

О ПРИРОДЕ АНОМАЛЬНОГО СМЕЩЕНИЯ ЛИНИИ ВРМБ

О.П. Заскалько, В.В. Кузьмин

Исследовано влияние линейного поглощения света на ВРМБ. Применение метода гетеродинамирования позволило различить два механизма смещения линии ВРМБ при нагреве среды — изменение показателя преломления и скорости гиперзвука.

Одно из применений вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) основано на возможности определения скорости гиперзвука v по смещению частоты ВРМБ назад ω_{-1} относительно частоты накачки ω_1 , поскольку $\omega_{-1} = \omega_1 (1 - 2nv/c)$. Однако значение скорости гиперзвука, полученное в таких опытах [1,2], как правило, получалось меньше, чем измеренное по спектрам теплового рассеяния света, что соответствует меньшему смещению линии ВРМБ. Причина такого поведения осталась невыясненной. Предположение, что различие возникает вследствие изменения скорости гиперзвука при нагреве среды лазерным излучением не всегда приводило к количественному согласию с экспериментом и, кроме того, не могло объяснить уменьшение смещения в газах и воде, где $dv/dT > 0$. Высказывалось предположение, что на положение компоненты ВРМБ может влиять вынужденное температурное рассеяние (ВТР). Между тем при возбуждении ВРМБ фокусировкой лазерного пучка сферической линзой излучения ВТР и ВРМБ распространяются в одном направлении, назад, и непосредственно между собой не взаимодействуют. Влияние прямого поглощения света на возбуждение гиперзвука и, следовательно, на ВРМБ заметно лишь при весьма больших коэффициентах поглощения $a \sim 1 \text{ см}^{-1}$ и, напротив, вызывает увеличение смещения ВРМБ [3].

В настоящей работе показано, что такой частотный сдвиг ВРМБ может возникать вследствие свивирования частот как накачки, так и ВРМБ, обусловленного изменением во времени показателя преломления среды в результате ее нагрева излучением накачки. Применение гетеродинамирования позволило отличить указанный механизм смещения частоты от смещения, связанного с изменением скорости гиперзвука при нагреве среды.

Экспериментально смещение частоты ВРМБ изучалось методом гетеродинамирования двух пучков, осуществленным по схеме интерферометра Майкельсона. Излучение одностороннего одночастотного неодимового лазера ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, $t_u = 45 \text{ нс}$) разделялось полупрозрачным зеркалом на два пучка приблизительно равной интенсивности, каждый из которых фокусировался затем в соответствующую кювету с жидкостью. Излучение ВРМБ указанных пучков после полупрозрачного зеркала смешивалось на квадратичном фотодетекторе ФК-26 и регистрировалось осциллографами С8-14 и С7-10Б.

В том случае, когда в кюветах находилось одно и то же вещество (ацетон или гексан) и ВРМБ возбуждалось в обеих кюветах коллимированным пучком накачки диаметром 0,3 мм ($f = 75 \text{ см}$), при энергии лазерного импульса 30 — 120 мДж флуктуации амплитуды регистрируемого сигнала отсутствовали. Измерения спектральной ширины излучения ВРМБ, выполненные с помощью интерферометра Фабри—Перо с областью дисперсии $0,033 \text{ см}^{-1}$, показали, что она не превышает $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Таким образом, в случае ВРМБ коллимированного пучка накачки возбуждался спектрально ограниченный импульс ВРМБ; флуктуации фазы, связанные как со статистической природой ВРМБ, так и с другими нелинейными процессами, здесь отсутствовали. Поэтому в дальнейших опытах ВРМБ коллимированной накачки служило опорным пучком для гетеродинамирования.

Влияние поглощения света на частоту ВРМБ нами изучалось в ацетоне ($a \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ для $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$). Для этого второй пучок накачки после полупрозрачного зеркала фокусировался в кювету короткофокусной ($f = 5 \text{ см}$) линзой (сигнальный пучок). Поскольку в этом случае плотность мощности излучения была существенно выше, чем для коллимированного пучка, можно было ожидать заметного влияния нагрева на спектр ВРМБ. Наиболее заметны флуктуации фазы сигнального пучка ВРМБ, когда опорный пучок также возбуждался в ацетоне (рис. 1а). Оказалось, что частота возникающих при этом биений достигает 80 МГц.

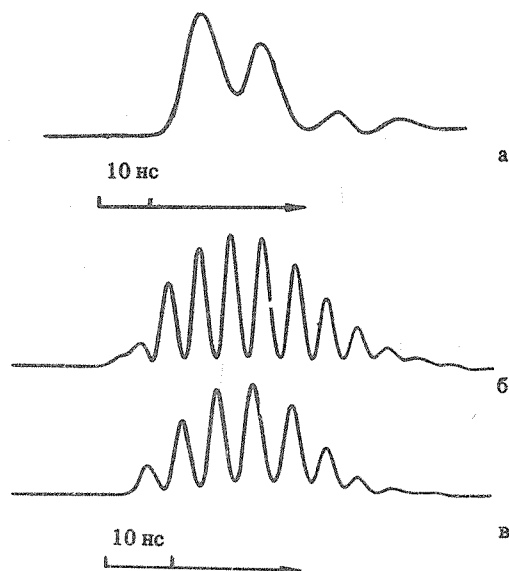


Рис. 1. Осциллограммы биений при гетеродинировании (пояснения см. в тексте).

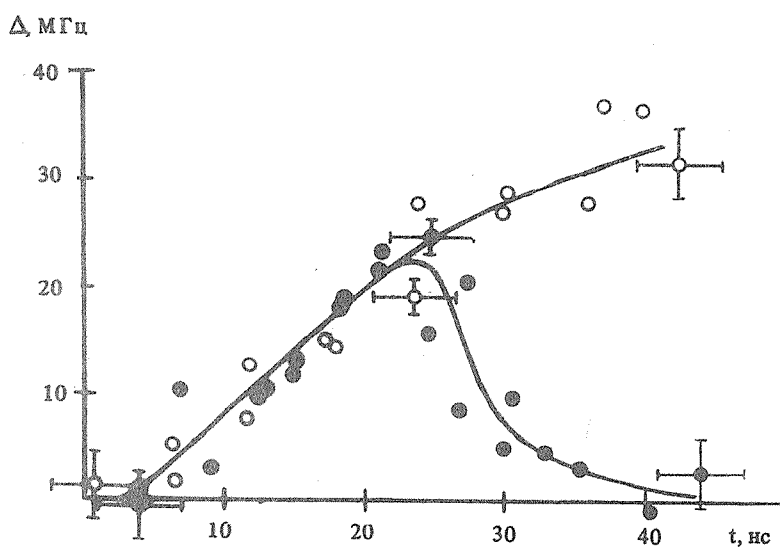


Рис. 2. Динамика мгновенной частоты ВРМБ. Энергия импульса накачки 30–40 мДж (●), 100–120 мДж (○).

Однако, возбуждая сигнальный и опорный пучки в одном веществе, нельзя однозначно утверждать имеется ли систематический сдвиг мгновенной частоты ВРМБ (и в какую сторону) или наблюдается качание частоты сигнального пучка.

Подобные трудности не возникают, если опорный пучок сдвинут относительно частоты ВРМБ в ацетоне на величину, превышающую частоту указанных выше биений. Для этого в качестве опорного пучка использовалось ВРМБ коллимированной накачки в гексане, где частота ВРМБ сдвинута относительно частоты накачки на 2,80 ГГц, в то время как соответствующий частотный сдвиг в ацетоне на 200 МГц, больше и составляет 3,00 ГГц /1/. Когда сигнальный пучок ВРМБ в ацетоне возбуждался также коллимированной накачкой, то регистрировалась регулярная модуляция сигнала с постоянным в течение импульса ВРМБ периодом, соответствующим разности частот ВРМБ в ацетоне и гексане (рис. 16). Однако при фокусировке

накачки в кювету с ацетоном короткофокусной линзой частота модуляции менялась в течение импульса ВРМБ (рис. 1в). На рис. 2 приведены результаты обработки шести осциллограмм — соответственно по три при энергии импульса накачки 30–40 и 100–120 мДж. По оси ординат отложен мгновенный сдвиг частоты ВРМБ в ацетоне, вычисленный по разности периодов модуляции сигнала в условиях жесткой фокусировки пучка накачки (рис. 1в) и коллимированного пучка (рис. 1б). При небольших значениях энергии накачки в начале и в конце импульса мгновенная частота имела ту же величину, что и в случае коллимированного пучка. Однако в максимуме интенсивности накачки наблюдался сдвиг мгновенной частоты ВРМБ в синюю сторону, соответствующий увеличению периода модуляции на рис. 1в. При энергии лазерного импульса 100–120 мДж, в отличие от приведенного выше случая, сдвиг мгновенной частоты к концу импульса оставался практически тем же, что и в максимуме.

Поглощение излучения накачки в среде вызывает ее нагрев и связанное с этим возмущение диэлектрической проницаемости. Система уравнений, описывающая в этом случае взаимодействие между волной накачки $\xi_1 \exp [i(-k_1 x - \omega_1 t)]$ и стоксовой волной ВРМБ $\xi_{-1} \exp [i(k_{-1} x - \omega_{-1} t)]$, имеет вид:

$$i\sigma \frac{\partial \xi_{\sigma}}{\partial x} = \xi_0 \xi_{\sigma} + \xi_{\sigma} \xi_{-\sigma}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \xi_0 = h_T (|\xi_1|^2 + |\xi_{-1}|^2); \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma\right) \xi_{\sigma} = i h_C \xi_{-\sigma}^* \xi_{\sigma}$$

где $\sigma = \pm 1$; $(2\gamma)^{-1}$ — время затухания звука; $h_T = \frac{a\omega_1 n}{8\pi r c_p} \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_{P,V}$ и $h_C = \frac{\omega_1^2 \rho}{32\pi c^2 v} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}\right)^2$ — пара-

метры тепловой и стрикционной нелинейности. В линейном по амплитуде стоксовой волны приближении для $t_{\text{н}} \gg \gamma^{-1}$ можно показать, что максимальное усиление, равное $\exp[2\kappa \arctg(gJ_1/2\kappa)]$, имеет спектральная компонента, смещенная в синюю сторону относительно $\omega_1 (1 - 2\nu/c)$ на величину $\gamma g J_1 / \kappa$. Здесь $g = 16\pi h_C / \gamma_{\text{сп}}$ — константа ВРМБ усиления, $J_1 = (c n / 8\pi) |\xi_1|^2$ — интенсивность накачки, l — длина среды, $\kappa = h_C / h_T$. В случае жесткой фокусировки время выравнивания давления на диаметре пучка накачки $\sim t_{\text{н}}$, поэтому в выражение для h_T следует подставлять значение, близкое к $(\partial n / \partial T)_P$. Для ацетона $\rho \partial \epsilon / \partial \rho = 1$, $\gamma / 2\pi = 95$ МГц, $v = 1,2 \cdot 10^5$ см/с, $g = 2 \cdot 10^{-2}$ см/МВт, $(\partial n / \partial T)_P / \rho c_p = 0,58 \cdot 10^{-10}$ см³/эрг. В результате $\kappa = 10$ и для $gJ_1 l = 25$ смещение частоты ВРМБ должно составлять 250 МГц. На опыте наблюдается меньшее смещение, по-видимому, вследствие того, что полное значение $(\partial n / \partial T)_P$ еще не устанавливается. Для коллимированного пучка время выравнивания давления $\gg t_{\text{н}}$, поэтому h_T будет теперь выражаться через $(\partial n / \partial T)_V \lesssim 10^{-2} (\partial n / \partial T)_P$, вследствие чего можно положить $h_T = 0$.

Зависимость $\Delta(t) = (\gamma / 2\pi \kappa) g J_1(t) l$ хорошо описывает результаты, показанные на рис. 2 при небольших энергиях импульса накачки, когда наблюдается возврат частоты ВРМБ к нормальному значению в конце импульса. При больших энергиях вероятно проявляется влияние интегрального во времени нагрева и, как следствие, изменения скорости гиперзвука. Для ацетона соответствующий сдвиг частоты составляет 10–15 МГц/град. Очевидно, что максимальный нагрев и, следовательно, максимальный сдвиг частоты при этом должны наблюдаться к концу импульса. В то же время сдвиг частоты, обусловленный возмущением диэлектрической проницаемости среды, пропорционален скорости изменения температуры и поэтому максимален в максимуме интенсивности накачки. В заключение отметим, что, согласно полученному выражению, усиление ВРМБ должно насыщаться на уровне $\exp(\pi \kappa)$, т.е. в общем случае насыщение может быть не связано с истощением накачки и, более того, при $\kappa < 10$ свивирование частот будет подавлять ВРМБ.

Авторы благодарны И.Л. Фабелинскому за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. УФН, 98, 441 (1969).
2. Кызыласов Ю. И. Труды ФИАН, 72, 66 (1974).
3. Phol D., Kaiser W. Phys. Rev., 1, № 1, 31 (1970).

Поступила в редакцию 4 марта 1986 г.