

ет измерять малые магн. поля, а также константы релаксации. См. также *Оптическая ориентация, Ориентированные ядра, Интерференция состояний.*

ВЫХОД ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ — отношение энергии люминесценции квантовой системы к поглощённой ею энергии возбуждения. Для фотолюминесценции вводится понятие квантового выхода, представляющее собой отношение числа квантов люминесценции к числу поглощённых квантов возбуждающего света. В. л. определяется соотношением вероятностей излучательных и безизлучательных *квантовых переходов* в люминесцирующей молекуле и зависит как от её параметров, так и от её взаимодействия с окружающими молекулами. При повышении концентрации люминесцирующих молекул повышается вероятность безизлучательной релаксации энергии при взаимодействии двух молекул (*концентрационное тушение люминесценции*). Так же может происходить безизлучательная релаксация энергии на нек-рых примесях (примером таких тушителей люминесценции являются ионы йода и соли нек-рых металлов). Этот процесс наз. *примесным тушением*. Возрастающее вероятности безизлучательных переходов с ростом температуры определяет эффект температурного тушения люминесценции. Все эффекты тушения, увеличивая вероятность безизлучательных переходов, уменьшают время жизни возбуждённого состояния. Поэтому в большинстве случаев зависимость В. л. от разл. параметров аналогична зависимости времени затухания люминесценции от этих параметров.

При малой вероятности безизлучательных переходов В. л. близок к единице, а время затухания люминесценции близко к радиационному. Высоким выходом может обладать фотолюминесценция паров, растворов нек-рых красителей, молекулярных кристаллов, примесных центров в кристаллах. При большом стоковом сдвиге (разности энергии поглощённого и испущенного фотонов) люминесценции даже при квантовом выходе, близком к единице, энергетич. выход меньше единицы. В. л. при др. видах возбуждения обычно меньше; напр., при катодо- и радиолюминесценции он не превышает 20—30%. В. л. является одним из осн. параметров люминесценции, определяющим эффективность преобразования энергии возбуждения в энергию люминесцентного излучения и применимость люминесцирующих веществ в качестве источников света, экранов электронно-лучевых приборов и телевизоров, активных сред для лазеров.

Лит. см. при ст. *Люминесценция.*

Э. А. Свириденков.

ВЯЗКОСТЬ — переноса явления, определяющие диссипацию энергии при деформации среды. В. при деформации сдвига наз. *сдвиговой В.*, при деформации всестороннего сжатия — *объёмной В.*, при одноосном растяжении — *продольной В.* Рассеяние энергии при сдвиговой В. происходит вследствие переноса импульса, при объёмной — путём обмена энергией между степенями свободы при изменении объёма. В результате В. возникают напряжения, пропорциональные скоростям деформаций. Количественной характеристикой В. являются коэф. В.

Коэф. сдвиговой В. η , обычно наз. В., определяется как коэф. пропорциональности между скоростью деформации сдвига $\dot{\gamma} = de/dt$ (e — относит. деформация сдвига, t — время деформации) и возникающим при этом касательном вязком напряжении $\sigma_{вяз}$:

$$\sigma_{вяз} = \eta \dot{\gamma}; \quad \eta = \sigma_{вяз} / \dot{\gamma}.$$

Это соотношение, установленное И. Ньютоном (I. Newton), справедливо только в том случае, когда η не зависит от скорости деформации. Среды, для к-рых выполняется это условие, наз. *ньютоновскими* (см. *Ньютоновская жидкость*). Коэф. сдвиговой В. равен импульсу, переносимому в единицу времени через единицу площади при $\dot{\gamma} = 1$. В системе СИ единица В. —

паскаль-секунда [Па·с]. В гидродинамике часто пользуются понятием коэф. кинематич. В. $\nu = \eta/\rho$ (ρ — плотность), измеряемой в м²/с. Величину, обратную В., иногда наз. *текучестью*.

Если касательные напряжения, возникающие в среде за счёт внеш. сил, поддерживаются равными вязким напряжениям, то в среде установится постоянный во времени градиент скорости — возникает ламинарное течение (рис. 1). Работа внеш. сил, уравнивающих вязкие напряжения и поддерживающих стационарный поток, полностью переходит в тепло. Коэф. сдвиговой В. η и мощность W , рассеиваемая в единице объёма за счёт В., связаны соотношением $W = \eta \dot{\gamma}^2$.

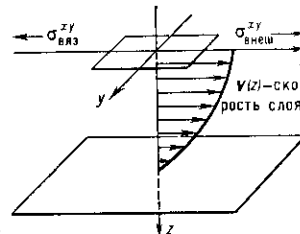


Рис. 1. Схема ламинарного течения вязкой жидкости.

Коэф. объёмной В. ζ определяется как коэф. пропорциональности между скоростью объёмной деформации и дополнит. давлением, возникающим в среде в результате нарушения термодинамич. равновесия (см. *Сжимаемость*).

Коэф. продольной В. λ определяет поглощение продольных звуковых волн и является комбинацией η и ζ : $\lambda = \frac{3}{4} \eta + \zeta$.

Статистич. теория необратимых процессов позволяет получить η (а также ζ и λ) интегрированием по времени t автокорреляц. ф-ций соответствующих потоков или напряжений; для η имеем:

$$\eta = \frac{n}{kT} \int_0^{\infty} \langle \sigma^{xy}(0) \cdot \sigma^{xy}(t) \rangle dt;$$

n — число частиц в единице объёма. Автокоррелятор $\langle \sigma^{xy}(0) \cdot \sigma^{xy}(t) \rangle$ имеет простой физ. смысл: если в момент времени 0 в системе создаётся напряжение $\sigma^{xy}(0)$ и затем она представляется самой себе, то за счёт потока импульса через плоскость xy напряжение будет меняться и к моменту времени t станет равным $\sigma^{xy}(t)$; произведение этих двух значений напряжения, усреднённое по равновесному ансамблю всех возможных конфигураций системы, и есть автокоррелятор напряжения. Поскольку в каждый данный момент σ^{xy} как раз равно потоку импульса через плоскость xy , то автокоррелятор потоков импульса Π^{xy} равен автокоррелятору напряжения σ^{xy} . Автокоррелятор потоков импульса может быть вычислен с помощью кинетич. ур-ний. Для изотропной молекулярной системы

$$\eta = nkT\tau_p + (\mu_{\infty} - nkT)\tau_q, \quad (*)$$

где μ_{∞} — т. н. мгновенный модуль сдвига, определяющий мгновенную упругую реакцию среды; τ_p — время релаксации по импульсам; τ_q — время релаксации по координатам.

Для газов, как было показано ещё Дж. Максвеллом (J. Maxwell), $\mu_{\infty} = p = nkT$, где p — давление, и $\eta = nkT\tau_p$. Скорость релаксации по импульсам в этом случае определяется частотой молекулярных соударений, и для идеального газа получим:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{l} \bar{v} = \frac{m \bar{v}}{3 \sqrt{2} \pi d^2},$$

где \bar{l} — ср. длина свободного пробега, \bar{v} — ср. скорость теплового движения молекул, m — масса, d — диаметр молекулы. В. такого газа не зависит от плотности или давления и растёт с темп-рой пропорц. \sqrt{T} , поскольку $\bar{v} \sim \sqrt{T}$. Зависимость В. реальных газов от темп-ры и давления определяется отклонениями от идеального