

величиной неоднородности $\langle \xi^2 \rangle$, её протяжённостью l_c и временем жизни τ_c , значениями, при к-рых коррелятор становится пренебрежимо малым, когда $|r_2 - r_1| > l_c$ и $|t_2 - t_1| > \tau_c$. Величина l_c определяет размер когерентно рассеивающей области или мин. расстояния между точками, фазы вторичных волн из к-рых можно считать статистически независимыми. Аналогичный смысл для временной области имеет характеристика τ_c . Пространственная и временная зависимости коррелятора определяют соответственно спектральные угловые и частотные характеристики Р. с.

Метод описания Р. с. в средах в терминах флуктуаций диэлектрич. проницаемости правильный только условно. Некорректность его связана с тем, что диэлектрич. проницаемость — это усреднённая характеристика среды, и о её пространственно-временных вариациях можно говорить определённо лишь когда их масштабы велики по сравнению с l_c и τ_c . Однако в большинстве случаев при описании Р. с. это соотношение выполняется. Корректный метод описания Р. с. в среде основывается на понятии микроскопич. поляризуемости и кинетич. ур-ниях.

В разл. агрегатных состояниях характер флуктуаций различный, и в соответствии с этим различается Р. с. в них. В разреженных газах $\epsilon = 1 + 4\pi n \alpha$, где $1/\rho$ — объём, приходящий на одну молекулу, а α — её поляризуемость. Флуктуации ϵ определяются флуктуациями ρ . Пространственное взаимное положение частиц в газе статистически независимо, поэтому длину корреляции l_c можно считать нулевой. Это означает, что фаза волны, рассеиваемой от частиц, не связана с остальными и интерференц. эффекты несущественны. Поэтому интенсивность рассеянного света равна сумме интенсивностей полей, рассеянных от молекул. Если молекулы оптически анизотропны, то интенсивность рассеяния на каждой зависит от её ориентации относительно вектора поляризации падающего света. Поэтому, как и в случае отд. молекул, картина Р. с. в среде зависит от его поляризации. Рассеяние неполяризованного падающего излучения описывается коэф. рассеяния

$$R_{n/2} = \frac{2\pi^2}{\lambda^4} \rho(n-1)^2 \frac{6+6\Delta}{6-7\Delta}, \quad (10)$$

в к-ром последний множитель определяет влияние анизотропии; для газа изотропных молекул он равен единице. Обычно $\Delta < 0,1$ и растёт с увеличением плотности.

Рэлеевская линия рассеянного в газе света уширена из-за связанного с движением частиц доплеровского эффекта. Уширение зависит от угла рассеяния θ и, согласно (4), его величина порядка $\Delta\omega \sim \omega(v/c)\sin\theta/2$, где v — средняя тепловая скорость молекул. Следует отметить, что спектр рассеянного вперед света не уширен, а ширина спектра, рассеянного назад, — порядка доплеровской ширины атомной линии поглощения.

Резонансное Р. с. в газах обычно сопровождается *пленением излучения*. При этом происходят пространственные и спектральные преобразования излучения, приводящие, в частности, к явлению самообращения *спектральных линий* в рассеянном свете.

В жидкостях Р. с. в пересчёте на одну молекулу на один-два порядка меньше, чем в газах. Это объясняется меньшей сжимаемостью жидкостей и связанной с этим меньшей величиной флуктуаций ρ , к-рая, как и в газах, в осн. определяет флуктуации ϵ . С флуктуациями T обычно связано менее 1% рассеяния, т. к. движение молекул мало влияет на их поляризуемость. Протяжённость флуктуаций l_c в жидкости порядка неск. межмолекулярных расстояний, что гораздо меньше λ . Поэтому можно считать, что фазы волн, рассеянных каждым элементом объёма жидкости, независимы (как и в газе), но, в отличие от последнего, флуктуации числа рассеивающих молекул в этих объёмах не подчиняются закону Пуассона. Флуктуации ρ в жид-

костях в термодинамически равновесных условиях вызывают малые флуктуации диэлектрич. проницаемости, в этих условиях коэф. рассеяния неполяризов. излучения равен

$$R_{n/2} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} kT\beta_T(\rho\delta\epsilon/\delta\rho)^2 \frac{6+6\Delta}{6-7\Delta}, \quad (11)$$

где $\beta_T = (\partial \ln \rho / \partial \rho)_T$ — изотермич. сжимаемость.

Зависимость $\epsilon(\rho)$ даёт разл. модельными теориями ср. поля, однако не каждая из них даёт результаты, согласующиеся с экспериментом. Напр., использование в (11) зависимости $\epsilon(\rho)$ в виде *Клаузиуса — Моссотти формулы* не даёт согласия теории с экспериментом; наилучшее согласие с опытными данными получается для выражения

$$\rho\delta\epsilon/\delta\rho = 3\epsilon(\epsilon-1)/(2\epsilon+1). \quad (12)$$

В жидкостях, в отличие от газов, движение частиц более сложное, и в нём выражен коллективный характер. Это определяет особенности временной эволюции флуктуаций и проявляется в спектрах неупругого (т. е. квазиупругого) Р. с. в жидкостях. Наиб. интенсивно Р. с. происходит на больших флуктуациях, затухание к-рых мало, напр. на упругих волнах, вызывающих соответствующую неоднородность показателя преломления (*Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Это процесс неупругий, происходящий с изменением частоты света: в результате рассеяния монохроматич. излучения получается спектр, состоящий из несмещённой рэлеевской линии и дублета линий-спутников, симметрично удалённых от рэлеевской на величину $\Delta\omega$, зависящую от скорости v упругой волны и угла рассеяния θ :

$$\Delta\omega = \omega - \omega' = \pm 2\omega(v/c) \sin \theta/2. \quad (13)$$

В спектрах Р. с. в жидкостях выделяют близкую к рэлеевской линии область ($\Delta\omega/c < 1$ см⁻¹) тонкой структуры, область крыла рэлеевской линии (до 100—150 см⁻¹) и далёкую область, спектр к-рой определяется внутримолекулярными движениями.

Тонкая структура, имеющая вид спектрального триплета (рис. 5), объясняется двумя типами коллективных

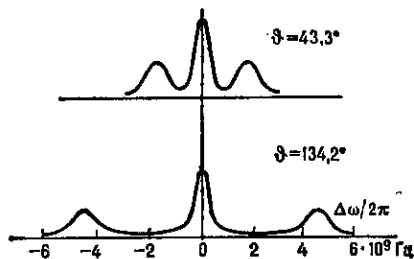


Рис. 5. Спектры рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (тонкая структура рэлеевской линии) в CCl_4 для разных углов рассеяния.

движений: *изоэнтропийными флуктуациями давления* (звуком), к-рые вызывают в спектре дублет Мандельштама — Бриллюэна, и *изобарич. флуктуациями*, с к-рыми связана центр. компонента. Отношение интенсивности последней к сумме боковых определяется с хорошей точностью соотношением Ландау — Плачека $I_T/I_B = (c_p - c_v)/c_p$, в к-ром c_p и c_v — изобарич. и изохорич. теплоёмкости соответственно. Для большинства жидкостей интенсивности всех компонент близки по величине, за исключением воды, в спектре тонкой структуры к-рой центр. компонента сильно подавлена при комнатной темп-ре и ниже. Это свидетельствует о квазикристаллич. структуре воды. Формы компонент триплета близки к дисперсионным (лоренцевым контурам), и их ширины $\Gamma \sim \lambda^{-2} \sin^2 \theta/2$ пропорциональны скоростям затухания соответствующих флуктуаций