

О ФЛУКТУАЦИЯХ ФАЗЫ СТОКСОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА

*Н.Г.Басов, И.Г.Зубарев, А.Б.Миронов,
С.И.Михайлов, А.Ю.Окулов*

С помощью интерферометра с обращающимися волновой фронт зеркалами прямо продемонстрировано наличие в течение лазерного импульса сдвоя фаз в излучении стоксовой компоненты при вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна в активных средах с малым временем жизни акустических фононов.

1. Исследование флуктуаций фазы стоксовой волны имеет значение не только для понимания механизма вынужденного рассеяния света и, в частности, возможности реализации широко обсуждаемых в настоящее время эффектов воспроизведения в данном случае временной структуры квазимонохроматической накачки, но и для целого ряда практических приложений, поскольку именно этот процесс определяет предельную монохроматичность преобразователей частоты лазерного излучения на вынужденном комбинационном рассеянии света [1 – 3].

Теоретическое рассмотрение развивающегося из шумов вынужденного рассеяния [4] показывает, что ширина линии стоксовой компоненты $\Delta\nu_c$ определяется сужением спонтанной линии $\Delta\nu_d$ в результате усиления

$$\Delta\nu_c \approx \Delta\nu_d / \sqrt{G}, \quad (1)$$

где G – инкремент усиления при пороговой мощности возбуждающего излучения, равный ~ 25 . Экспериментально этот процесс исследован совершенно недостаточно. Имеется всего несколько работ, в которых измерялись ширины линий при вынужденном комбинационном рассеянии. Однако условия, в которых выполнялись эти работы, не всегда позволяли однозначно интерпретировать результаты. Поэтому в качестве примера укажем на работу [5], в которой отмечалось, что соотношение (1) не выполняется; ширина линии стоксовой компоненты оказывалась меньше, чем следует из (1), и приблизительно воспроизводила линию возбуждающего излучения. Такое дополнительное в сравнении с (1) сужение линии могло бы быть обусловлено наличием паразитной обратной связи за счет самых различных причин, о чем и высказывалось мнение в литературе [6].

В данной работе мы провели прямое наблюдение флуктуаций фазы стоксова излучения при вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна. Для исследования структуры линии рассеянного света при монохроматической накачке нами была разработана принципиально новая методика для прямых измерений характерных времен сдвоя фазы в стоксовой волне.

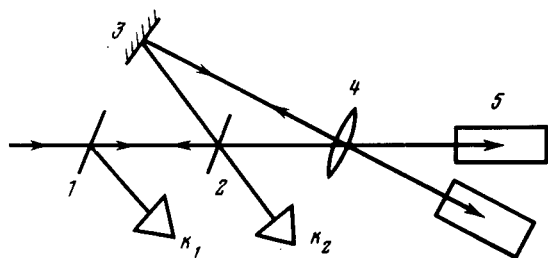


Рис.1. Схема эксперимента: 1 – стеклянная пластинка, 2 – полупрозрачное зеркало, 3 – зеркало с $R = 100\%$, 4 – линза, 5 – кюветы с активным веществом

2. В основе предлагаемого метода лежит идея использования двухлучевого интерферометра типа Майкельсона с обращающими волновой фронт ВРМБ-зеркалами. Принципиальная схема экспериментальной установки изображена на рис.1. Возбуждающее излучение от одночастотного лазерного источника (использовался лазер на иттрий-алюминиевом гранате с пассивной модуляцией добротности и селекцией мод) с шириной линии генерации $\Delta\nu_H \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ делится полупрозрачным зеркалом на два пучка, которые отражаются с обращением волнового фронта излучения от независимых ВРМБ-зеркал. Обращение волнового фронта обеспечивает идеальную настройку интерферометра даже в случае пространственно-неоднородных пучков накачки. В процессе экспериментов проводились измерения энергий отраженного и прошедшего полупрозрачное зеркало стока излучения, а также регистрировалась временная структура стока сигнала до и после прохождения полупрозрачного зеркала. Эксперименты проводились при постоянной энергии лазерных импульсов накачки, соответствующей четырехкратному превышению над пороговой мощностью для процесса ВРМБ. Энергии пучков, идущих в разные калориметры K_1 и K_2 , определяются начальной разностью фаз пучков и ее временным поведением. В нормированном виде, например для первого калориметра, получим:

$$\frac{E_1}{E_1 + E_2} = \frac{1}{2T} \int_{-T/2}^{T/2} \{ 1 + \cos [\Delta\phi(t)] \} dt, \quad T \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Так как отражение происходит от независимых ВРМБ-зеркал, – начальная разность фаз $\Delta\phi(0)$ распределена совершенно случайно. На рис.2 представлены рассчитанные распределения плотности вероятности для величины $\frac{E_1}{E_1 + E_2}$ для трех различных моделей временного поведения фаз $\Delta\phi(t)$. Таким образом, измеряя относительное число реализаций величины $\frac{E_1}{E_1 + E_2}$, можно определить – какой из моделей поведения соответствует экспериментальная ситуация. Здесь отметим, что при большом числе сбоев относительной разности фаз за время импульса величина (2), очевидно, практически перестает флуктуировать от одной лазерной вспышки к другой и становится равной 0,5 (распределение стремится к гауссовому с дисперсией $\frac{1}{2(1+k)}$, где k – число сбоев за

импульс). Можно показать, что в режиме насыщения, который и реализовался в настоящих экспериментах, ширина линии отраженного стоксова сигнала определяется случайной фазовой модуляцией [4], а характерное время изменения фазы, исходя из (1):

$$\tau_{\Delta\phi} \approx \sqrt{G} \tau_{\Gamma}, \quad (3)$$

где τ_{Γ} — время затухания гиперзвука. В нашем случае $G \approx 25$ и $\tau_{\Delta\phi} \approx 5\tau_{\Gamma}$.

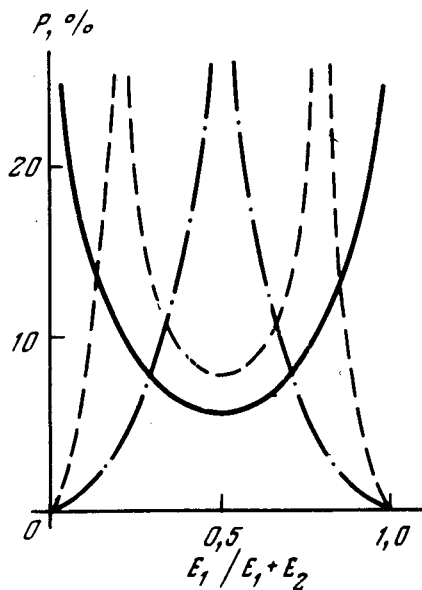


Рис.2. Плотности вероятностей нормированной энергии импульса в одном из каналов регистрации для различных моделей поведения фазы: разность фаз рассеянных волн в течение импульса — — — постоянна, - - - - - один сбой фазы в конце импульса, - · - · - - один сбой фазы в середине импульса

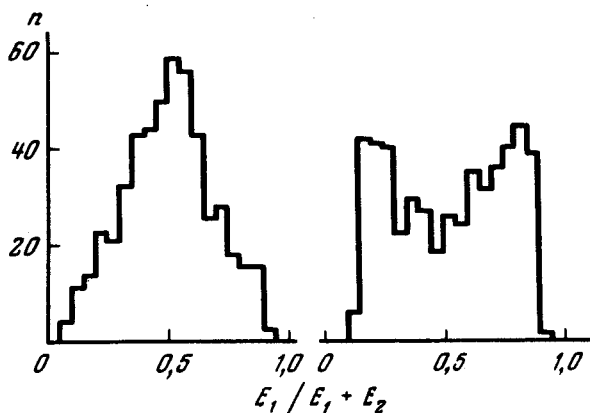
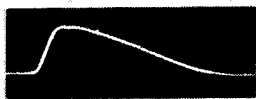
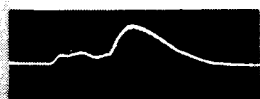


Рис.3. Экспериментальное распределение числа импульсов с данным значением нормированной энергии для четыреххлористого углерода (слева) и сжатого азота (справа). На вставках показаны осциллограммы рассеянного излучения для этих активных сред

Экспериментально были реализованы ситуации, когда длительность лазерного импульса $\tau_H \approx 30$ нсек была меньше указанного времени (активная среда — сжатый при давлении 300 атм азот с $\tau_{\Delta\phi} \approx 200$ нсек) и больше указанного времени (активная среда — жидкий четыреххлористый углерод с $\tau_{\Delta\phi} \approx 10 \div 20$ нсек).

3. На рис.3 представлены экспериментальные распределения величин (2). Каждая из гистограмм является результатом обработки 500 экспериментальных точек. Видно, что в сжатом азоте наилучшее приближение дает модель постоянной в течение импульса разности фаз, а в сжиженном четыреххлористом углероде наиболее правдоподобной является модель одного сбоя фазы в середине импульса. Подтверждением этих выводов служат осциллограммы рассеянных назад импульсов в любой из каналов регистрации, которые представлены на вставках рис.3. При отражении от азота осциллограмма рассеянного излучения остается гладкой в течение всего импульса. В четыреххлористом углероде за это же время в среднем наблюдается один сбой фаз; представленная осциллограмма соответствует случаю, когда сначала отраженные пучки в данный канал регистрации идут почти в противофазе, а затем происходит сбой фаз на π .

Поэтому экспериментальное значение для характерного времени сбоя фазы в случае четыреххлористого углерода равно $\tau_{\Delta\phi} = 15 - 20$ нсек, что согласуется со значением, вытекающим из (3). Следовательно, при монохроматическом возбуждающем излучении ширина спектра стоксовой компоненты будет определяться указанными скачками фазы рассеянной волны и численно определяться выражением (1). Таким образом, эти результаты показывают, что при вынужденном рассеянии на стоксовой частоте не может наблюдаться воспроизведение спектра монохроматического возбуждающего излучения в средах с малым временем сбоя фазы.

Для выяснения возможной роли паразитной обратной связи схема эксперимента, представленная на рис.1, была несколько модифицирована между фокусирующей системой и кюветами с четыреххлористым углеродом были установлены подложки, которые юстировались нормально к излучению накачки в каждом из двух каналов. На выходе из кювет были установлены глухие зеркала, а между ними и кюветами расположены фазовые пластинки, сильно увеличивавшие расходимость излучения. Потери излучения за один полный проход в таких резонаторах составили величину $I(2L)/I(0) \sim e^{-(6 \div 7)}$. Тем не менее установка данных резонаторов привела к снижению пороговой величины интенсивности накачки в 1,2 раза и увеличению эффективности отражения от ВРМБ-зеркал. Срыва режима обращения волнового фронта накачки при этом не наблюдалось. Обработка соответствующих осциллограмм и данных калориметрических измерений показала, что ожидаемое из-за наличия обратной связи сужение спектра стоксова излучения отсутствует.

4. Результаты проведенных экспериментов позволяют сделать следующие выводы: 1) — при монохроматической накачке ширина спектра стоксовой компоненты ВРМБ определяется согласно формуле $\Delta\nu_c \approx$

$\approx \Delta v_d \sqrt{G}$, описывающей факт сужения спектра рассеянного излучения в контуре линии усиления. 2) Механизм сужения линии за счет слабой обратной связи для процесса ВРМБ отсутствует. 3) За счет слабой обратной связи можно понизить порог ВРМБ и увеличить эффективность отражения с сохранением обращающих свойств ВРМБ-зеркала.

В заключение отметим, что использованный здесь интерферометр с обращающими волновой фронт зеркалами обладает целым рядом новых свойств. В частности, если световые пучки обращать в различных активных средах, то осциллограммы в канале регистрации имеют синусоидальную модуляцию с частотой, равной разности частотных сдвигов стоковых компонент в каждой из активных сред. Это обстоятельство можно использовать для экспрессной регистрации изменений скорости гиперзвука в течение лазерного импульса. Более подробное исследование свойств самого интерферометра с обращающими волновой фронт зеркалами будет опубликовано в другой работе.

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

Поступила в редакцию
6 мая 1980 г.

Литература

- [1] А.З.Грасюк, И.Г.Зубарев, А.В.Котов, С.И.Михайлов, В.Г.Смирнов. Квантовая электроника, **3**, 1062, 1976.
- [2] J.Cahen, M.Clere, P.Rigny. Optics Comm., **21**, 387, 1976.
- [3] M.Bierry, R.Frey, F.Pradere. Rev.. Sci. Instr., **48**, 733, 1977.
- [5] Ю.Е.Дьяков. Письма в ЖЭТФ, **10**, 545, 1969.
- [5] А.Н.Арбатская, К.А.Прохоров, М.М.Сушинский. ЖЭТФ, **62**, 872, 1972.
- [6] Б.Я.Зельдович, В.В.Рагульский. Квантовая электроника, **4**, 927, 1977.