

## РЕГИСТРАЦИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ ВЫНУЖДЕННО-РАССЕЯННОГО СВЕТА

*М.В.Васильев<sup>1)</sup>, А.Л.Гюламерян, А.В.Мамаев,  
В.В.Рагульский, П.М.Семенов<sup>1)</sup>, В.Г.Сидорович<sup>1)</sup>*

Экспериментально зарегистрированы флуктуации фазы и впервые измерена ширина спектральной линии стоксовой волны при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ). Для этого использован метод гетеродинамирования света двух некогерентных между собой стоксовых волн ВРМБ, возбуждаемых излучением неодимового лазера в оптически изолированных объемах жидкости. Осцилляции тока от фотодетектора, освещаемого этими волнами, регистрировались скоростным осциллографом. По среднему времени осцилляций определена ширина спектральной линии вынужденно-рассеянного света в четыреххлористом углероде.

Как известно, вынужденное рассеяние представляет собой процесс усиления спонтанно-рассеянного света за счет нелинейного взаимодействия возбуждающего излучения со средой. Спонтанно-рассеянный свет является шумовым полем, флуктуирующим по амплитуде и фазе с характерной частотой, определяемой шириной линии спонтанного рассеяния. Из теоретических работ [1, 2] следует, что в процессе усиления флуктуации должны существенно замедляться и приобретать фазовый характер. Однако об экспериментальном наблюдении фазовых флуктуаций вынужденно-рассеянного света до сих пор не сообщалось.

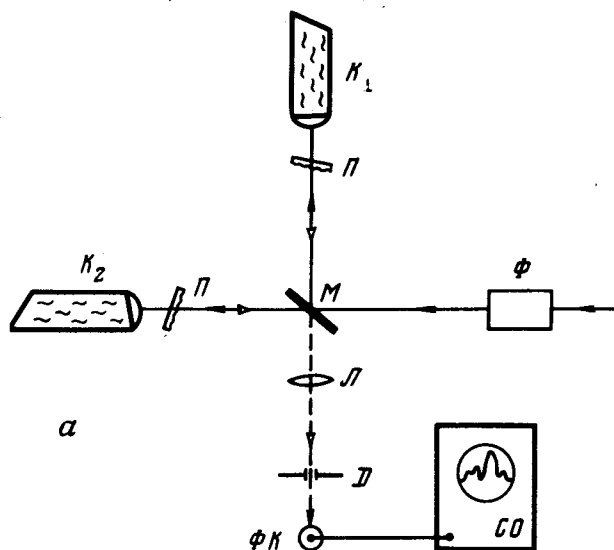
В данной работе впервые зарегистрированы флуктуации фазы при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) и на основе этого определена ширина спектра излучения ВРМБ.

Регистрация проводилась методом гетеродинамирования света [3], который в нашем случае заключался в осциллографировании тока от квадратичного детектора, освещаемого двумя некогерентными между собой пучками рассеянного света. Амплитудные флуктуации в каждом из этих пучков отсутствовали, а фазовые флуктуации при смещении пучков на детекторе вызывали флуктуации фототока [4]. Для успеха такого опыта необходимо обеспечить синхронность флуктуаций токов от разных участков фотодетектора (см. [3]), для чего волновые фронты пучков должны быть одинаковы. Этого удалось добиться путем деления возбуждающего света на две части с одинаковыми волновыми фронтами и их вынужденного рассеяния с обращением волнового фронта (ОВФ) [5] в двух оптически изолированных друг от друга объемах нелинейной среды.

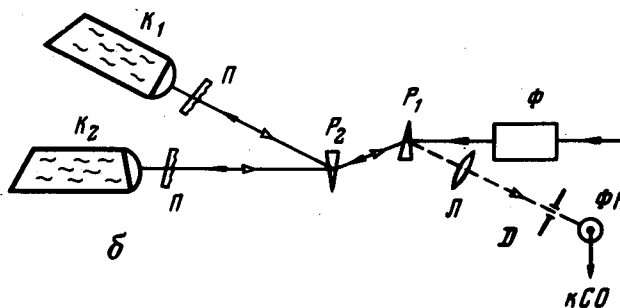
Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Для возбуждения ВРМБ использовалось линейнополяризованное излучение неодимового лазера (одна продольная мода, длительность импульса по полувысоте 35 нсек, пиковая мощность 20 МВт, расходимость  $3 \cdot 10^{-4}$  рад), ко-

<sup>1)</sup> Сотрудники ГОИ.

торое делилось на две равных по мощности части (в первом варианте — рис.1, а — полупрозрачным зеркалом  $M$ , а во втором варианте — рис.1, б — поляризационным клином из двулучепреломляющего материала) и направлялось затем в две идентичные кюветы, заполненные четыреххлористым углеродом или ацетоном. Стоксовы волны ВРМБ из двух кювет распространяются в обратном направлении, складываются друг с другом после делительного элемента и попадают на детектор. В варианте 2 при сложении волн с ортогональными поляризациями и флуктуирующей разностью их фаз формируется эллиптически поляризованная волна, одна из компонент которой отводится на детектор с помощью поляризационного клина  $P_1$ . Фотодетектором служил коаксиальный фото-



а



б

Рис.1. Схема экспериментальной установки:  $\Phi$  — оптический изолятор на основе ячейки Фарадея;  $M$  — плоское диэлектрическое зеркало на клиновидной подложке с коэффициентом отражения 50%;  $\Pi$  — фазовые пластины;  $K_1, K_2$  — кюветы длиной 30 см, диаметром 2 см; окнами кювет служат плосковыпуклые линзы с фокусным расстоянием 10 см (в воздухе);  $L$  — линза с фокусным расстоянием 150 см;  $D$  — диафрагма диаметром 0,7 мм;  $\Phi K$  — коаксиальный фотоэлемент марки ФК-19;  $CO$  — скоростной осциллограф И2-7;  $P_1$  — клин из исландского шпата с углом при вершине  $8^\circ$  и оптической осью, параллельной направлению вектора поляризации лазерного излучения;  $P_2$  — клин из шпата с углом  $15^\circ$  и оптической осью повернутой на  $45^\circ$  по отношению к оси клина  $P_1$

элемент, сигнал от которого регистрировался с помощью скоростного осциллографа (временное разрешение регистрирующей системы 1 нсек). Обращенная составляющая вынужденно-рассеянного света, в которую преобразовывалось  $\sim 10\%$  энергии возбуждающего излучения, выделялась угловым селектором (линза  $L$  и диафрагма  $D$ ). Для реализации ОВФ перед кюветами помещались неоднородные по толщине стеклянные пластины, вносящие фазовые искажения.

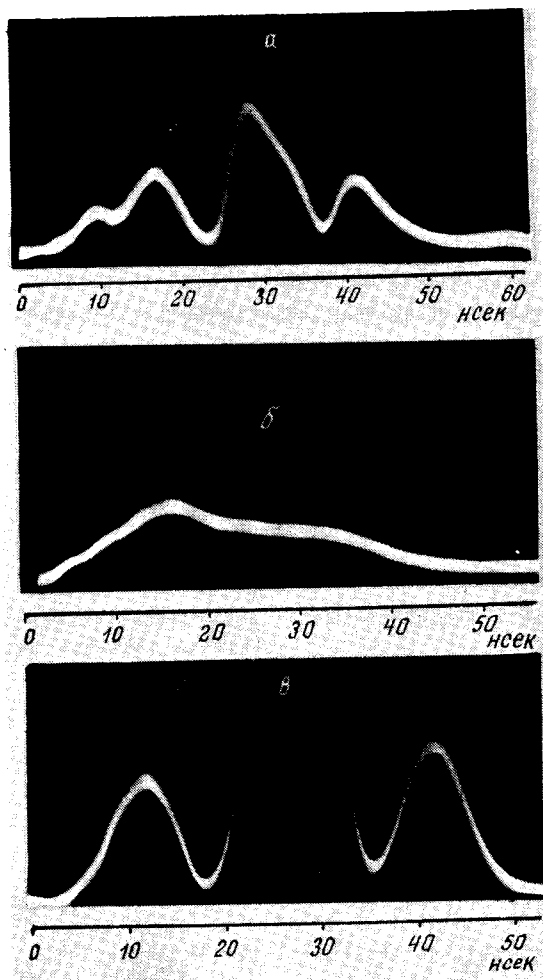


Рис.2. Осциллограммы фототока: *а* – рассеяние возбуждается в четыреххлористом углероде; *б* – – рассеяние возбуждается в ацетоне; *в* – биения двух отличающихся по средней частоте стоксовых волн (температура кювет с ацетоном различается на  $3,8^{\circ}\text{C}$ )

Ввиду большого усиления, характерного для ВРМБ, существует реальная опасность развития генерации в каждой из кювет и их взаимного влияния, что может приводить к сглаживанию флуктуаций. Чтобы избежать этого, принимались специальные меры для устранения обратной связи как в каждой из кювет, так и между кюветами. Зеркальная связь между кюветами отсутствовала и они были разнесены друг от друга на расстояние 5 м, что исключало связь между ними за время импульса ВРМБ ( $\sim 30$  нсек). Фокусирующие линзы, служившие передними окнами кювет, были скошены на  $5^{\circ}$ ; задние окна скошены на угол Брюстера. За кюветами установлены под углом Брюстера стеклянные поглощающие фильтры (на рисунке не показаны). Фазовые пластины размещены на расстоянии 5 см от кювет и также скошены. Контролировалось отсутствие пыли в рассеивающих веществах.

На среднюю частоту рассеянного света заметно влияет температура рассеивающей жидкости (частотный сдвиг составляет  $10 - 15$  МГц/град [6]). Поэтому для обеспечения равенства средних частот излучения, рассеянного в разных кюветах, температура кювет уравнивалась с точностью до  $0,1^{\circ}\text{C}$ . Из тех же соображений для уменьшения нагрева сре-

ды из-за поглощения в ней света использовались фазовые пластины, увеличивающие расходимость возбуждающих пучков до уровня не менее  $2 \cdot 10^{-3}$  рад. Пластины были изготовлены из одного протравленного плавиковой кислотой куска стекла и имели идентичные характеристики.

Для того, чтобы дрейф частоты лазерного излучения, происходящий в течение импульса и достигающий  $10 \text{ МГц/нсек}$  [7], не влиял на результаты измерений, длины оптических путей от делителя до кювет уравнивались с точностью 2 см. В результате выравнивания путей исключалось также влияние локального нагрева среды, происходящего в течение импульса. После каждого импульса система термостабилизировалась в течение нескольких минут. ВРМБ происходило в режиме насыщения (коэффициент отражения составлял 20% по энергии), в котором, как известно, полное усиление стабилизируется и слабо зависит от малых флуктуаций амплитуды возбуждающего излучения. Указанные меры позволили избежать появления ложных импульсов фототока (для примера на рис.2, в показаны такие импульсы, наблюдаемые в случае, когда температуры кювет отличаются на  $3,8^\circ$ ).

На рис.2, а приведена типичная осциллограмма фототока, полученная при рассеянии в  $\text{CCl}_4$ . Для ее правильной интерпретации необходимо иметь в виду, что спектральная плотность флуктуаций фототока есть свертка спектральных плотностей двух волн, освещающих фотозащитный элемент (см., например, [8]). Из оценок [1, 2] следует, что спектральная интенсивность вынужденно-рассеянного света пропорциональна

$$\exp \left[ \frac{G}{1 + \left( \frac{2 \Delta \nu}{\delta \nu_0} \right)^2} \right] \equiv e^G \exp \left[ -G \left( \frac{2 \Delta \nu}{\delta \nu_0} \right)^2 + \frac{G^2 \left( \frac{2 \Delta \nu}{\delta \nu_0} \right)^4}{G + G \left( \frac{2 \Delta \nu}{\delta \nu_0} \right)^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $G$  — коэффициент усиления в максимуме линии ВРМБ, в типичных условиях  $G \sim 25$ ;  $\Delta \nu$  — отклонение по частоте от центра линии,  $\delta \nu_0$  — ширина спектральной линии спонтанного рассеяния. Нетрудно убедиться, что второй член в правой части (1) влияет только на далекие крылья линии, в которых содержится лишь малая доля рассеянного света. Поэтому можно считать, что контур спектральной линии вынужденно-рассеянного света близок к гауссову  $\exp \left[ -G \left( \frac{2 \Delta \nu}{\delta \nu_0} \right)^2 \right]$  с шириной на уровне 1/2

$$\delta \nu_s \sim \sqrt{\frac{\ln 2}{25}} \delta \nu_0. \quad (2)$$

Следовательно, спектральная плотность флуктуаций фототока также должна иметь гауссов профиль с шириной

$$\delta \nu_i = \sqrt{2} \delta \nu_s. \quad (3)$$

С другой стороны, ширина спектра флуктуаций фототока связана простым соотношением с их средней длительностью, измеренной по полувы-

соте ( $\tau_i$ ):

$$\delta \nu_i = \frac{2\sqrt{2} \ln 2}{\pi \tau_i} \quad (4)$$

Из (3) и (4) получаем

$$\delta \nu_S = \frac{2 \ln 2}{\pi \tau_i} \quad (5)$$

Определенное по семи осциллограммам  $\tau_i$  составило  $8,9 \pm 2$  нсек. Подставляя эту величину в (5) получаем  $\delta \nu_S = 50 \pm 11$  МГц. Расчет по формуле (2) с учетом известных данных для ширины спонтанной линии ( $\delta \nu_0 = 420 \pm 60$  МГц при длине волны возбуждающего света = 1,06 мкм [6]) дает для  $\delta \nu_S$  значение  $70 \pm 10$  МГц. Таким образом, наши экспериментальные результаты согласуются с теоретическими оценками.

При рассеянии в ацетоне наблюдаются флуктуации фототока большей длительности (рис.2, б), что связано с тем, что линия спонтанного рассеяния в ацетоне в 2,4 раза уже линии рассеяния в  $\text{CCl}_4$ . Количественное сравнение с формулами (2) и (5) в этом случае затруднительно, так как длительность флуктуаций сравнима с длительностью возбуждающего импульса.

При еще более коротких (длительностью  $< \frac{2\sqrt{25 \ln 2}}{\pi \delta \nu_0}$ ) импульсах возбуждающего излучения необходима разработка специальных методов для регистрации изменений фазы за время одного импульса. В серии таких импульсов, идущих с большой скважностью, нестабильность фазы должна приводить к большому разбросу измерений энергии поля, образованного суперпозицией двух независимо рассеянных волн, что наблюдалось в [9].

Авторы благодарны Ю.Н.Денисюку и Н.Ф.Пилипецкому за поддержку данной работы, Ю.А.Матвейцу за помощь в измерении временного разрешения аппаратуры, И.Л.Фабелинскому и Г.А.Пасманику за обсуждение результатов.

Институт проблем механики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
16 апреля 1980г.

### Литература

- [1] С.Л.Танг. J. Appl. Phys., 37, 2945, 1965.
- [2] Ю.Е.Дьяков. Письма в ЖЭТФ, 10, 545, 1969.
- [3] Г.С.Горелик. ДАН СССР, 58, 45, 1947.
- [4] И.Л.Берштейн. Изв. АН СССР, сер. физ., 14, 145, 1950.
- [5] Б.Я.Зельдович, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзулло. Письма в ЖЭТФ, 15, 160, 1972.
- [6] И.Л.Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., 1965.
- [7] D.Pohl, W.Kaiser. Phys. Rev., B1, 31, 1970.
- [8] А.Н.Малахов. Флуктуации в автоколебательных системах. М., 1968, стр.606.
- [9] В.Н.Блашук и др. ДАН СССР, 241, 1322, 1978.