

УДК 535.36

ТЕМПЕРАТУРНАЯ И ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В БЕНЗИЛОВОМ СПИРТЕ

Г. И. Зайцев, Г. И. Колесников, С. В. Кривохижа, Л. Л. Чайков

По спектрам молекулярного рассеяния света в бензиловом спирте исследована температурная зависимость скорости и коэффициента поглощения гиперзвука. Сравнение с ультразвуковыми данными позволило найти температурную и частотную зависимость времени жизни акустических фононов, что важно для интерпретации временной динамики ВРМБ.

Ключевые слова: поглощение и скорость распространения гиперзвука, время жизни акустических фононов, ВРМБ, флуктуации амплитуды и фазы.

При распространении через вещество мощного лазерного излучения возникает вынужденное рассеяние Манделъштама–Бриллюэна (ВРМБ). Имея низкий порог возникновения, ВРМБ определяет основные особенности и характер протекания других нелинейных взаимодействий. Интенсивность стоксовой компоненты ВРМБ возрастает с длиной области взаимодействия z (если нет насыщения) по экспоненциальному закону $I = I_0 \exp(I_0 G z)$, где I_0 – интенсивность лазерного света и G – коэффициент усиления. Коэффициент усиления ВРМБ G обратно пропорционален коэффициенту поглощения гиперзвука α , вызвавшего ВРМБ. Следовательно, чем сильнее в среде поглощается гиперзвук, тем быстрее устанавливается процесс ВРМБ. В работе [1] показано, что время установления стационарного усиления ВРМБ совпадает со временем жизни τ акустических фононов, которое может быть найдено по формуле

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

где V – скорость распространения гиперзвука.

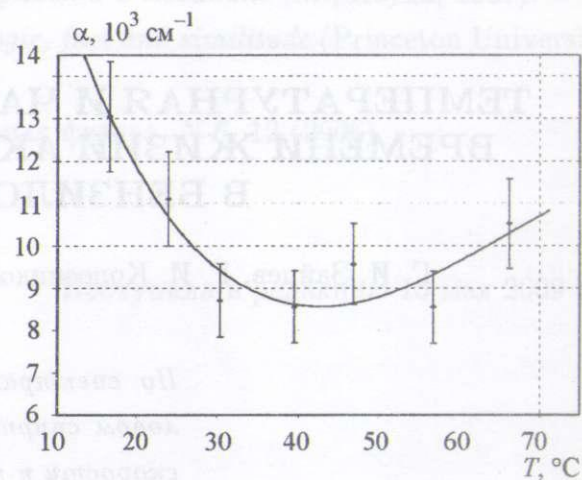
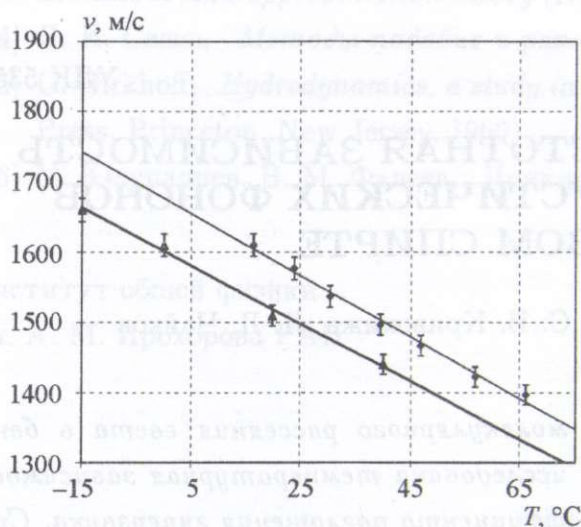


Рис. 1. Температурная зависимость скорости распространения гиперзвука (◆) и ультразвука (▲) в бензиловом спирте.

Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента поглощения гиперзвука в бензиловом спирте.

В некоторых жидкостях с коэффициентом $\alpha > 10^4 \text{ см}^{-1}$ эти времена составляют всего ~ 100 пс. Именно к таким жидкостям относится и бензиловый спирт.

Целью настоящей работы было исследование рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в жидкости с короткими временами жизни акустических фононов – бензиловом спирте – и изучение температурной зависимости времени жизни акустических фононов в нем.

В настоящей работе исследовались скорость и поглощение гиперзвука в интервале температур от 16.6 до 66.2°C по спектрам мандельштам–бриллюэновского рассеяния. Исследования выполнялись на установке, в которой в качестве источника возбуждающего света служил одночастотный гелий – неоновый лазер мощностью излучения 30 мВт на длине волны $\lambda = 633$ нм. В эксперименте электрические вектора возбуждающего и рассеянного света были направлены перпендикулярно плоскости рассеяния (V - V рассеяние). Спектральное разложение света, рассеянного под углом $\theta = 90^\circ\text{C}$, осуществлялось интерферометром Фабри–Перо, сканируемым давлением. Фотодетектором служил охлаждаемый ФЭУ-79, работающий в одноэлектронном режиме. Аппаратная функция установки хорошо аппроксимировалась функцией Гаусса, и ее влияние учитывалось при определении истинной ширины Γ компонент Мандельштама–Бриллюэна (КМБ).

Подробно такая установка описана в работе [2].

Скорость распространения и коэффициент поглощения гиперзвука определялись из смещения компонент Манделъштама–Бриллюэна $\Delta\nu$ и их ширины Γ по формулам [3]:

$$V = \frac{c\lambda}{2n \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \cdot \Delta\nu, \quad \alpha = \frac{\Gamma}{V}. \quad (2)$$

Здесь c – скорость света, n – показатель преломления в бензиловом спирте. Значения n при разных температурах были измерены с помощью рефрактометра ИРФ-23 на длине волны 633 нм. Величины скорости гиперзвука измерялись с точностью 1.5%, а коэффициента поглощения с точностью не хуже 4%.

Результаты измерения акустических характеристик бензинового спирта приведены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

Значения скорости распространения гиперзвука V , частоты звука ν , коэффициента поглощения гиперзвука α и времени жизни акустических фононов τ при различных температурах

| $T, ^\circ\text{C}$ | $V, \text{ м/с}$ | $\nu, \text{ ГГц}$ | $\alpha, 10^3 \text{ см}^{-1}$ | $\tau, \text{ пс}$ |
|---------------------|------------------|--------------------|--------------------------------|--------------------|
| 16.5 | 1610 | 5.52 | 13.0 | 238 |
| 24.0 | 1577 | 5.40 | 11.1 | 285 |
| 30.4 | 1637 | 5.26 | 8.7 | 374 |
| 39.4 | 1497 | 5.12 | 8.6 | 390 |
| 46.8 | 1466 | 5.01 | 9.6 | 356 |
| 56.9 | 1422 | 4.85 | 8.6 | 411 |
| 66.2 | 1396 | 4.76 | 10.5 | 340 |

На рис. 1 приведены температурные зависимости скорости распространения ультра- и гиперзвука. Значения скорости ультразвука, измеренные на частоте 30 МГц, взяты из работы [4]. Видно, что, как и в других маловязких жидкостях, скорость ультра- и гиперзвука в бензиловом спирте с повышением температуры уменьшается по линейному закону. При этом температурный коэффициент скорости $dV/dt = -4.7 \text{ м}/(\text{с}\cdot\text{град})$ в случае гиперзвука и $-4.2 \text{ м}/(\text{с}\cdot\text{град})$ для ультразвука. Во всем температурном интервале скорость гиперзвука больше скорости ультразвука, т.е. наблюдается положительная дисперсия скорости звука величиной 4.6%.

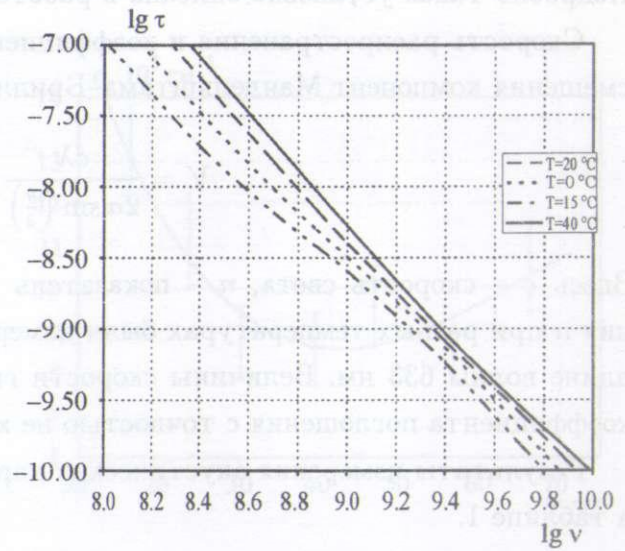
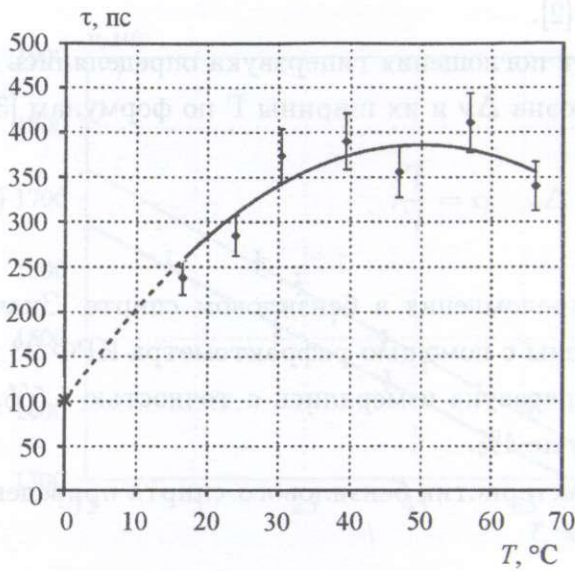


Рис. 3. Температурная зависимость времени жизни акустических фононов τ в бензиловом спирте. (---) – экстраполяция, x – точка, вычисленная по данным [3].

Рис. 4. Зависимость времени жизни акустических фононов от частоты.

На рис. 2 приведена температурная зависимость коэффициента поглощения гиперзвука. Из рисунка видно, что с ростом температуры коэффициент поглощения проходит через минимум вблизи 50°C . Следует заметить, что в бензиловом спирте величина α достаточно большая по сравнению с многими другими маловязкими жидкостями. Так, в ацетоне поглощение в три раза меньше, в этиловом спирте и бензоле – в четыре раза и т.д.

Одновременное уменьшение с температурой скорости гиперзвука и коэффициента поглощения приводит к тому, что время жизни акустических фононов, согласно (1), сначала увеличивается с температурой и проходит через максимум при температуре примерно в 50°C . На рис. 3 приведена температурная зависимость времени жизни акустических фононов, вычисленная из наших экспериментальных данных, и температурная зависимость, экстраполированная до 0°C . Точка в 0° вычислена из данных [3]. Из графика видно, что в интервале температур от 0° до 50°C время жизни фононов увеличивается почти в 4 раза от 110 до 400 пс. При этом частота акустических фононов изменяется от 5.8 до 4.8 ГГц, а произведение $\omega\tau$ всегда больше единицы и изменяется от 4 при 0°C до 12 при 50°C .

Результаты данной работы совместно с ультразвуковыми данными работы [3] позволяют также получить частотную зависимость времени жизни фононов. В [3] показано, что зависимость поглощения ультразвука от частоты в интервале температур от -15 до 40°C можно описать формулой с одним временем релаксации объемной вязкости $\tau_{\eta'}$:

$$\frac{\alpha}{\nu^2} = B + \frac{A}{1 + \omega^2 \tau_{\eta'}^2}. \quad (3)$$

Здесь A и B величины, связанные соответственно с объемной и сдвиговой вязкостями. Поэтому скорость звука V на любой частоте можно рассчитать, используя релаксационную теорию Мандельштама–Леонтовича [4]

$$V^2 = (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega^2 \tau_{\eta'}^2}{1 + \omega^2 \tau_{\eta'}^2} + V_0^2, \quad (4)$$

где V_0 – предельная скорость звука на низких частотах, V_∞ – на высоких частотах.

При расчете V и α величины A , B , $\tau_{\eta'}$ и V_0 взяты из работы [3], V_∞ – наши значения скорости распространения гиперзвука (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Параметры бензилового спирта,
характеризующие акустическую дисперсию

| | | | | |
|---|------|------|------|------|
| $T, ^\circ\text{C}$ | -15 | 0 | 20 | 40 |
| $A, 10^{-17} \text{ см}^{-1} \text{ сек}^2$ | 220 | 100 | 50 | 40 |
| $B, 10^{-17} \text{ см}^{-1} \text{ сек}^2$ | 70 | 55 | 40 | 27 |
| $\tau_{\eta'}, \text{нс}$ | 0.33 | 0.2 | 0.07 | 0.32 |
| $V_0, \text{м/с}$ | 1660 | 1610 | 1510 | 1440 |
| $V_\infty, \text{м/с}$ | 1759 | 1689 | 1600 | 1502 |

На рис. 4 показан результат расчета частотной зависимости времени жизни акустических фононов бензилового спирта в логарифмическом масштабе для четырех значений температуры: -15 , 0 , 20 и 40°C . Несмотря на то, что и скорость, и коэффициент поглощения, по отдельности, сложным образом зависят от частоты, (3) и (4), логарифм τ практически линейно убывает с увеличением $\lg \nu$. Это означает, что время жизни акустических фононов приблизительно обратно пропорционально их частоте, и высокочастотные акустические фононы существуют по времени меньше, чем низкочастотные.

В работе [5], посвященной изучению временной динамики вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в жидкостях с различными временами жизни фононов, исследовали *n*-гексан и бензиловый спирт. При обсуждении наблюдаемых амплитудных и фазовых флуктуаций интенсивности ВРМБ в бензиловом спирте при трех температурах 7, 20 и 60°C авторы работы [5] использовали времена жизни $\tau_{7^\circ} = 50$ пс и $\tau_{20^\circ} = 80$ пс, что в 2–4 раза меньше величин, определенных нами экспериментально. При этом в [5] поведение амплитудных и фазовых флуктуаций связывалось с величиной m , определяющей поведение этих флуктуаций

$$m = \frac{G\tau}{2T_0} \frac{I_S}{I_0},$$

где G – коэффициент усиления ВРМБ, $T_0 = nL/c$ – время прохода светом кюветы с образцом, L – длина кюветы, I_S, I_0 – интенсивность рассеянного и возбуждающего излучения. Величина m изменялась в [5] от $m = 2.5 I_S/I_0 > 1$ при 60°C до $m = I_S/I_0 < 1$ при 7°C, что приводит к изменению временной динамики ВРМБ от резких двунаправленных S -всплесков с последующими осцилляциями (как в *n*-гексане при $m = 3.5 I_S/I_0$) к квазипериодическому режиму. Это, по мнению авторов [5], означает переход от подавления амплитудных флуктуаций к их развитию. Кроме того, при изменении длины кюветы от 15 до 25 см происходит такая же смена режимов, что, по мнению авторов [5], было обусловлено изменением величины m от величины “чуть больше” 1 к величине “чуть меньше” 1.

Однако использование полученных нами экспериментально величин τ для оценки значений m приводит к выводу, что в условиях эксперимента [5] параметр m изменяется от $m = 2 I_S/I_0$ до $3.5 I_S/I_0$. Таким образом, использование лишь одного параметра m недостаточно для описания динамики ВРМБ. К тому же выводу подталкивает и резкое изменение динамики ВРМБ, полученное в [5] экспериментально при изменении длины кюветы с исследуемым веществом всего лишь в 1.5 раза при прочих неизменных условиях. Кроме того, при увеличении длины кюветы отношение I_S/I_0 могло только увеличиваться, уменьшая тем самым изменение m или даже возможно приводя к его увеличению. Поэтому представляется, что картина динамики ВРМБ, обусловленной фазовыми или амплитудными флуктуациями, по-видимому, значительно сложнее, чем представлено в [5], и требует дальнейшего подробного изучения.

Авторы благодарят А.И. Ерохина за полезные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, УФН **98**(3), 441 (1969).
- [2] Г. И. Колесников, Труды ФИАН **118**, 58 (1980).
- [3] О. И. Зиновьев, А. Я. Приходько, В. А. Парзян, Вестн. МГУ **17**, 87 (1993).
- [4] М. А. Леонтович, Л. И. Мандельштам, ЖЭТФ **7**, 438 (1937); ДАН **12**, 111 (1936).
- [5] А. И. Ерохин, В. С. Старунов, Краткие сообщения по физике ФИАН, No. 4, 18 (2000).

Поступила в редакцию 2 июня 2009 г.