дает возможность непосредственно использовать лазер данной конструкции для исследования самоиндуцированной прозрачности в рубине, причем 2π -импульс может быть получен простым сжатием лазерного пучка в поперечном направлении с помощью телескопической схемы.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение рубинового лазера L фокусировалось с помощью телескопа T на исследуемый образец P , представляющий собой рубиновый кристалл длиной 11 *см* с брестеровскими торцами. Прошедшее через рубин излучение с помощью зеркала Z_1 направлялось на фотозлемент ФЭК-15, сигнал которого подавался на осциллограф И2-7. Часть излучения до прохождения через рубин отводилась с помощью стеклянной пластинки Π и также направлялась на ФЭК-15. Нейтральные фильтры Φ_1 и Φ_2 использовались для выравнивания амплитуд обоих сигналов. Отношение энергий

падающего и прошедшего сигналов определялось по пропусканию фильтров Φ_1 и Φ_2 с учетом отражения от пластинки Π и линз телескопа. Из осциллограмм излучения можно было также определить замедление с скорости распространения огибающей 2π -импульса, характерное для явления самопрозрачности [1].

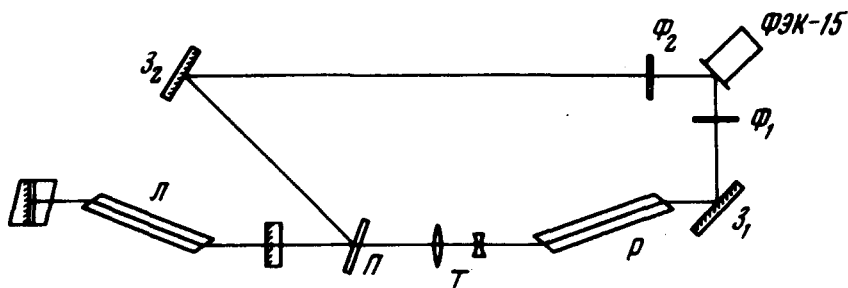


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

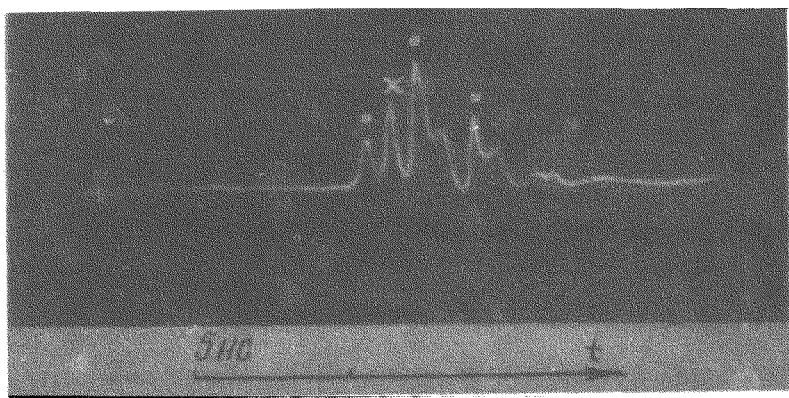


Рис. 2. Осциллограмма излучения. Знаком \circ отмечены импульсы опорного цуга, знаком \times — импульс, прошедший через образец

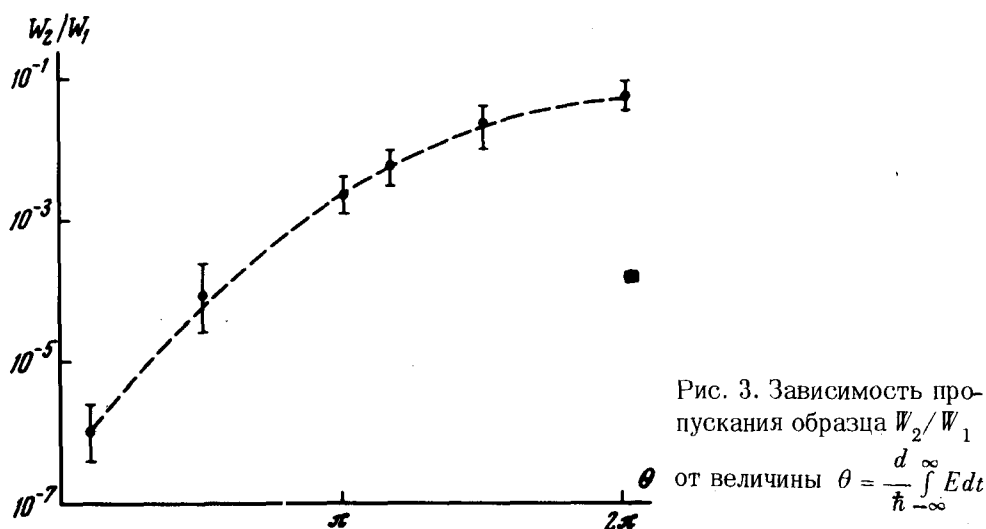
Поскольку возбуждение лазерного кристалла производилось с помощью ксеноновых ламп, которые вызывают нагревание активного элемента, начальная температура лазерного кристалла была ниже, чем температура исследуемого образца: 90 и 105°K соответственно. Разность температур подбиралась по минимальному пропусканию слабого сигнала, которое было порядка 10^{-6} .

На рис. 2 приведена одна из осциллограмм, полученных при поперечном сжатии пучка в 4 раза. При коэффициенте отражения выходного зеркала 70% это соответствовало получению 2π -импульса. Расстояние между импульсами опорного цуга 3,6 нсек, геометрическая задержка опорного цуга относительно импульса, прошедшего через рубин — 2,0 нсек.

Экспериментальные результаты по пропусканию образца в зависимости от величины θ представлены на рис. 3. Знаком \blacksquare на графике отмечено пропускание образца в случае, когда лазер работал в режиме гладкого гигантского импульса длительностью около 3 нсек. Энергия

излучения и поперечный размер пучка при этом были такими же, как и в режиме синхронизации мод.

Максимальное пропускание образца составляло около 10%. Наличие потерь было вызвано, по-видимому, конечной расходимостью лазерного пучка, которая к тому же возрастала за счет рассеяния в образце, а также влиянием конечного времени релаксации T_2 [7]. Кроме того, определенную роль могло играть вырождение уровней в рубине, которое хоть и не меняет принципиально характер явления самопрозрачности, однако, несколько усложняет его (см., например, [8]).



Величина задержки 2π -импульса в образце, определенная из полученных осциллограмм, изменялась от вспышки к вспышке в пределах 0,2 – 0,6 нсек (среднее значение – 0,4 нсек). Основной причиной разброса экспериментальных значений были, по-видимому, экспериментальные погрешности. Строгое количественное сопоставление полученных результатов с теорией в данном случае представляется затруднительным, поскольку в формулу для расчета скорости распространения огибающей 2π -импульса V :

$$\frac{1}{V} = \frac{1}{C} + \frac{\alpha\tau}{2}, \quad (1)$$

где α – линейный коэффициент поглощения, входит значение длительности импульса τ , которая в процессе распространения при наличии потерь не остается постоянной, поскольку для 2π -импульса должно выполняться соотношение $E\tau = \text{const}$ [7], и которая к тому же изменяется от вспышки к вспышке (в нашем случае относительные изменения τ достигали 40%). Тем не менее, оценка величины задержки по (1) дает значение 0,25 – 0,5 нсек, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Как показано в [7], распространение 2π -импульса при наличии потерь сопровождается увеличением его длительности. Для оценки этого явления были сделаны одновременные измерения ширины спектра

импульса, прошедшего через образец, и начальной ширины спектра с помощью интерферометров Фабри – Перо ИТ-51-30. В пределах экспериментальных погрешностей ширина спектра импульса, прошедшего через образец, не зависела от начальной ширины спектра. Ее величина была в среднем в 1,4 раза меньше начальной. Поскольку средняя начальная ширина спектра $0,9 \text{ см}^{-1}$ соответствовала значению, рассчитанному из соотношения неопределенностей, это свидетельствует о том, что в процессе распространения 2π -импульса его длительность увеличивалась по крайней мере в 1,4 раза.

Авторы благодарны М.Д.Галанину за интерес и внимание к работе и В.Н.Сморчкову за помощь в работе.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 января 1974 г.

Литература

- [1] S.L.McCall, E.L.Hahn. Phys. Rev. Lett., 18, 908, 1967; S.L.McCall, E.L.Hahn. Phys. Rev., 183, 457, 1969.
- [2] I.M.Asher. Phys. Rev., A5, 349, 1972.
- [3] А.М.Леонтович, А.М.Можаровский, В.Н.Сморчков. ПТЭ, №1, 189, 1973.
- [4] Е.Д.Баева, А.М.Леонтович, А.М.Можаровский. Сб. Квантовая электроника, под ред. Н.Г.Басова, изд. Советское радио, №4, 106, 1973.
- [5] Е.Д.Баева, А.М.Леонтович, А.М.Можаровский. Тезисы доклада II Междунар. конф. "Лазеры и их применение", Дрезден, ГДР, доклад К47.
- [6] А.Шавлов. Сб. "Лазеры" изд. Ин. лит. М., 1963.
- [7] R.E.Slusher, H.M.Gibbs. Phys. Rev., A6, 2326, 1972.
- [8] E. Y. C. Lu, L. E. Wood, Phys. Lett., A45, 373, 1973.