

бинарных растворителей, могут успешно использоваться для изучения структурных особенностей таких сложных систем. При этом для каждой конкретной системы следует подбирать определенный краситель, наиболее чувствительный к происходящим в ней изменениям. По-видимому, спектрально-люминесцентные характеристики красителей не всегда могут дать точные количественные результаты, однако они будут отражать качественный ход изменений, происходящих в структуре бинарной смеси растворителей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Мохов Н. В., Кирш И. В. В кн.: Критические явления и флуктуации в растворах. Изд. АН СССР, М., 1960, с. 89. [2] Кокорин А. И., Замараев К. И. Журн. физ. химии, 1972, 46, с. 1853. [3] Наберухин Ю. И., Рогов В. А. Успехи химии, 1971, 40, с. 369. [4] Горбунов Б. З., Козлов В. С., Наберухин Ю. И. Журн. структ. химии, 1975, 16, с. 808. [5] Сибилов А. И., Брагинская Т. Г., Клубина В. В., Шмелев Г. Е. В кн.: Мат. X Всесоюз. совещ. по физике жидкостей. Самарканд, 1975, с. 192. [6] Казачков С. В. Автореф. канд. дис. М. (МГУ), 1983. [7] Лиснянский Л. И., Михайлов И. Г., Эшанов С. Э. Акуст. журн., 1974, 20, с. 67. [8] Бахшиев Н. Г. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. Л.: Наука, 1972. [9] Эшанов С. Э., Муминова М. Ф., Михайлов И. Г. В кн.: Мат. X Всесоюз. совещ. по физике жидкостей. Самарканд, 1975, с. 73. [10] Южаков В. И., Аброемова Н. В. Журн. физ. химии, 1981, 55, с. 630.

Поступила в редакцию
11.12.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.26

О МЕХАНИЗМЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ РЭЛЕЕВСКОЙ ВОЛНЫ В УПРУГОМ КЛИНЕ

В. Г. Можаяев, В. В. Крылов

(кафедра акустики)

Проблема отражения поверхностных волн Рэлея от ребра упругого клина имеет важное значение для ультразвуковой поверхностной дефектоскопии, сейсмологии и акустоэлектроники [1]. Несмотря на большое число работ (см. обзор [2]), точное решение этой задачи до сих пор не получено. Имеющиеся решения, основанные на использовании различных приближений теории возмущений [2—4], справедливы лишь для достаточно тупых клиньев и плохо описывают наблюдаемые в эксперименте многократные осцилляции коэффициентов отражения и прохождения рэлеевской волны в зависимости от угла раскрытия клина θ [1].

В настоящей работе предложена простая теория, которая достаточно хорошо описывает упомянутые осцилляции. В отличие от большинства существующих приближенных подходов, справедливых при $\theta \ll \pi$, предлагаемая теория исходит из другого предельного случая — $\theta \geq 0$. Клинь при этом рассматривается как совокупность двух связанных волноводов поверхностных волн, а падающая нормально ребру клина рэлеевская волна представляется в виде суммы симметричных и антисимметричных мод упомянутой системы связанных волноводов. Для достаточно острых клиньев этими модами являются низшие сим-

метричные (квазипродольные) и антисимметричные (изгибные) волны Лэмба в пластинке переменной толщины $2h$, и поверхностные смещения в падающей рэлеевской волне (ось x направим от ребра вдоль грани клина) представимы в первом приближении с помощью следующих фазовых интегралов (множитель $\exp(-i\omega t)$ опущен):

$$u_{\text{пад}}(x, \theta) = \frac{1}{2} u_0 \exp \left[-i \int_{x_0}^x k_s(x', \theta) dx' \right] + \frac{1}{2} u_0 \exp \left[-i \int_{x_0}^x k_a(x', \theta) dx' \right]. \quad (1)$$

Здесь u_0 — амплитуда падающей рэлеевской волны, x_0 — точка, в которой определяется коэффициент отражения, $k_s(x, \theta)$ и $k_a(x, \theta)$ — волновые числа симметричной и антисимметричной мод, зависимость которых от x и θ входит через величину $h(x, \theta) = x \operatorname{tg}(\theta/2)$, поскольку $k_s = k_s(h)$ и $k_a = k_a(h)$. При достаточно больших $x < x_0$, а именно при $2h(x, \theta) > \lambda_R$, где λ_R — длина рэлеевской волны данной частоты ω , с высокой степенью точности выполняется равенство $k_s = k_a = k_R$, где k_R — волновое число рэлеевской волны, и обе моды в (1) распространяются в фазе. При подходе к ребру клина, т. е. при $2h(x, \theta) \leq \lambda_R$, величины k_s и k_a становятся отличными друг от друга, что приводит к появлению разности фаз между колебаниями обеих мод. После отражения каждой из мод от ребра процесс повторяется в обратном направлении. Очевидно, в рамках рассмотренной модели именно разность фаз у отраженных симметричной и антисимметричной мод в точке $x = x_0$, зависящая от θ , и является причиной осцилляций коэффициентов отражения и прохождения рэлеевской волны при изменении угла раскрытия клина θ . Разумеется, сказанное справедливо в предположении, что коэффициенты отражения как симметричной, так и антисимметричной мод по модулю близки к единице, т. е. перекачка энергии из рассмотренных низших мод Лэмба в высшие, которую можно трактовать как следствие излучения в объем клина, практически отсутствует. Для острых клиньев это предположение вполне очевидно.

С учетом изложенного коэффициенты отражения R и прохождения T рэлеевской волны в клине можно записать в виде

$$R = \sin \psi_- \exp(i\psi_+ - i\pi/2), \quad (2)$$

$$T = \cos \psi_- \exp(i\psi_+),$$

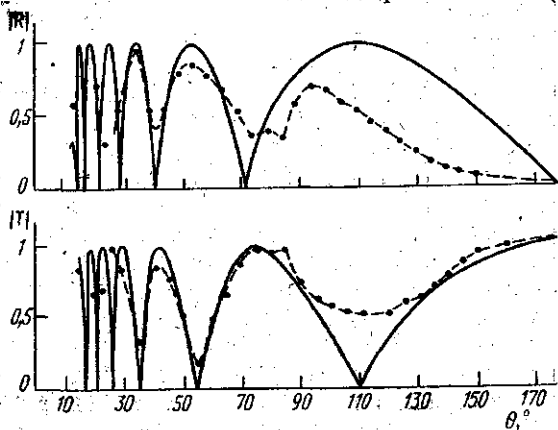
где $\psi_{\pm} = \int_0^{x_0} [k_a(x, \theta) \pm k_s(x, \theta)] dx + (\pi + \Phi_a \pm \Phi_s)/2$, а Φ_s и Φ_a — сдвиги фаз симметричной и антисимметричной мод, возникающие при отражении.

Из теории колебаний тонких пластинок известно [5], что для пластинок постоянной толщины $\Phi_s = 0$ и $\Phi_a = \pi/2$. Чтобы распространить область применения излагаемой теории на случай не слишком острых углов, нужно определить зависимости Φ_s и Φ_a от угла θ . Наиболее просто это можно сделать при помощи интерполяции прямой, соединяющей значения Φ_s и Φ_a при $\theta = 0$ и при $\theta = \pi$. Значения Φ_s и Φ_a при $\theta = \pi$ нетрудно получить, рассматривая движение навстречу друг другу на поверхности полупространства двух однополярных (симметричная мода) и двух разнополярных (антисимметричная мода) рэлеевских волн. Очевидно, при $\theta = \pi$ имеет место $\Phi_s = 0$ и $\Phi_a = \pi$, поэтому

зависимости $\Phi_s(\theta)$ и $\Phi_a(\theta)$ в рассмотренном приближении будут иметь вид $\Phi_s(\theta) \equiv 0$, $\Phi_a(\theta) = (\pi + \theta)/2$. Учитывая это обстоятельство и заменяя в (2) интегрирование по x интегрированием по h , модули коэффициентов отражения и прохождения при $\lambda_0 \rightarrow \infty$, которые и будут нас интересовать, можно записать в виде

$$\begin{aligned} |R| &= \left| \sin \left[\delta / \operatorname{tg}(\theta/2) - (\pi - \theta)/4 \right] \right|, \\ |T| &= \left| \cos \left[\delta / \operatorname{tg}(\theta/2) - (\pi - \theta)/4 \right] \right|, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\delta = \int_0^{\infty} [k_a(h) - k_s(h)] dh$ — безразмерная постоянная, зависящая от коэффициента Пуассона среды σ . Поскольку аналитические выражения $k_s(h)$ и $k_a(h)$ в явном виде отсутствуют, для вычисления δ удобно воспользоваться аппроксимациями соответствующих дисперсионных кривых, полученных в результате численных расчетов [6]. Не останавливаясь здесь на этой простой, но достаточно громоздкой процедуре, приведем значение δ для дюралюминия ($\sigma = 0,35$): $\delta \approx 2,75$.



На рисунке представлены экспериментальные значения $|R|$ и $|T|$, полученные для дюралюминиевых образцов [1]. Здесь же сплошными кривыми показаны зависимости $|R|$ и $|T|$, рассчитанные по формулам (3). Видно, что теоретические зависимости в целом достаточно хорошо

Зависимости модулей коэффициентов отражения $|R|$ и прохождения $|T|$ рэлеевской волны от угла раскрытия клина θ

описывают экспериментальные результаты. В частности, они правильно отражают наблюдаемое в эксперименте уменьшение периода осцилляций с уменьшением угла θ и соответствие максимумов коэффициента отражения минимумам коэффициента прохождения и наоборот. Хорошее качественное согласие наблюдается и в случае больших θ , где изложенная теория заведомо неприменима, в частности из-за того, что она не учитывает имеющееся при этих углах довольно значительное объемное излучение (согласно формулам (2) и (3), всегда $|R|^2 + |T|^2 = 1$). Отклонение этой суммы от единицы характеризует точность используемого приближенного подхода. Согласно экспериментальным данным [1], существенное отклонение $|R|^2 + |T|^2$ от единицы имеет место в области углов, больших 50° , что примерно определяет верхнюю границу применимости развитой теории. Что касается предельно малых углов θ , то для детального сравнения теории с экспериментом здесь, по нашему мнению, недостаточно экспериментальных точек, так как периоды осцилляций теоретических кривых в этом случае становятся сравнимыми или меньше шага измерений.

Остановимся теперь на одном новом эффекте, который позволяет предсказать рассмотренная простая теория. А именно: в использованном приближении задача о наклонном падении рэлеевской волны под углом α сводится к рассмотренной выше задаче о нормальном падении

для клина с эквивалентным углом раскрыва $\theta' = 2\arctg[\operatorname{tg}(\theta/2)\cos\alpha]$. Таким образом, даже при фиксированном θ должны наблюдаться осцилляции $|R|$ и $|T|$ при изменении угла падения α .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. [2] Кнорoff L. In: Wave propagation in solids. Ed. J. Miklowitz. N. Y.: ASME, 1969, p. 3. [3] Viswanathan K., Куо J. T., Larwood E. R. Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1971, 24, N 4, p. 401. [4] Yoneyama T., Nishida S. J. Acoust. Soc. Am., 1976, 59, N 1, p. 206. [5] Скучик Е. Простые и сложные колебательные системы. М.: Мир, 1971. [6] Микер Т., Мейтцлер А. В кн.: Физическая акустика. Под ред. У. Мэзона. Т. 1, ч. А. М.: Мир, 1966, с. 140.

Поступила в редакцию
29.10.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 535.36:532.783

СПЕКТРЫ ДЕПОЛЯРИЗОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ИЗОТРОПНОЙ ФАЗЕ НЕКОТОРЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Г. П. Петрова, А. С. Тлеубаев

(кафедра молекулярной физики)

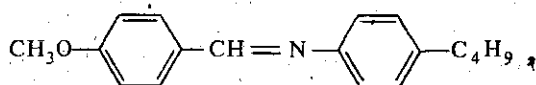
Различные методы исследования динамики молекул и межмолекулярного взаимодействия в жидкокристаллических веществах позволили обнаружить существование нескольких типов реориентационных движений отдельных молекул и целых комплексов с одинаковой молекулярной ориентацией [1—5]. Среди них могут иметь место вращение отдельных молекул вокруг длинной молекулярной оси, быстрые стохастические флуктуации направления длинной молекулярной оси по отношению к директору и перескоки на большие углы, а также заторможенное вращение молекул вокруг короткой оси.

В окрестности фазового перехода изотропная жидкость — жидкий кристалл существенно изменяется ориентационный порядок среды. Флуктуации в ориентации оптически анизотропных молекул приводят к появлению очень интенсивного спектра деполяризованной компоненты рассеянного света, так называемого крыла рэлеевской линии, исследование которого позволяет получить информацию о поворотном движении молекул и релаксационных процессах, происходящих при фазовых переходах в мезогенных веществах.

Температурные зависимости времен релаксации анизотропии определялись по спектрам деполяризованной компоненты рэлеевского рассеяния света в изотропной фазе двух нематических жидких кристаллов — 4-метоксибензилден-4'-бутил анилина (МББА) и гексилоксибензойной кислоты (ГСОБК) вблизи точки перехода в мезофазу.

Структурные формулы исследованных веществ:

МББА:



ГСОБК:

