

Лекция №9.

Взаимодействие излучений и атомных систем.

1. Спонтанные переходы между атомными уровнями, однородное и неоднородное уширение.

Один из основных выводов квантовой механики гласит, что каждая физическая система может находиться только в одном из заданных энергетических соотношений так называемых *собственных состояний системы*. С каждым из этих состояний мы связываем энергию, которая соответствует полной энергии системы, если все состояния заняты. Классическими примерами, квантовой механики является: свободный электрон, атом водорода или гармонический осцилятор. Примерами более сложных систем могут служить молекула водорода и полупроводниковый кристалл. С каждым состоянием (i) атома водорода мы можем связать следующую собственную функцию

$$\psi(r, t) = U_i(r) e^{-i \frac{E_i}{\hbar} t}, \quad (9.1)$$

где $|U_i(r)|^2 dx dy dz$ - вероятность нахождения электрона, про который известно что он находится в состоянии i в пределах электромагнитного объема $dx dy dz$ с центром в точке r, E_i – энергия состояния описанной выше, при этом $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Определение собственных функций $U_i(r)$ и соответственно энергии E_i различных физических систем является одной из главных задач квантовой механики. Мы с Вами в данной дисциплине примем как данное существование их состояний их энергетических уровней, а также ряд других результатов правомерность которых доказана экспериментально.

2. Понятие спонтанного излучения.

Ниже на рисунке 9.1 показана схема энергетических уровней некоторой физической системы, например, атома. Обратимся к двум из этих уровней: 1 и 2. Известно, что если атом находится в состоянии 2 при $t=0$, то существует конечная вероятность того, что он перейдет в состояние 1, испустив при этом квант света с энергией $h\nu = E_2 - E_1$. Этот процесс происходит без воздействия поля излучения и называется – *спонтанным излучением*.

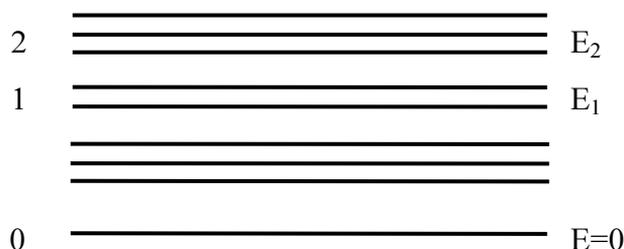


Рис.9.1.Схема энергетических уровней атома.

Существует другой способ получить представление о спонтанных переходах, которые больше соответствуют экспериментальным возможностям наблюдения. Рассмотрим большое число N_2 идентичных атомов, о которых известно, что при $t=0$ они находятся в состоянии 2. Среднее число этих атомов испытывающих спонтанный переход в состоянии 1 за 1 секунду мы можем записать как:

$$-\frac{dN_2}{dt} = A_{21}N_2 \equiv \frac{N_2}{(t_{cn})_{21}}, \quad (9.2)$$

где A_{21} – скорость спонтанного перехода, $(t_{cn})_{21} \equiv A_{21}^{-1}$ – называется *временем жизни* атома в возбужденном состоянии связанным с переходом $2 \rightarrow 1$.

Из квантовой механики следует, что спонтанные переходы происходят из данного состояния, только в состояние лежащее (по энергии) ниже, то есть из энергии 1 в 2 спонтанные переходы не возможны. Скорость спонтанных переходов A_{21} можно вычислить, используя собственные функции состояния 2 и 1.

В наших рассуждениях, мы постулируем существование A_{21} , и будем рассматривать A_{21} , как параметр, характеризующий переход $2 \rightarrow 1$ данной физической системе.

3. Форма линии излучения.

Если провести спектральный анализ излучения, полученный в результате спонтанных $2 \rightarrow 1$ переходов, то обнаружится, что это излучение не чисто монохроматическое (то есть первой частоты), а занимает конечную полосу частот.

Функция, описывающая распределение излучаемой интенсивности в зависимости от частоты ν называется *форм – фактором* $g(\nu)$ линий перехода $2 \rightarrow 1$ и обычно функция $g(\nu)$ нормируется, так, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) d\nu = 1, \quad (9.3).$$

Следовательно, произведение $g(\nu)d\nu$ можно рассматривать, как априорную вероятность того, что в результате спонтанного перехода с уровня 2 на уровень 1 будет излучаться фотон, частота которого лежит в интервале ν и $\nu+d\nu$.

Форм – фактор $g(\nu)$ можно определить и другим методом, если облучить электромагнитным излучением образец, содержащий атомы данного сорта и построить график от частоты. Эта зависимость нормированная согласно (9.3) и будет $g(\nu)$.

Тот фактор, что излучение и поглощение электромагнитных волн описывается одной и той же функцией доказано экспериментально. Это следует также и из основных положений квантовой механики.

4. Однородные и неоднородные уширения.

Одна из возможных причин уширения спектра частот спонтанного излучения – это конечная продолжительность жизни τ верхнего уровня. Если продолжить нашу аналогию на колебательную систему в виде известной RLC электрической цепочки и считать, что эмиссия из возбужденного состояния соответствует генератору затухающих колебаний, и если обозначить время затухания колебания генератора через τ , то для поля излучения можно записать следующее выражение:

$$e(t) = E_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \cos(\omega_0 t) = \frac{E_0}{2} \left[e^{i(\omega_0 + \frac{i\sigma}{2})t} + e^{-i(\omega_0 - \frac{i\sigma}{2})t} \right], \quad (9.4)$$

где $\frac{\sigma}{2} = \frac{1}{\tau}$ – скорость затухания амплитуды поля (скорость затухания интенсивности равна σ). Записав преобразование Фурье для $e(t)$, получим:

$$E(\omega) = \int_0^{+\infty} e(t) \cdot e^{-\omega t} dt = \frac{E}{2} \left[\frac{i}{(\omega_0 - \omega + \frac{i\sigma}{2})} - \frac{i}{(\omega_0 + \omega - \frac{i\sigma}{2})} \right], \quad (9.5)$$

где нижний предел интегрирования взят при $t=0$, что соответствует времени начала наблюдения. Спектральная плотность спонтанного излучения пропорциональна $|E(\omega)|^2$. Если ограничиться случаем резонансной частоты, т.е. $\omega \approx \omega_0$, то функция

$$|E(\omega)|^2 \approx [(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{\sigma}{2})^2]^{-1}, \quad (9.6)$$

то есть имеет такую же форму, что и для автоколебательной известной электрической RLC - цепочки. Функции вида (9.6) называются *лоренцовыми*. Они часто встречаются в физике и технике и характеризуют отклик резонансных систем с затуханием.

Интервал $\Delta\nu$ между двумя частотами на которых значение функции Лоренца уменьшается до половины своего максимального значения считается *шириной линии*

$$\Delta\nu = \frac{\sigma}{2\pi} = \frac{1}{\pi\tau}. \quad (9.7)$$

В случае атомных переходов между верхним (U) и нижним (l), когерентное взаимодействие атомов в любом состоянии (U и l) с полем может прерываться из-за конечного времени жизни состояния (τ_U и τ_l), так и из-за упругих столкновений которые стирают всю память о первоначальной фазе (τ_{CU} и τ_{Cl}). Обобщая (9.7), можно записать, что

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{\tau_U} + \frac{1}{\tau_l} + \frac{1}{\tau_{CU}} + \frac{1}{\tau_{Cl}} \right), \quad (9.8)$$

Переписав (9.6) с учетом этого соотношения (9.8) и прокомментировав его согласно (9.3), получим нормированную функцию линии ширина которой больше чем ширина линии спонтанного излучения, то есть:

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi \left[(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{2} \right)^2 \right]}. \quad (9.9)$$

Тип уширения, описанной выше уравнением (9.9), носит название *однородного уширения*. Оно характеризуется тем, что уширение линии излучения всей системы $\Delta\nu$ присуще, каждому атому в образце. Функция $g(\nu)$ описывает таким образом отклик любого из атомов, каждый из которых неразличим. Как упоминалось выше однородное уширение обусловлено чаще всего конечным временем взаимодействия испускающих или поглощающих атомов.