

можно пренебречь макроскопич. движением среды за характерные времена эволюции излучения в данной среде, система ур-ний (9—12) сводится к одному из основополагающих ур-ний теории П. и. — ур-нию Бибермана — Холстейна (1947). В однородной стационарной среде (объёма  $V$ ) оно имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -(A + v_T)N + A \int_{\downarrow} N(r') G(|r - r'|) dr' + q,$$

где  $v_T$  — скорость нерадикационного (прежде всего столкновительного) девозбуждения атома, а ядро  $G$  выражается через вероятность  $T(\rho)$  прохождения фотона пути, не меньшего  $\rho$ , без поглощения:

$$G(\rho) = -\frac{1}{4\pi\rho^2} \frac{\partial T}{\partial \rho}, \quad T(\rho) = \int_0^\infty P(\omega) \exp[-\kappa(\omega)\rho] d\omega.$$

Выведенное первоначально из балансовых соотношений ур-ние Бибермана — Холстейна было впоследствии обосновано в рамках микроскопич. квантового описания эволюции фотонного газа в резонансной атомной среде. Матем. аппарат теории П. и. в приближении ППЧ см. в [1,2,5].

ППЧ реализуется как при внеш. микроскопич. воздействии [вследствие описываемого величинами  $\sigma$  и  $\dot{L}$  в (12) взаимодействия с др. частицами, приводящего к сбою фазы атомного осциллятора — см. Уширение спектральных линий], так и в результате хаотизации параметров излучаемого фотона независимо от микроскопич. воздействия среды (при доплеровском уширении).

ППЧ соответствует случаю, когда наиб. ярко выражено *пленение излучения*. В этом случае стационарное распределение возбуждённых атомов в конечном объёме определяется вероятностью только прямого, без рассеяния, выхода фотона из среды:

$$N = q/(v_T + A\bar{T}(r)),$$

где  $\bar{T}(r)$  — усреднённая по углам вылета фотона вероятность выхода фотона, испущенного в точке  $r$ , без рассеяния.

Совр. развитие теории переноса резонансного излучения связано с выходом за рамки приближения ППЧ, т. к. практически значим более общий случай — т. н. частичное перераспределение по частоте [см. (12), [6]], имеющий место в астрофиз. объектах, в лабораторной плазме с многозарядными ионами, для к-рых возрастание роли механизма спонтанного испускания ( $A \propto Z^4$ ,  $Z$  — заряд иона) благоприятствует частичному сохранению памяти фотона не только в далёком крыле линии.

Лит.: 1) Михалас Д., Звёздные атмосферы, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; 2) Иванов В. В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., 1969; 3) Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., 1966; 4) Булышев А. Е., Преображенский Н. Г., Суворов А. Е., Перенос излучения в спектральных линиях, «УФН», 1988, т. 156, с. 153; 5) Абрамов Ю. Ю., Дыхне А. М., Напартович А. П., Стационарные задачи и теории радиационного переноса возбуждения, М., ИАЭ, репринт 1804, 1969; 6) Махрѳв В. А., Сечин А. Ю., Старостин А. Н., Теория стационарного переноса резонансного излучения в условиях частичного перераспределения по частотам, «ЖЭТФ», 1990, т. 97, № 4, с. 1114. А. Б. Кукушкин, В. И. Коган.

**ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ** — безызлучательная передача энергии электронного возбуждения при эл.-магн. взаимодействии двух частиц (молекул, ионов, комплексов), находящихся на расстоянии, меньшем длины волны излучения. В результате П. э. молекула — донор энергии переходит в состояние с меньшей энергией, а молекула — акцептор энергии — в состояние с большей энергией. Взаимодействие частиц, вследствие к-рого происходит П. э., может быть мультипольным (в частности, диполь-дипольным) или обменным. Характерные расстояния, при к-рых осуществляется П. э., достигают при диполь-дипольном взаимодействии 5—6 нм, при обменном — 1—2 нм. Процессы П. э. отличаются от процессов *переноса излучения*. Последние

происходят с участием излучат. квантовых переходов: акцептор энергии поглощает фотон, испущенный донором энергии, причём частицы находятся на расстоянии, большем длины волны излучения. Процессы П. э. между одинаковыми молекулами (атомами или ионами), происходящие, как правило, многократно, наз. *миграцией энергии*.

Условия, необходимые для П. э., реализуются в осн. в конденсиров. средах (в газах взаимодействие частиц при их соударении приводит к уширению спектральных линий). П. э. играет существ. роль для процессов люминесценции. Взаимодействие при П. э. обычно предполагается настолько слабым, что спектры поглощения и люминесценции взаимодействующих частиц практически не меняются, т. е. остаются такими же, что и в отсутствие взаимодействия. В соответствии с законом сохранения энергии П. э. происходит только при условии, что спектры поглощения акцептора и спектры люминесценции донора перекрываются, т. е. в условиях резонанса. Если электронные переходы в доноре и акцепторе разрешены правилами отбора, то П. э. происходит в результате диполь-дипольного взаимодействия. Для этого случая теория П. э. была развита Т. Фёрстером (Th. Foerster, 1948). Она рассматривает процесс П. э. между молекулами в *адиабатическом приближении* и предполагает, что после переноса происходит быстрая колебат. релаксация в молекуле акцептора, что обеспечивает необратимость П. э. Скорость П. э. (вероятность переноса в единицу времени) выражается ф-лой

$$W = R_0^6/\tau_D R^6, \quad (1)$$

где  $\tau_D$  — радиац. время жизни донора,  $R$  — расстояние между молекулами,  $R_0$  — т. н. фёрстеровский радиус, т. е. расстояние, на к-ром вероятность переноса  $W$  равна вероятности излучения  $1/\tau_D$ . Величина  $R_0$  связана со степенью перекрытия спектров след. образом:

$$R_0^6 = \frac{9\chi^2 c^4}{8\pi} \int F_D(\omega) \sigma_A(\omega) n^{-4} \omega^{-4} d\omega, \quad (2)$$

где  $\chi$  зависит от взаимной ориентации дипольных моментов донора и акцептора,  $F_D(\omega)$  — нормированный спектр люминесценции донора [ $\int F_D(\omega) d\omega = 1$ ],  $\sigma_A$  — эфф. сечение поглощения акцептора,  $n$  — показатель преломления среды,  $\omega$  — круговая частота излучения люминесценции. Если ориентации донора и акцептора не коррелированы, то ср. квадратичное значение  $\chi^2 = 2/3$ .

Влияние П. э. на характеристики люминесценции можно определить, проведя усреднение по разл. расположениям акцепторов относительно доноров в среде. Для случая, когда молекулы донора и акцептора неподвижны в течение всего времени возбуждённого состояния, такое усреднение даёт след. результат: затухание люминесценции донора после импульса возбуждения происходит по закону (фёрстеровское затухание)

$$\rho(t) = \exp(-t/\tau_D - 2q\sqrt{t/\tau_D}), \quad (3)$$

где  $q = (\pi^{1/2}/2)(c_A/c_0)$ ,  $c_A$  — концентрация молекул акцептора,  $c_0 = (4\pi/3)^{-1}R_0^3$  — т. н. критич. концентрация для данной пары донор — акцептор. Ф-ла (3) справедлива, если концентрация акцепторов достаточно мала:  $c_A v \ll 1$ , где  $v$  — объём молекулы акцептора.

В жидких растворах на П. э. оказывает влияние диффузия молекул, к-рая приводит к сближению молекул донора и акцептора и ускоряет П. э. При этом закон затухания (3) на далёких стадиях переходит в экспоненциальный, зависящий от коэф. диффузии  $D$  («закон  $D^{3/4}$ »):

$$\rho(t) = \exp\left\{-\frac{t}{\tau_D} - 0,68 \cdot 4\pi(D\tau_D)^{3/4} R_0^{3/2} c_A \frac{t}{\tau_D}\right\}.$$