

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА КРЫЛА ЛИНИИ РЕЛЕЯ

Д. В. Власов, И. Л. Фабелинский

Изучена температурная зависимость распределения интенсивности в спектре вынужденного рассеяния света крыла линии Релея (ВРК) в хинолине в интервале температур от 2 до 70°С в различных поляризациях. Обнаружено расщепление линии ВРК (тонкая структура) в одной из поляризаций. Приводится приближенное выражение для коэффициента усиления ВРК. Результаты расчета коэффициента усиления ВРК на ЭВМ сопоставляются с результатами опыта

1. Вынужденное рассеяние света крыла линии Релея (ВРК) впервые наблюдаемое в [1], исследовалось неоднократно, главным образом, при рассеянии назад или вперед. Цель настоящей работы – изучить спектр света ВРК под углом рассеяния $\theta = 90^\circ$ в такой поляризации, в которой в тепловом рассеянии наблюдается тонкая структура крыла линии Релея (ТСК) [2], а также в поляризации, перпендикулярной к ней. В этом исследовании впервые наблюдалась тонкая структура ВРК в хинолине в такой поляризации, в которой в тепловом рассеянии ТСК нет. Изучена температурная кинетика линий ВРК в обеих поляризациях рассеянного света в интервале температур от 2 до 70°С.

2. В нашем опыте свет рубинового лазера¹⁾, линейно поляризованный строго в плоскости рассеяния (x, y), фокусировался цилиндрической линзой в специальный сосуд с хинолином, помещенный в сферический резонатор, оптическая ось которого составляла угол 90° с направлением распространения возбуждающего света. Эта система наблюдения ВРК по сделанным оценкам исключает возможность возбуждения вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна. Спектр рассеянного света анализировался интерферометром Фабри – Перо одновременно в двух поляризациях I_{yx} и I_{yz} ²⁾ [3]. Температурная зависимость распределения интенсивности в спектрах ВРК в двух названных составляющих поляризации приведена на рис. 1. В спектре I_{yz} наблюдается широкая линия, частота которой $\omega_{max} \sim 1/\tau$ (τ – время релаксации анизотропии) во всем изученном интервале температур. Экспериментальные точки, соответствующие температурной зависимости частоты этой линии, отмечены крестиками на рис. 2. В I_{yx} можно выделить три области температур, в которых спектр ВРК существенно различен: от 25 до 70°C (рис. 1, а) $\omega_L \ll 1/\tau$, (ω_L – частота компоненты Мандельштама – Бриллюэна [3]) наблюдается линия ВРК, частотное смещение которой $\omega_R \sim 1/\tau$ от 9 до 25°C (рис. 1, б) $\omega_L \sim 1/\tau$ и наблюдаются две линии. При более низких температурах $2 \div 9^\circ\text{C}$ $\omega_L \gg 1/\tau$, в спектре снова присутствует одна линия, смещение которой близко к $\omega_R \sim 1/\tau$ (рис. 1, в). Полная картина температурной кинетики спектров ВРК приведена на рис. 2.

3. Коэффициент усиления вынужденного рассеяния (КУ) для двух рассматриваемых поляризаций при условии, что меньшее время релаксации анизотропии [3] $\tau_2 \ll \tau$ и отсутствует дисперсия упругих и тепловых модулей, будет выражаться следующими приближенными формулами:

$$g_{yz}(\omega) = A\omega \left\{ \frac{\omega^2 \tau}{\omega^2 + \tau^2(\omega^2 - \omega_T^2)^2} + \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\}, \quad (1)$$

$$g_{yx}(\omega) = \frac{A\omega}{2} \left\{ \frac{3\tau(\omega^2 - \omega_L^2)^2}{(\omega^2 - \omega_L^2)^2 + \omega^2 \tau^2 \left(\omega^2 - \omega_L^2 - \frac{4}{3} \omega_T^2 \right)^2} + \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\}^2$$

где A – константа, слабо зависящая от температуры, ω – частота, отсчитываемая от частоты возбуждающего света, τ – большое время

¹⁾ Рубиновый лазер излучал импульс длительностью ~ 25 нсек и мощностью 100 мвт в одной продольной моде.

²⁾ Возбуждающий свет распространяется вдоль оси x , рассеянный свет наблюдается вдоль оси y , xu – плоскость рассеяния, расположенная горизонтально, z – вертикальная ось. В поляризованных составляющих интенсивности рассеянного света первый индекс соответствует направлению электрического вектора волны падающего света, второй – рассеянного света.

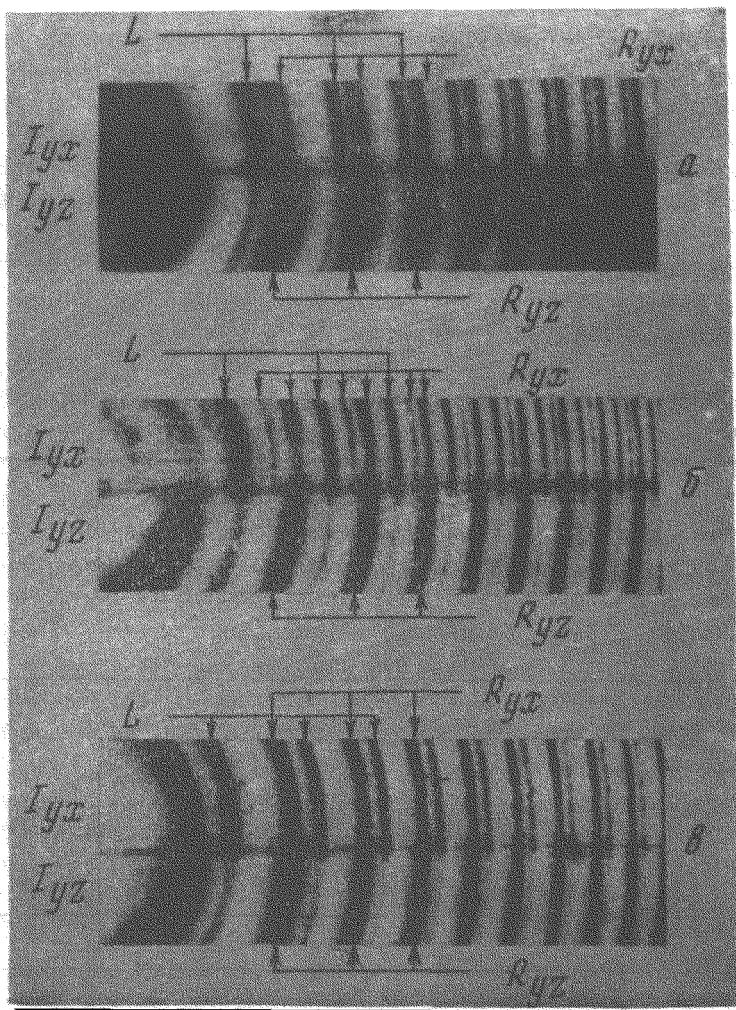


Рис. 1. Интерферограммы спектра света, рассеянного в I_{yx} и I_{yz} поляризациях. Область дисперсии интерферометра Фабри – Перо $\langle \Delta \nu \rangle = 0,33 \text{ см}^{-1}$. L – линия рубинового лазера, R_{yx} и R_{yz} – линия ВРК соответственно в I_{yx} и I_{yz} поляризациях: $a - t = 30^\circ\text{C}$ смещение линий R_{yz} и R_{yx} соответствует $\omega_R \sim 1/\tau$; $б - t = 15^\circ\text{C}$ смещение линии R_{yz} соответствует $\omega_R \sim 1/\tau$; линия R_{yx} – расщеплена на две линии; $в - t = 6^\circ$ смещение линий R_{yz} и R_{yx} соответствует $\omega_R \sim 1/\tau$

релаксации анизотропии, $\omega_T^2 = q^2(\eta/\rho\tau)$, $q = 2k \sin(\theta/2)$, k – волновой вектор света в среде, η – сдвиговая вязкость и ρ – плотность среды. Формулы (1) и (2) не позволяют получить выражение, описывающее положение максимумов КУ (линий ВРК) в аналитической форме, поэтому все расчеты делались на ЭВМ.

Расчет дает, что во всем интервале изменения температур $g_{yx}^{(\omega)}$ имеет один максимум на частоте $\omega_{max} \sim 1/\tau$. А $g_{yx}^{(\omega)}$ имеет минимум на частоте $\sim \omega_L$. Такой вид частотной зависимости $g_{yx}^{(\omega)}$ (рис. 3) может объяснить наличие двух линий в спектре ВРК, наблюдавшееся в нашем эксперименте (рис. 1, б). Расщепление линии ВРК в спектре I_{yx} , предсказываемое приближенной формулой (2) отличается от наблюдаемого в нашем опыте в области температур, для которых $1/\tau > \omega_L$.

Однако о расхождении теории с опытом можно будет говорить только после расчетов КУ по точным формулам.

При расчете КУ использованы константы, полученные из теплового рассеяния [3, 4]. Величина τ , определенная из наших опытов, находится в хорошем согласии с результатами, полученными из спектров теплового рассеяния.

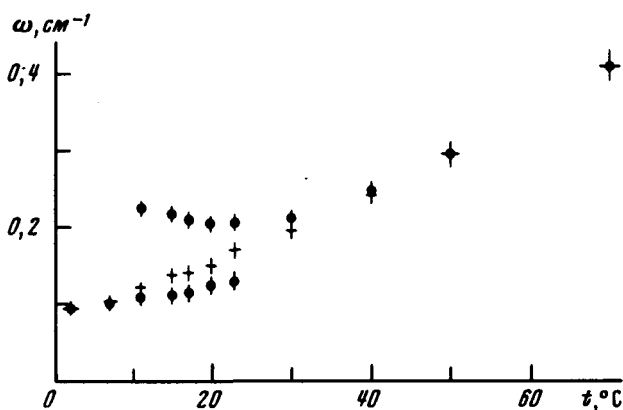


Рис. 2. Зависимость положения компонент ВРК ω в см^{-1} от температуры, полученная в этом опыте. В I_{yz} данные обозначены +, а в I_{yx} данные обозначены ♦

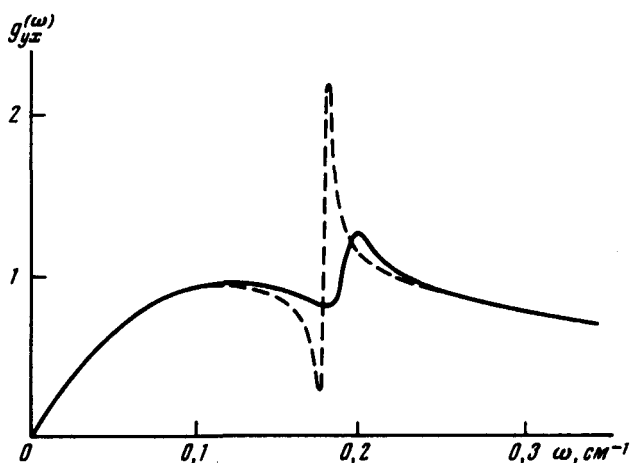


Рис. 3. Рассчитанная зависимость $g_{yx}^{(\omega)}$ от частоты $\omega, \text{см}^{-1}$ для угла рассеяния $\theta = 90^\circ$. Пунктирная линия представляет результат расчета по формуле (2). Сплошные линии представляют результат расчета по формулам, учитывающим релаксацию объемной вязкости

В тепловом рассеянии в I_{yx} отличие от лоренцевского контура весьма незначительно [4]. В нашем же эксперименте в области температур, где $\omega_L \sim 1/\tau$ в спектре I_{yx} совершенно отчетливо наблюдаются 2 линии, которые мы и называем тонкой структурой ВРК. Этот эффект обусловлен взаимодействием волн анизотропии с продольными акустическими волнами. По-видимому это явление и его температурную кинетику эффективнее и проще изучать в вынужденном рассеянии, чем в тепловом.

Все расчеты на ЭВМ выполнены А.Т.Матачун, которой авторы приносят свою сердечную благодарность.

Литература

- [1] Д.И.Маш, В.В.Морозов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. Письма в ЖЭТФ, 2, 41, 1965.
 - [2] В.С.Старунов, Е.В.Тиганов, И.Л.Фабелинский, Письма в ЖЭТФ, 4, 262, 1966
 - [3] И.Л.Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., изд. Наука, 1965.
 - [4] G.I.A.Stigman, BP Stoicheff. Phys. Rev. Lett., 21, 202, 1968; Stigman GIA Light scattering from Thermal Shear Waves in Liquids. Thesis D.Ph. Univ. of Toronto 1969.
-