

ФОТОННОЕ ЭХО

Однородное и неоднородное уширение линий в спектрах

Имеется две причины ширины наблюдаемых линий в спектрах излучения:

- 1) Конечное время излучения приводит к лоренцевой форме линии излучения. Такое уширение называется однородным.
- 2) Разброс частот переходов разных излучателей. Это уширение называется неоднородным. Разброс частот для атомов в газе может быть связан с эффектом Доплера. В твердых телах с различием в окружении излучающего центра. Форма линии может быть гауссовой.

Динамика поляризации при неоднородном уширении

С хорошей точностью в классическом приближении электронные переходы можно рассматривать как колебания гармонического осциллятора. Пусть закон изменения поляризации для осциллятора с частотой ω имеет вид:

$$P(t) = P(0) \exp(i \omega t - t/T).$$

По какому закону будет изменяться во времени поляризация системы таких осцилляторов, которые имеют разные частоты?

В этом случае $P(t) = P(0) \int \exp(i \omega t - t/T) g(\omega) d\omega$.

Для простоты предположим, что частоты осцилляторов распределены по Лоренцу, т.е. вероятность найти осциллятор с частотой ω равна $g(\omega) = \delta\omega / \pi \{(\omega - \omega_0)^2 + \delta\omega^2\}$. Пусть также времена затухания слабо отличаются.

Тогда $P(t) = 2P(0) \delta\omega \exp(i \omega_0 t - \delta\omega t - t/T) / (\omega_0 - i \delta\omega)$;

В том случае когда $\delta\omega \gg 1/T$ время затухания поляризации определяется величиной неоднородного уширения.

Для системы где $g(\omega) \sim \exp\{-(\omega - \omega_0)^2 / 2(\delta\omega)^2\}$

$$P(t) \sim \exp(i\omega_0 t - (\delta\omega)^2 t^2 / 2 - t/T)$$

Оптические уравнения Блоха

Рассматриваем двухуровневую систему. Электромагнитное поле описываем классически. Гамильтониан взаимодействия электрона с электромагнитным полем в электродипольном приближении имеет вид: $-\mathbf{d}\mathbf{E}$, \mathbf{d} – оператор дипольного момента.

Уравнение для матрицы плотности имеет вид: $d\rho/dt=[H, \rho]/i\hbar + St$

Обозначим $s_1 = \rho_{21} + \rho_{12} = 2\text{Re}(\rho_{12})$

$$s_2 = -i(\rho_{12} - \rho_{21}) = 2\text{Im}(\rho_{12})$$

$$s_3 = \rho_{22} - \rho_{11}$$

Можно проверить, что $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$. Уравнения движения единичного вектора имеют вид:

$$d\mathbf{s}/dt = [\mathbf{\Omega}, \mathbf{s}],$$

где $\mathbf{\Omega}(-2\mathbf{d}_r\mathbf{E}/\hbar, -2\mathbf{d}_i\mathbf{E}/\hbar, \omega_{21})$,

$$\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar$$

$$d_{12} = d_r + id_i,$$

Движение псевдоспина

1. Нет внешнего поля. Прецессия вокруг оси 3 с частотой

$$\omega_{21} \cdot s_3 = \text{const}$$

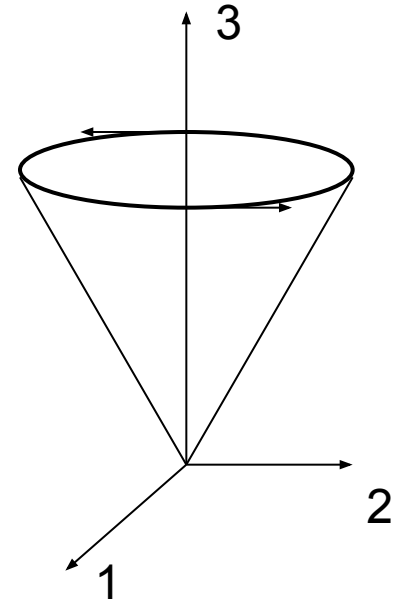
$$s_1 = a \cos(\omega_{21}t + \delta)$$

$$s_2 = a \sin(\omega_{21}t + \delta)$$

Отметим что дипольный момент равен:

$\mathbf{d}(t) = \mathbf{d}_1 s_1 + \mathbf{d}_2 s_2$ осциллирует с частотой ω_{21} . – причина излучения системы.

2. Если внешнее поле отлично от нуля и $E \sim \cos(\omega t)$, тогда удобно перейти во вращающуюся систему координат:



$$\begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \rho_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega t & \sin \omega t & 0 \\ -\sin \omega t & \cos \omega t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}$$

Тогда уравнение приобретает вид:

$$d\rho/dt = [\mathbf{\Omega}', \rho],$$

где $\mathbf{\Omega}' = (-2\mathbf{d}_r E \cos(\omega t) / \hbar - 2\mathbf{d}_i E \sin(\omega t) / \hbar, -2\mathbf{d}_i E \cos(\omega t) / \hbar + 2\mathbf{d}_r E \sin(\omega t) / \hbar, \omega_{21} - \omega)$

Приближение «вращающейся волны»

Если считать, что $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t)$ тогда выражение компоненты вектора Ω' можно представить в виде:

$$\hbar \Omega'_x = -\mathbf{E}_0 \mathbf{d} \cos \phi - \mathbf{E}_0 \mathbf{d} \cos(2\omega t + \phi),$$

$$\hbar \Omega'_y = -\mathbf{E}_0 \mathbf{d} \sin \phi - \mathbf{E}_0 \mathbf{d} \sin(2\omega t + \phi),$$

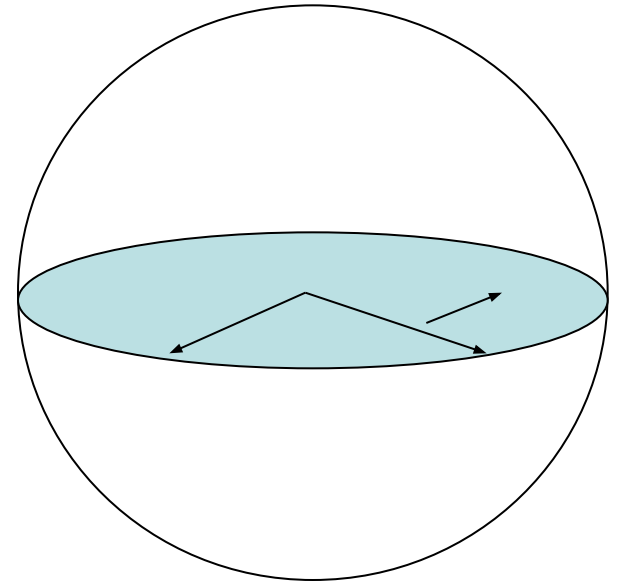
$$\Omega'_z = \omega_{21} - \omega.$$

$$\mathbf{d}_r = \mathbf{d} \cos(\phi)$$

$$\mathbf{d}_i = \mathbf{d} \sin(\phi)$$

Вектор $\Omega'_x |1'\rangle + \Omega'_y |2'\rangle$

сумма постоянного вектора и вращающегося с частотой $2\omega t$ вектора. Приближение вращающейся волны состоит в отбрасывании вращающегося вектора. Блох и Сигерт показали, что вращающийся вектор приводит к небольшому смещению частоты дипольного перехода: $\delta\omega_{BS} = (\mathbf{E}_0 \mathbf{d})^2 / 4 \hbar^2 \omega_{21}$. Для оптики эта величина как правило, много меньше ω_{21} .

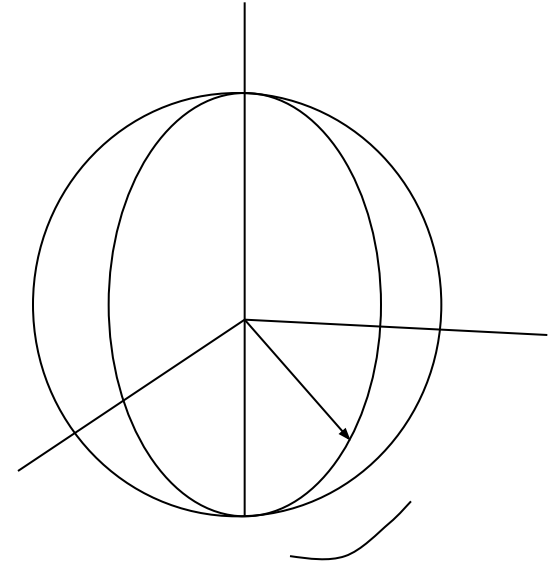


π - ИМПУЛЬСЫ

Рассмотрим воздействие импульса излучения с $\omega = \omega_{21}$ на систему в приближении вращающейся волны. В этом случае прецессия будет идти вокруг вектора, лежащего в плоскости (x,y). Можно выбрать разность фаз состояний так, чтобы $\mathbf{d}_i = 0$. В этом случае $\Omega'_z = \Omega'_y = 0$, $\Omega'_x = -$. Вектор \mathbf{p} прецессирует вокруг оси x с частотой $\mathbf{E}_0 \mathbf{d}_r / \hbar$ – частота Раби.

При $\int dt \mathbf{E}_0 \mathbf{d}_r / \hbar = \pi$ вектор \mathbf{p} повернется на π вокруг оси x. Такие импульсы называются π -импульсами.

В том случае, если частота внешнего поля немного не совпадает с частотой, тогда прецессия идет вокруг вектора $(\mathbf{E}_0 \mathbf{d}_r / \hbar, 0, \omega_{21} - \omega)$ с частотой $[(\mathbf{E}_0 \mathbf{d}_r / \hbar)^2 + (\omega_{21} - \omega)^2]^{1/2}$, которая тоже называется частотой Раби.



Феноменологический учет затухания

Феноменологически затухание колебаний двухуровневой системы вводят следующим образом:

Для компонент 1,2 (x,y)

$d\rho_{1,2}/dt = [\mathbf{\Omega}', \boldsymbol{\rho}]_{12} - \rho_{12}/T_2$, T_2 – поперечное время жизни (время фазовой релаксации)

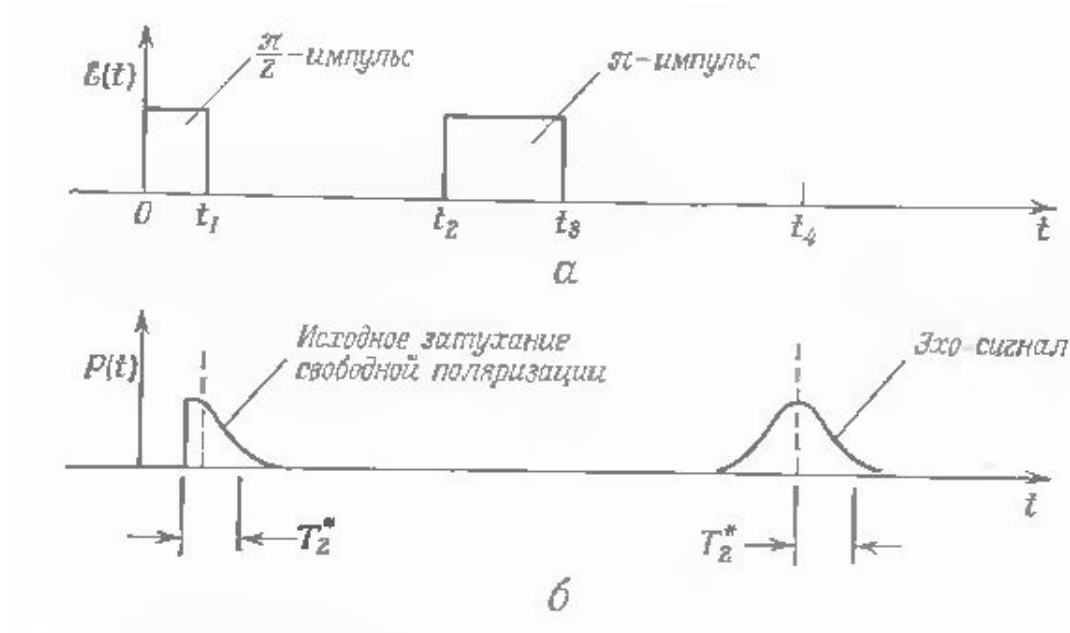
Для компоненты ρ_3 :

$d\rho_3/dt = [\mathbf{\Omega}', \boldsymbol{\rho}]_3 - (\rho_3 - \rho_3^{\text{равн}})/T_1$, T_1 – продольное время жизни (время релаксации населенностей).

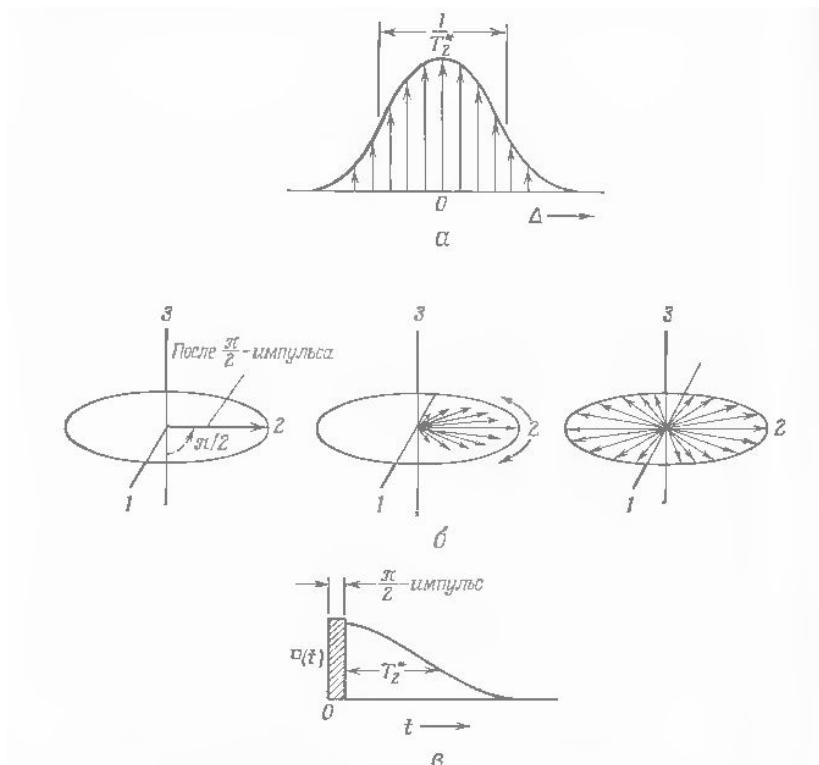
В отличие от классического диполя в двухуровневой системе имеется два времени релаксации.

Открытие спинового эха

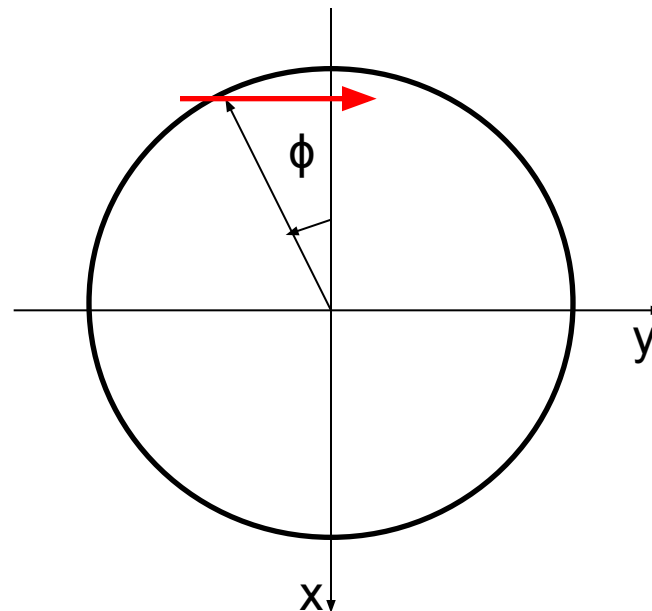
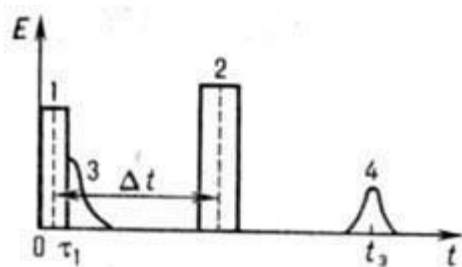
1950 E.L.Nahn открыл явление спинового эха.



Качественное объяснение



Затухание поляризации вследствие неоднородного уширения



- 1) $\phi(t) = vt + \phi_0, t < t_2$
- 2) $\phi(t) = v(t - t_2) - \phi(t_2), t > t_2$
или $\phi(t) = v(t - 2t_2) - \phi_0$

$\phi(2t_2) = -\phi_0$ — не
зависит от v !

Направленность фотонного эха

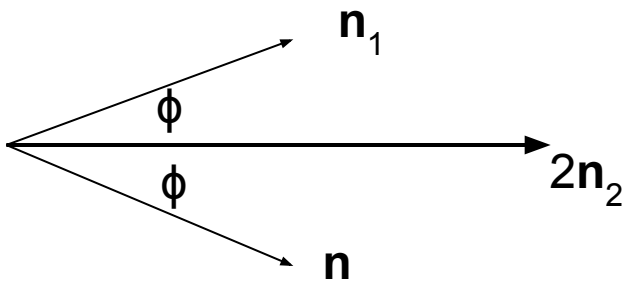
В оптике длина образца как правило много больше длины волны. Поэтому диполи, возбуждаемые плоской волной, имеют разные фазы, если не находятся на фазовом фронте волны. Для вычисления поляризации необходимо усреднять не только по расстройкам по частоте, но и по положению атомов. Это приводит к следующему выводу (см. Л.Аллен Дж. Эберли «Оптический резонанс и двухуровневые атомы»):

$$\mathbf{n}_1 + \mathbf{n} = 2\mathbf{n}_2$$

\mathbf{n}_1 - единичный вектор направления распространения $\pi/2$ импульса,

\mathbf{n}_2 - единичный вектор направления распространения π импульса,

\mathbf{n} - единичный вектор направления распространения эха



$$\phi^2 \ll \lambda/L$$

Использование эхо для измерения времени релаксации фазы

Если интервал между двумя импульсами возбуждения сравним или больше поперечного времени релаксации, то необходимо учитывать релаксацию на величину сигнала эха. Релаксация приводит к затуханию интенсивности эха по закону

$$I(t) = I_0(t) \exp(-t/T_2)$$

увеличивая временной интервал между двумя возбуждающими импульсами и измеряя изменение амплитуды эха можно найти время T_2 .