

УСИЛЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА
МОЩНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ф. А. Королев и А. Н. Мурад

Проведено экспериментальное исследование усиления ультразвука в жидкости (воде и толуоле) при прохождении через вещество мощного лазерного излучения, падающего на первичную ультразвуковую волну под углом Брэгга. Для наблюдения эффекта усиления предложен оптический метод регистрации, основанный на измерении относительной интенсивности компонент дифрагированного света. При плотности мощности лазерного излучения ~ 30 МВт/см² получено усиление первичной ультразвуковой волны с частотой 30 МГц приблизительно в два раза.

Среди нелинейных оптических эффектов вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) является одним из наиболее важных в отношении практического применения. Оно может быть использовано как для создания интенсивного светового излучения на частоте, несколько отличающейся от частоты возбуждающего лазерного излучения, так и для получения мощного ультра- и гиперзвука. Это вытекает из того, что при ВРМБ электрострикционное взаимодействие возбуждающей лазерной волны с дебаевской тепловой волной приводит к значительному усилению дебаевской, а следовательно, и рассеянной волны. Большой интерес представляет исследование указанного процесса усиления в том случае, когда дебаевская волна заменена ультразвуковой волной, генерируемой внешним по отношению к среде источником. По нашим данным, к настоящему времени выполнена лишь одна работа, посвященная экспериментальному исследованию этого вопроса в жидкой среде [1].

В настоящей работе проводится исследование усиления первичного ультразвука в двух жидкостях (воде и толуоле) при использовании мощного лазерного излучения, достигающего нескольких десятков мегаватт. Для наблюдения эффекта усиления предложен оптический метод регистрации, основанный на измерении относительной интенсивности компонент дифрагированного света.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, включающей в себя оптический и акустический тракты, а также измерительную аппаратуру. В качестве ультразвукового источника применялся излучатель на основе α -кварца, который позволял получать ультразвук с частотой до 30 МГц. Источником мощных световых импульсов служил лазер на кристалле рубина, работавший в режиме модулированной добротности. Гигантский импульс лазера достигал мощности ~ 30 МВт при длительности на половине высоты ~ 25 нс. Расходимость лазерного излучения составляла $\sim 20'$. Энергия лазерного излучения измерялась с помощью термобатареи, которая была откалибрована по прибору ИКТ-1М. Для временной регистрации лазерных импульсов применялся фотодиод ФЭК-09, сигнал от которого регистрировался на экране скоростного осциллографа И2-7.

Как видно из рис. 1, ультразвуковая волна, созданная кварцевым излучателем, проходила через кювету, содержащую жидкость. В эту же кювету направлялся пучок от рубинового лазера, который под углом

Брэгга α падал на ультразвуковую решетку и частично отражался от нее. В зависимости от знака угла $\pm\alpha$ отражение происходило в стоксову (+) или антистоксову (—) сторону. При этом дифракция в стоксовом случае шла с уменьшением, а в антистоксовом — с увеличением частоты падающего света. Оба пучка (отраженный и прошедший в прямом направлении) фотографировались с помощью фотоаппарата «Практика» на высокочувствительную фотопленку. Дифракционные и лазерные компоненты отпечатывались на пленке в виде пятен, отстоящих друг от друга на ~ 5 мм.

Экспериментальное исследование усиления ультразвука проводилось нами при двух уровнях мощности падающего на кювету светового излучения, отличающихся друг от друга на 3 порядка (~ 10 кВт и ~ 10 МВт). Назовем их условно низким и высоким уровнями мощности. При работе с высоким уровнем мощности излучение от лазера попадало в кювету без ослабления, а при работе с низким уровнем мощности оно ослаблялось в ~ 1000 раз стопой нейтральных светофильтров (10 на рис. 1), расположенной перед кюветой. Для того чтобы при работе с высоким уровнем

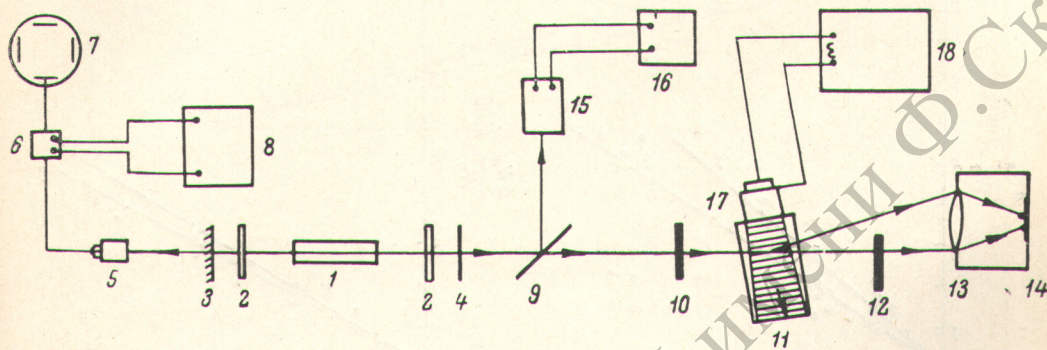


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — кристалл рубина, 2 — кюветы с насыщающимся поглотителем, 3 — зеркало с $R=99\%$ на λ 6943 Å, 4 — плоскопараллельная пластинка, 5 — коаксиальный фотозв элемент ФЭК-09, 6 — коробка со схемой подключения ФЭК, 7 — осциллограф И2-7, 8 — стабилизированный выпрямитель ВС-22, 9 — делительная пластинка, 10 и 12 — стопы нейтральных светофильтров, 11 — кювета с веществом, 13 — объектив фотоаппарата, 14 — фотопленка, 15 — термобатарея, 16 — гальванометр, 17 — преобразователь пьезокварца, 18 — ламповый генератор радиоволн.

мощности падающего излучения почернения на фотопленке попадали в область нормальных, снова использовалась стопа нейтральных светофильтров 10, которая помещалась теперь сзади кюветы вплотную к ней и перекрывала оба пучка, выходящих из кюветы. Кроме того, поскольку в обоих случаях интенсивность прошедшего лазерного излучения была сильнее интенсивности дифрагированного света, прошедшее лазерное излучение ослаблялось дополнительной стопой нейтральных светофильтров (12 на рис. 1). Плотность ослабляющих светофильтров подбиралась экспериментально таким образом, чтобы от обоих пучков пятна на фотопленке попадали в область нормальных почернений.

Относительная интенсивность компонент дифрагированного света определялась путем фотометрирования пленок, которое проводилось с помощью микрофотометра МФ-2. При этом соблюдались все правила точного фотометрирования. Так как лазерная и отраженная компоненты ослаблялись по-разному, то для определения истинного соотношения между их интенсивностями делался пересчет, учитывающий степень ослабления каждой компоненты.

После измерения плотности почернения пятен и расчета относительной интенсивности дифрагированного светового пучка результаты оформлялись в виде графиков. Отметим, что каждая точка, отложенная на графике, является результатом усреднения по данным не менее, чем для 10 лазерных «выстрелов». Для построения графиков были введены следующие обозначения: W_{λ} и W_{κ} — интенсивность лазерной и отраженной компонент; $(W_{\kappa}/W_{\lambda})_1$ и $(W_{\kappa}/W_{\lambda})_2$ — относительная интенсивность отраженной

компоненты в случае низкого и в случае высокого уровней мощности возбуждающего излучения соответственно. Следует отметить, что величина W_K/W_L характеризует также силу звука J для данного уровня излучения, а именно $W_K/W_L = J/J_0$, где J_0 — постоянная, зависящая от рода жидкости и ультразвукового преобразователя. Она определяется как [1]

$$J_0 = \frac{\rho \Omega^3 \lambda^2}{2\pi^2} \left(\frac{h}{l} \right) \left\{ \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0^2} \right\}^{-2},$$

где ρ , Ω и n_0 — плотность среды, скорость звука и показатель преломления среды, а h и l — толщина и длина преобразователя. Поскольку при низком уровне мощности лазерного излучения ультразвуковая волна возмущается незначительно [1], то можно считать, что $(W_K/W_L)_1 \sim J_1$, т. е. силе первичного ультразвука.

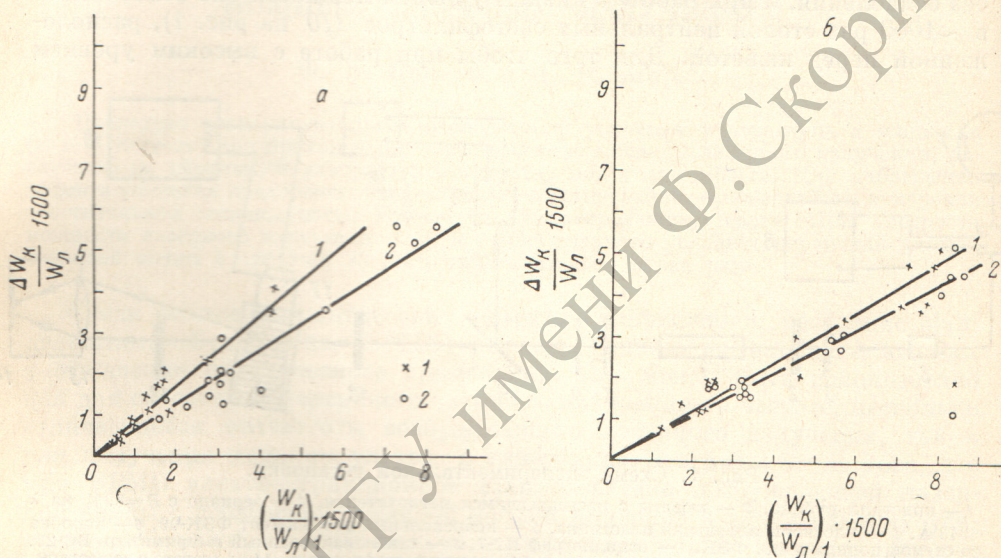


Рис. 2. Кривые зависимости приращения относительной интенсивности для стоксовой (а) и антистоксовой (б) компоненты дифрагированного света от силы первичного ультразвука.

1 — вода, 2 — толуол.

На рис. 2 приведены кривые зависимости приращения относительной интенсивности $\Delta W_K/W_L = (W_K/W_L)_2 - (W_K/W_L)_1$ для стоксовой (рис. 2, а) и антистоксовой (рис. 2, б) компонент от силы первичного ультразвука в воде и толуоле. В случае антистоксового дифракции эксперименты проводились при средней плотности мощности лазерного излучения ~ 21 МВт/см², а в стоксовом случае — при ~ 30 МВт/см². Из кривых следует, что зависимость $\Delta W_K/W_L$ от $(W_K/W_L)_1$ носит линейный характер. Прямая 1 на рис. 2, а соответствует стоксовому отражению в воде, а прямая 2 — в толуоле. Аналогично для антистоксового отражения (рис. 2, б) также получены две прямые: 1 — для воды и 2 — для толуола. Таким образом, наши результаты подтвердили известный вывод о том, что рост $(W_K/W_L)_2$ увеличивается с возрастанием силы первичного ультразвука, распространив его на область высоких интенсивностей светового излучения.

Введем теперь обозначение $G = (\Delta W_K/W_L) / (W_K/W_L)_1$. Величина G является тангенсом угла наклона прямых, построенных на рис. 2, и характеризует возрастание относительной интенсивности отраженной компоненты для данной средней плотности мощности падающего на кювету излучения.

Поскольку величина $(W_K/W_L)_1$ пропорциональна J_1 , а величина $\Delta W_K/W_L$ — изменению силы ультразвука ΔJ , то для G можно написать

также $G = \pm \Delta J / J_1$. Знак плюс здесь соответствует случаю стоксова, а знак минус — случаю антистоксова отражения.

Большой интерес представляло изучение зависимости G от средней плотности мощности падающего на кювету лазерного излучения, которое ранее не проводилось. В нашей работе эта зависимость была исследована. Полученные результаты представлены на рис. 3, а, б. Кривые на рис. 3, а построены для случая стоксова отражения в воде (1) и в толуоле (2), а на рис. 3, б — для случая антистоксова отражения. Выполненные эксперименты показали, что в стоксовом случае для обеих жидкостей эта зависимость является линейной и величина G неограниченно увеличивается с ростом плотности мощности лазерного излучения. В антисток-

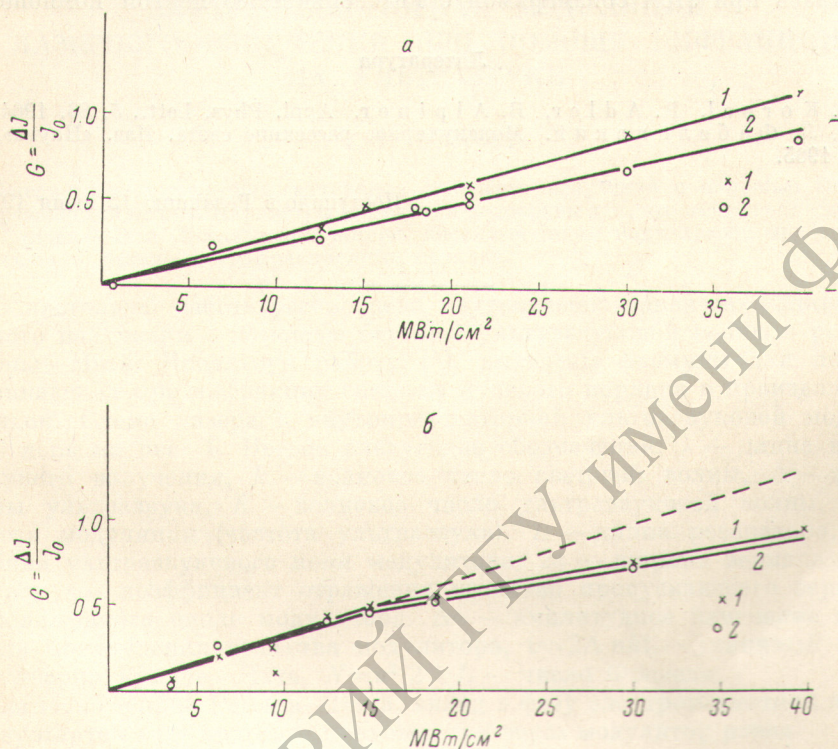


Рис. 3. Кривые зависимости коэффициента усиления от плотности мощности лазерного излучения.

а — для стоксовой компоненты, б — для антистоксовой компоненты.

совом случае для невысоких плотностей мощности также наблюдается рост G с увеличением плотности мощности лазерного излучения. Однако при значениях $\sim 15 \text{ MW}/\text{cm}^2$ этот рост замедляется. При плотности мощности $\sim 40 \text{ MW}/\text{cm}^2$ величина G стремится к пределу, равному единице.

Этот результат хорошо согласуется с выводами теории ВРМБ, созданной на основе классических и квантовых представлений [2]. В теории ВРМБ показано, что как в случае стоксова, так и в случае антистоксова рассеяния может усиливаться только та звуковая волна, которая вызывает стоксово рассеяние. На квантовом языке это означает, что в стоксовом случае, когда лазерный квант распадается на квант рассеянного излучения и акустический фотон, растет интенсивность как звуковой, так и рассеянной световой волны. В антистоксовом же случае акустические фононы поглощаются из первичной ультразвуковой волны. Естественно поэтому, что при ее полном поглощении должен прекратиться рост интенсивности антистоксовой компоненты дифрагированного света. Это выражается на наших графиках в ограниченном росте величины $G = -\Delta J / J_1$, которая имеет предел при $G=1$.

Из приведенных на рис. 3 кривых следует, что относительное приращение силы ультразвука G при плотности мощности лазерного излучения ~ 30 МВт/см² для стоксова отражения составляло 0.87 в воде и 0.70 в толуоле, а для антистоксова отражения $G \simeq 0.72$ в воде и $\simeq 0.70$ в толуоле. Таким образом, в нашей работе было получено усиление первичного ультразвука почти в 2 раза, что на три порядка превышает усиление, достигнутое авторами работы [1].

Самостоятельный интерес представляет тот факт, что на некоторых кадрах при съемке дифракционной картины в толуоле для антистоксова рассеяния появлялась вторая дифракционная компонента (компонента второго порядка). Интенсивность второй дифракционной компоненты оказалась при этом соизмеримой с интенсивностью первой компоненты.

Литература

- [1] A. Korpe, R. Adler, B. Alper. Appl. Phys. Lett., 5, 86, 1964.
[2] И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. Изд. «Наука», М., 1965.

Поступило в Редакцию 12 июня 1974 г.