

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

Разложение поля в ряд по бегущим плоским волнам

$$k = \omega / c \text{ - волновое число} \quad \vec{E} = -\dot{A}, \quad \vec{H} = \text{rot} \vec{A}$$

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}} \sum_{\rho} \vec{e}_{k\rho} (a_{k\rho} e^{i\vec{k}\vec{r}} + a_{k\rho}^* e^{-i\vec{k}\vec{r}})$$

$\vec{e}_{k\rho}$ - единичный вектор поляризации

$$a_{k\rho} \sim e^{-i\omega t}$$

Переход к каноническим переменным

$$Q_{k\rho} = \frac{\hbar}{\sqrt{4\pi}} (a_{k\rho} + a_{k\rho}^*); \quad P_{k\rho} = -\frac{i}{\sqrt{4\pi}} (a_{k\rho} - a_{k\rho}^*) = \dot{Q}_{k\rho}$$

Обобщенная координата

Обобщенный импульс

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

Функция Гамильтона $\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{k\rho} (\hat{P}_{k\rho}^2 + \hat{Q}_{k\rho}^2)$

Каждый член суммы соответствует бегущей волне с заданными значениями волнового вектора и поляризации и имеет вид, аналогичный виду для одномерного гармонического осциллятора.

Поэтому полученное разложение поля в ряд называется разложением поля на осцилляторы

Правила коммутации канонических операторов:

$$\hat{P}_{k\rho} \hat{Q}_{k'\rho'} - \hat{Q}_{k'\rho'} \hat{P}_{k\rho} = -i\delta_{k\rho, k'\rho'},$$

$$\hat{P}_{k\rho} \hat{Q}_{k'\rho'} - \hat{Q}_{k'\rho'} \hat{P}_{k\rho} = 0, \text{ для } k\rho \neq k'\rho' \neq k\rho$$

Гамильтониан поля:

$$\hat{E} = \frac{1}{8\pi} \int (E^2 + H^2) dr \quad \hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{k\rho} (\hat{P}_{k\rho}^2 + \hat{Q}_{k\rho}^2)$$

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

Собственные значения гамильтониана соответствуют собственным значениям гамильтониана одномерного гармонического осциллятора и определяют уровни энергии поля:

$$\mathcal{E} = \sum_{k, \rho} \left(N_{k\rho} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{k\rho}$$

$N_{k\rho}$ - целые числа, определяющие число осцилляторов поля с данным значением энергии

Классическое выражение для импульса поля:
$$P = \frac{1}{4\pi} \int [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] d\mathbf{r}$$

Тогда:
$$P = \frac{1}{\omega} \sum_{k, \rho} (\hat{P}_{k\rho}^2 + \hat{Q}_{k\rho}^2) \frac{\hbar \omega_{k\rho}}{2}; \quad P_2 = \sum_{k, \rho} \hbar \mathbf{k} \left(N_{k\rho} + \frac{1}{2} \right)$$

Выражения для энергии и импульса определяют энергию и импульс частиц, движущихся со скоростью света и имеющих нулевую массу покоя. Тогда

$N_{k\rho}$ - число частиц – фотонов – имеющих заданные значения волнового числа и поляризации

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

$$\hat{c}_{k\rho} = \frac{1}{\sqrt{\mathfrak{D}}} \left(\omega \hat{Q}_{k\rho} + i \hat{P}_{k\rho} \right) \quad \hat{c}_{k\rho}^+ = \frac{1}{\sqrt{\mathfrak{D}}} \left(\omega \hat{Q}_{k\rho} - i \hat{P}_{k\rho} \right)$$

$$\hat{\mathfrak{H}} = \frac{1}{2} \sum_{k\rho} \left(\hat{c}_{k\rho} \hat{c}_{k\rho}^\dagger + \hat{c}_{k\rho}^\dagger \hat{c}_{k\rho} \right)$$

$$\overset{\boxtimes}{A} = \sum_{k\rho} \left(\hat{c}_{k\rho} \overset{\boxtimes}{A}_{k\rho} + \hat{c}_{k\rho}^+ \overset{\boxtimes}{A}_{k\rho}^* \right); \quad \overset{\boxtimes}{A}_{k\rho} = \sqrt{\frac{\mathfrak{a}}{\omega}} e_{k\rho} e^{ikr}$$

$$\overset{\boxtimes}{E} = \sum_{k\rho} \left(\hat{c}_{k\rho} \overset{\boxtimes}{E}_{k\rho} + \hat{c}_{k\rho}^+ \overset{\boxtimes}{E}_{k\rho}^* \right) \omega \quad \overset{\boxtimes}{E}_{k\rho} = i \overset{\boxtimes}{A}_{k\rho}$$

$$\overset{\boxtimes}{H} = \sum_{k\rho} \left(\hat{c}_{k\rho} \overset{\boxtimes}{H}_{k\rho} + \hat{c}_{k\rho}^+ \overset{\boxtimes}{H}_{k\rho}^* \right); \quad \overset{\boxtimes}{H}_{k\rho} = \left[\frac{\overset{\boxtimes}{k}}{\omega}, \overset{\boxtimes}{E}_{k\rho} \right]$$

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

$$\langle N_{kp} + 1 | c_{kp}^\dagger | N_{kp} \rangle = \langle N_{kp} | c_{kp} | N_{kp} + 1 \rangle = \sqrt{(N_{kp} + 1)}$$

c_{kp}^\dagger соответствует появлению в поле нового фотона (испусканию или излучению фотона) и поэтому называется оператором рождения фотона

c_{kp} соответствует поглощению фотона и поэтому называется оператором рождения фотона

$$N_{kp} = 0 : \langle 1 | c_{kp}^\dagger | 0 \rangle = \langle 0 | c_{kp} | 1 \rangle = 1$$

Процесс излучения фотона может произойти даже при отсутствии фотонов в начальном состоянии поля

Процессы излучения и поглощения делятся на три категории – спонтанное и вынужденное излучение, вынужденное поглощение

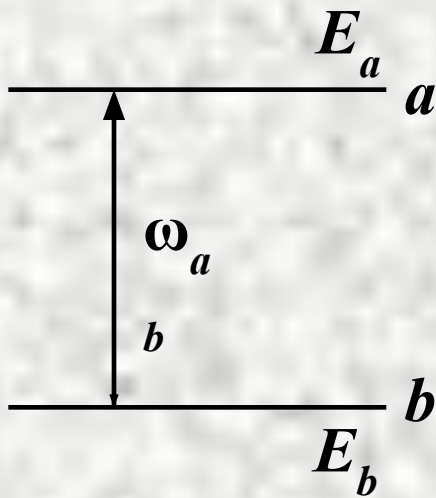
$$\langle N_{kp} + 1 | c_{kp}^\dagger | N_{kp} \rangle = \langle N_{kp} | c_{kp} | N_{kp} + 1 \rangle$$

спонтанное излучение

вынужденное излучение

вынужденное поглощение

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна



Вероятность переходов между состояниями

$$dW_{ab} = \frac{\hbar}{\hbar} |V_{ab}|^2 \delta(E_a - E_b - \hbar \omega) d\nu$$

V_{ab} - матричный элемент возмущения, приводящего к переходу из состояния b в состояние a

$$\nu \equiv \omega \Rightarrow E_a - E_b = \hbar \omega \Rightarrow W_{ab} = \frac{\hbar}{\hbar} |V_{ab}|^2$$

Гамильтониан атома, находящегося в электромагнитном поле:

$$\hat{H} = \frac{\left(\hbar p^2 - \frac{e}{c} \hbar A \right)^2}{2m} = \frac{\hbar^2 p^2}{2m} - \frac{e^2 \hbar^2 A^2}{2mc^2} + \frac{-e}{2mc} \left(\hbar p A + \hbar A p \right) = \hat{H}_0 + \hat{H}'$$

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

$$\hat{V} \equiv \hat{H}' = -\frac{e}{2mc} \left(pA + Ap \right)$$

Тогда:
$$\hat{H}' = -\frac{e}{mc} p e_{kp} \left(\hat{a}_{kp} e^{ikr} + \hat{a}_{kp}^* e^{-ikr} \right)$$

Отличные от нуля матричные элементы этого оператора:

$$\langle N_{kp} + 1 | H' | N_{kp} \rangle = -\frac{e}{mc} \sqrt{\frac{2\pi c^2 \epsilon_0 (N_{kp} + 1)}{\omega^2}} e_{kp} \langle b | p e^{ikr} | a \rangle$$

$$\langle N_{kp} - 1 | H' | N_{kp} \rangle = -\frac{e}{mc} \sqrt{\frac{2\pi c^2 \epsilon_0 N_{kp}}{\omega^2}} e_{kp} \langle a | p e^{-ikr} | b \rangle$$

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

При переходе системы в состояние с большей энергией количество фотонов в поле уменьшается на единицу (вынужденное поглощение фотона)

При переходе системы в состояние с меньшей энергией происходит испускание фотона (спонтанное и вынужденное излучение)

$$dW_{ab} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| H_{a, N_{kr} \hbar\omega, b, N_{kr} \hbar\omega + 1} \right|^2 \delta(\hbar\omega_a - \hbar\omega_b - \hbar\omega) d\omega$$

Отношения вероятностей излучения и поглощения:

- для дифференциальных величин

$$\frac{dW_{ab}}{dW_{ba}} = \frac{dW_{\text{изл}}}{dW_{\text{погл}}} = \frac{N_{kr} \hbar\omega + 1}{N_{kr} \hbar\omega}$$

- для интегральных величин

$$\frac{W_{\text{изл}}}{W_{\text{погл}}} = \frac{N_{kr} \hbar\omega + 1}{N_{kr} \hbar\omega}$$

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

Соотношение между интенсивностью поля, взаимодействующего с системой и количеством фотонов в этом поле

Число фотонов в единице объема $k_i = \frac{\hbar}{L} n_i$

$$\Delta n = \Delta n_x \Delta n_y \Delta n_z = \left(\frac{L}{\hbar} \right)^3 \Delta k; \quad dn = \frac{V}{(2\pi)^3} dk = k^2 dk d\Omega$$

$I_{kp} d\omega d\Omega$ - энергия излучения поля, которое падает на единицу площади поверхности, имеет частоту в интервале $d\omega$, определенную поляризацию, и волновой вектор в телесном угле $d\Omega$

В этом диапазоне количество осцилляторов равно: $\frac{k^2 dk d\Omega}{(2\pi)^3}$

На каждый осциллятор приходится N_{kp} фотонов

Излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

Тогда
$$c \frac{k^2 dk d\Omega}{(2\pi)^3} N_{kr} \omega = \frac{\omega^3}{8\pi^3 c^3} N_{kr} d\omega d\Omega; \quad N_{kr} = \frac{8\pi^3 c^2}{\omega^3} I_{kr}$$

После этого получаем:
$$dW_{kr}^{\text{погл}} = dW_{kr}^{\text{инд}} = dW_{kr}^{\text{сп}} \cdot \frac{8\pi^3 c^2}{\omega^3} I_{kr}$$

В случае, если поле не поляризовано и изотропно, полученное выражение можно проинтегрировать:

$$W^{\text{погл}} = W^{\text{инд}} = W^{\text{сп}} \cdot \frac{8\pi^2 c^2}{\omega^3} I \pi \quad I = 8\pi I_{kr}$$

Коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения, вынужденного излучения и вынужденного поглощения

$$A = W^{\text{сп}}; \quad B^{\text{изл}} = W^{\text{изл}} \frac{c}{I}; \quad B^{\text{погл}} = W^{\text{погл}} \frac{c}{I}$$