ВОЛНЫ СВЕТА И ВЕЩЕСТВА

Е.В. Грызлова

НИИЯФ МГУ

Осенний семестр 2013 г.

1. «Разминка».

2. Плоская волна и понятие волнового пакета – волны вещества.

3. Системы со сферической симметрией.

4. Начала теории рассеяния.

5. Резонансной рассеяния и вопрос о двойных полюсах матрицы рассеяния.

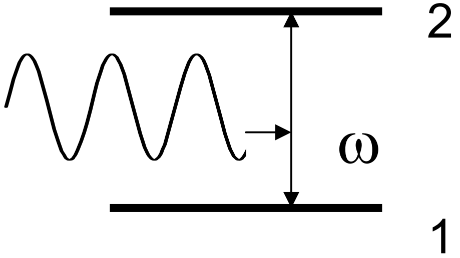
6. Двухуровневая система, связь лазерным полем:

а) эффект Аутлера-Таунска
б) поляризационные характеристики поля
в) поворот плоскости поляризации
г) понятие дихроизма, естественный и индуцированный
д) электромагнитно-индуцированная прозрачность
е) лазерное охлаждение

7. Изучение антипротония.

8. Нобелевская премия по физике 2012 года. Изучение одиночной квантовой системы.

Двухуровневая система в лазерном поле

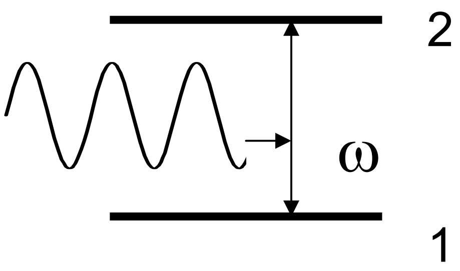


- На какой частоте осциллирует заселенность состояний?
- На какой частоте осциллирует дипольный момент индуцированный в среде
- Сколько линий видно в спектре?

Эффект Аутлера-Таунса

Осцилляции Раби

Двухуровневая система в лазерном поле



Эффект Аутлера-Таунса

$$|\psi(t)\rangle = c_1(t)|\varphi_1\rangle + c_2(t)|\varphi_2\rangle$$

$$\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = -i\hat{H}|\psi(t)\rangle,\ \hat{H} = E_1|\varphi_1\rangle\langle\varphi_1| + E_2|\varphi_2\rangle\langle\varphi_2| + \hat{V}(t);$$

Оператор взаимодействия в дипольном приближении

$$\hat{V}(t) = -e\cdot E(t)x = -E(t)\left(d_{12}|\varphi_1\rangle\langle\varphi_2| + d_{21}|\varphi_2\rangle\langle\varphi_1|\right);$$

$$d_{12} = d^*_{21} = e\cdot\langle\varphi_1|\hat{D}|\varphi_2\rangle.$$

Напряженность электромагнитного поля $E(t) = \mathrm{E}_0\cos\omega t.$

$$\dot{c}_1(t) = -iE_1c_1(t) + i\cdot d_{12}\mathrm{E}_0c_2(t)\cos\omega t;$$

$$\dot{c}_2(t) = -iE_2c_2(t) + i\cdot d_{21}\mathrm{E}_0c_1(t)\cos\omega t.$$

В **приближении вращающейся волны**, заменив

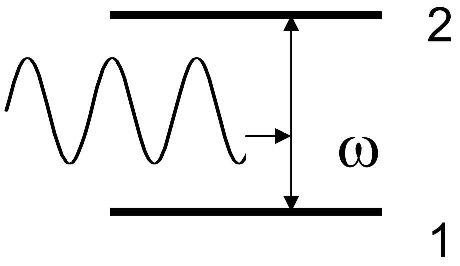
$$c'_1(t) = c_1(t)\exp(iE_1t);$$

$$c'_2(t) = c_2(t)\exp(iE_2t);$$

$$\dot{c}'_1(t) = i/2\cdot d_{12}\mathrm{E}_0c'_2(t)\exp(-i(E_2-E_1-\omega)t);$$

$$\dot{c}'_2(t) = i/2\cdot d_{21}\mathrm{E}_0c'_1(t)\exp(i(E_2-E_1-\omega)t).$$

Двухуровневая система в лазерном поле



Эффект Аутлера-Таунса

$$\dot c'_1(t) = i/2\cdot d_{12}\mathrm{E}_0 c'_2(t)\exp(-i(E_2-E_1-\omega)t);$$
$$\dot c'_2(t) = i/2\cdot d_{21}\mathrm{E}_0 c'_1(t)\exp(i(E_2-E_1-\omega)t).$$

Введем **частоту Раби и расстройку**

$$\Omega = \sqrt{\left|d_{12}\mathrm{E}_0\right|^2 + (E_2-E_1-\omega)^2}, \quad \Delta = E_2-E_1-\omega.$$

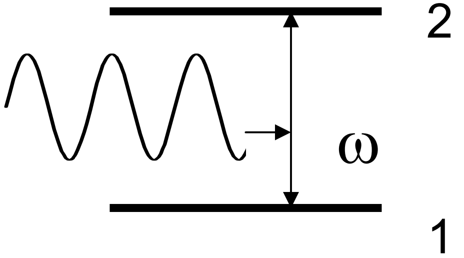
Ищем решение в следующем виде

$$\dot c'_1(t) = (a_1\exp(i\Omega t/2) + b_1\exp(-i\Omega t/2))\boxed{\cancel{\exp(-i\Delta t/2)}};$$
$$\dot c'_2(t) = (a_2\exp(i\Omega t/2) + b_2\exp(-i\Omega t/2))\boxed{\cancel{\exp(i\Delta t/2)}};$$

Решение

$$\dot c'_1(t) = \left(c'_1(0)\left\{\cos(\Omega t/2) \boxed{\cancel{+ i\frac{\Delta}{\Omega}\sin(\Omega t/2)}}\right\} + c'_2(0)i\frac{d_{12}\mathrm{E}_0}{2\Omega}\sin(\Omega t/2)\right)\boxed{\cancel{\exp(-i\Delta t/2)}};$$
$$\dot c'_2(t) = \left(c'_2(0)\left\{\cos(\Omega t/2) \boxed{\cancel{- i\frac{\Delta}{\Omega}\sin(\Omega t/2)}}\right\} + c'_1(0)i\frac{d_{21}\mathrm{E}_0}{2\Omega}\sin(\Omega t/2)\right)\boxed{\cancel{\exp(i\Delta t/2)}};$$

Двухуровневая система в лазерном поле



Осцилляции Раби

частота Раби и расстройка

$$\Omega = \sqrt{\left|d_{12}\mathrm{E}_0\right|^2 + \Delta^2}, \quad \Delta = E_2 - E_1 - \omega.$$

Решение при начальных условиях $\dot{c}'_1(0) = 0; \quad \dot{c}'_2(0) = 1.$

$$\dot{c}'_1(t) = c'_2(0) i \frac{d_{12}\mathrm{E}_0}{2\Omega} \sin(\Omega t/2) \exp(-i\Delta t/2);$$

$$\dot{c}'_2(t) = c'_2(0) \left\{ \cos(\Omega t/2) - i\frac{\Delta}{\Omega}\sin(\Omega t/2) \right\} \exp(i\Delta t/2);$$

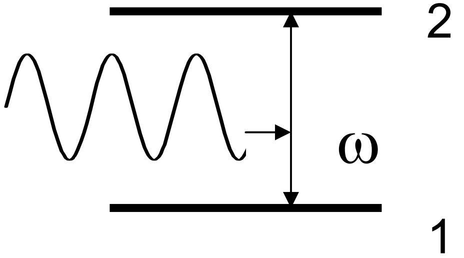
Инверсия заселенности и индуцированный момент

$$W(t) = \left|\dot{c}'_2(t)\right|^2 - \left|\dot{c}'_1(t)\right|^2 = \left(\frac{\Delta^2 - \left|d_{12}\mathrm{E}_0/2\right|^2}{\Omega^2} \right) \sin^2(\Omega t/2) + \cos^2(\Omega t/2);$$

$$P(t) = c_1^* c_2 d_{12} + к.с. = c'^*_1 c'_2 d_{12} \exp(-i(E_2 - E_1)t) + к.с. =$$

$$2\,\mathrm{Re}\left(\frac{id_{12}\mathrm{E}_0}{2\Omega} d_{12} \left(\cos(\Omega t/2) + i\frac{\Delta}{\Omega}\sin(\Omega t/2) \right) \sin(\Omega t/2) \exp(i\omega t) \right)$$

Двухуровневая система в лазерном поле



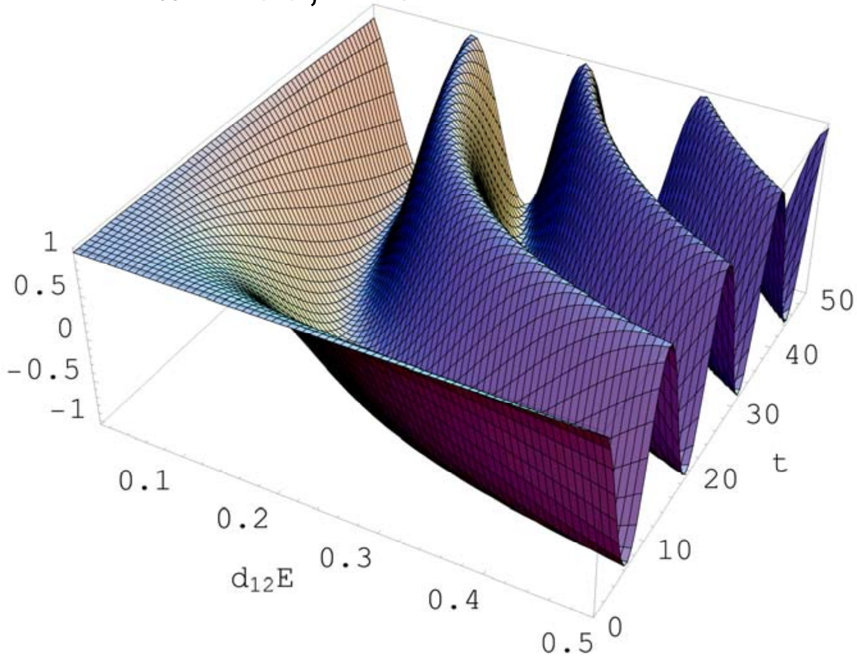
Осцилляции Раби

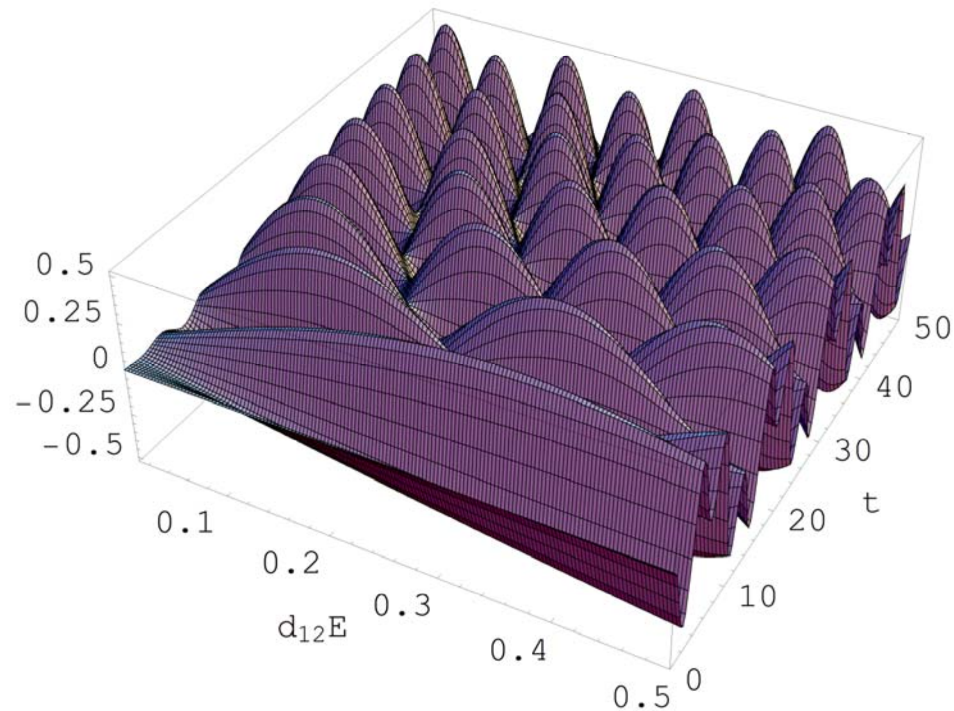
частота Раби и расстройка

$$\Omega = \sqrt{\left|d_{12}\mathrm{E}_0\right|^2 + \Delta^2}, \quad \Delta = E_2 - E_1 - \omega.$$

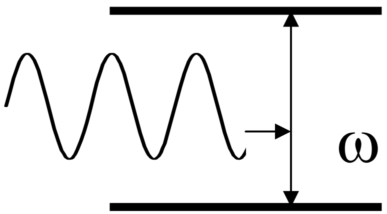
Инверсия заселенности и индуцированный момент

ω=1 au, Δ=0





Двухуровневая система в лазерном поле



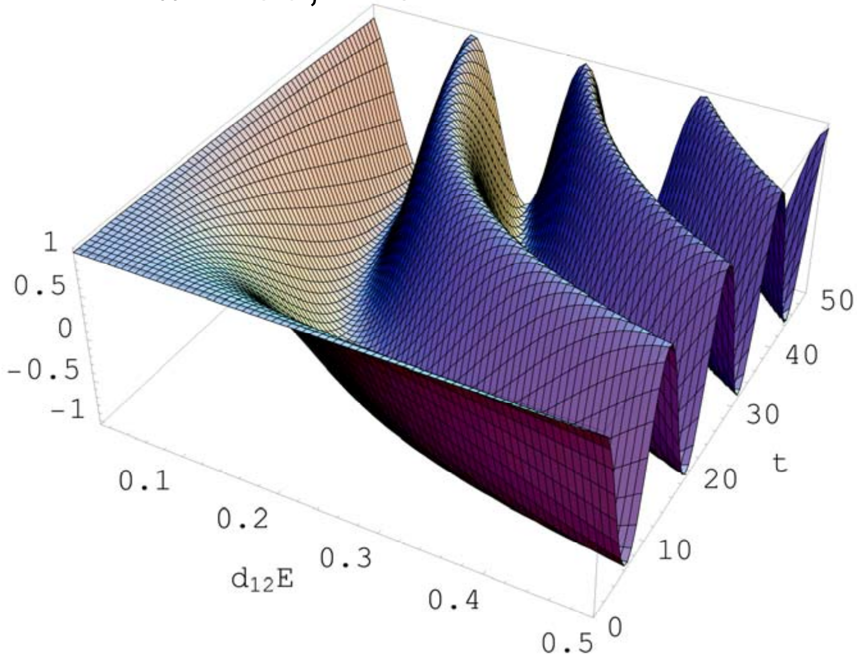
Осцилляции Раби

частота Раби и расстройка

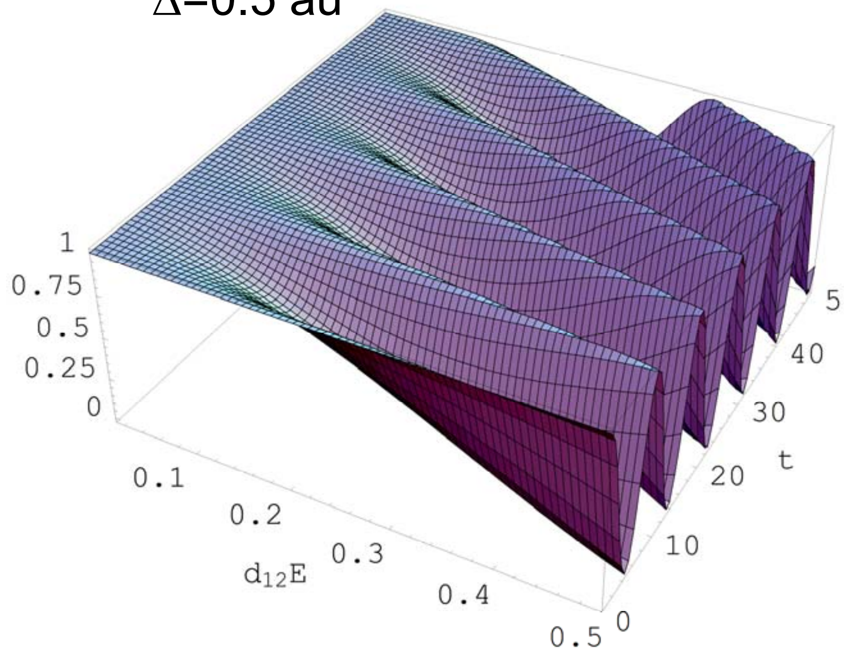
$$\Omega = \sqrt{\left|d_{12}\mathrm{E}_0\right|^2 + \Delta^2}, \quad \Delta = E_2 - E_1 - \omega.$$

Инверсия заселенности и индуцированный момент

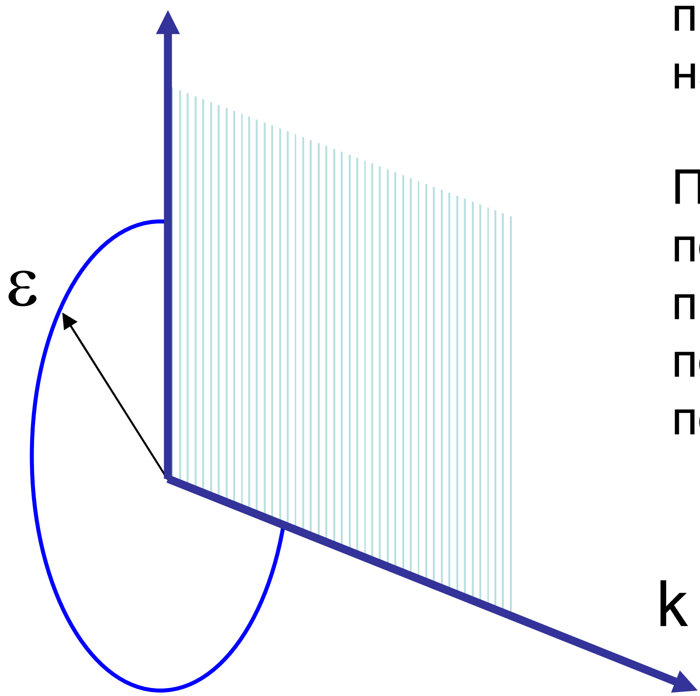
ω=1 au, Δ=0



Δ=0.5 au



Поворот плоскости поляризации



Плоскость поляризации

Плоскостью поляризации линейно поляризованного поля называется плоскость, проходящая через вектор поляризации поля и направление распространения поля.

Плоскостью поляризации эллиптически поляризованного поля называется плоскость, проходящая через большую ось эллипса поляризации и направление распространения поля.

Поворот плоскости поляризации

Характеристики поляризации электромагнитного поля

Вектор напряженности полностью поляризованного электромагнитного поля в общем случае представляется в виде:

$$\vec{E}_\Omega = E_\Omega\left\{\cos(\theta - \pi/4)\exp(i\varphi)\hat{e}_+ + \cos(\theta + \pi/4)\exp(-i\varphi)\hat{e}_-\right\}$$

$$e_\pm = \mp\frac{e_x \pm ie_y}{\sqrt{2}}$$

$$\left|E\right|^2 = \left|\vec{E}_\Omega \exp(i(\omega t - kz)) + \kappa.c\right|^2 = \left|(\vec{E}_\Omega \exp(i(\omega t - kz)) + \vec{E}_\Omega{}^* \exp(-i(\omega t - kz)))\right|^2 =$$

$$\left|\vec{E}_\Omega\right|^2 + \left|\vec{E}_\Omega{}^*\right|^2 + \vec{E}_\Omega \vec{E}_\Omega{}^*\left(\exp(2i(\omega t - kz)) + \exp(-2i(\omega t - kz))\right) =$$

$$= \frac{E_\Omega^2}{2}\left\{1 - \cos(2\theta)\cos(2(\omega t - kz)\right\}$$

$$e_+{}^* = -e_-;$$

$$(e_+ e_-) = -1; \quad (e_+ e_+) = (e_- e_-) = 0;$$

Поворот плоскости поляризации

Степень эллиптичности и угол наклона эллипса поляризации

Ось z выбрана вдоль направления распространения поля.

$$\left|E\right|^2 = \left|E_\Omega \exp(i(\omega t - kz)) + \kappa.c\right|^2 = \frac{E_\Omega^2}{2}\left\{1 - \cos\left(2\theta\right)\cos(2(\omega t - kz)\right\}$$

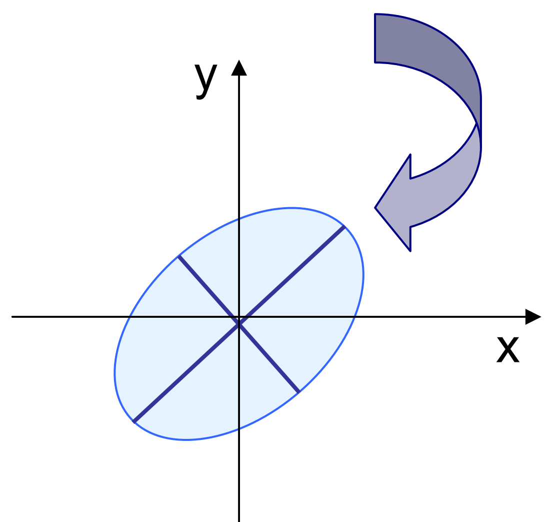
Параметры θ, φ определяют эллипс поляризации поля.

$\mathrm{tg}(\theta)$ определяет отношение главных полуосей эллипса поляризации

Угол φ характеризует наклон эллипса поляризации:

$$\sin(\theta)\left(\hat{e}_x \cos\varphi - \hat{e}_y \sin\varphi\right)$$

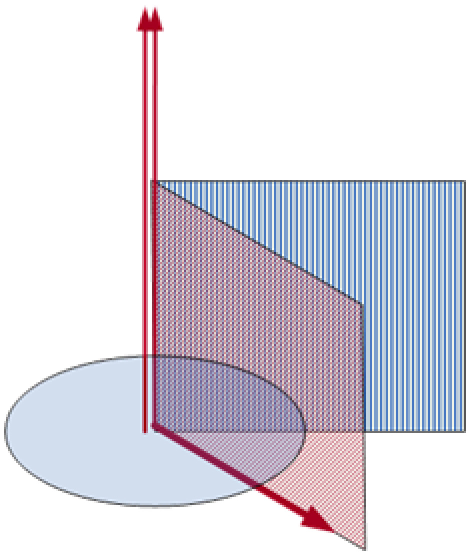
$$e_\pm = \mp\frac{e_x \pm ie_y}{\sqrt{2}}$$



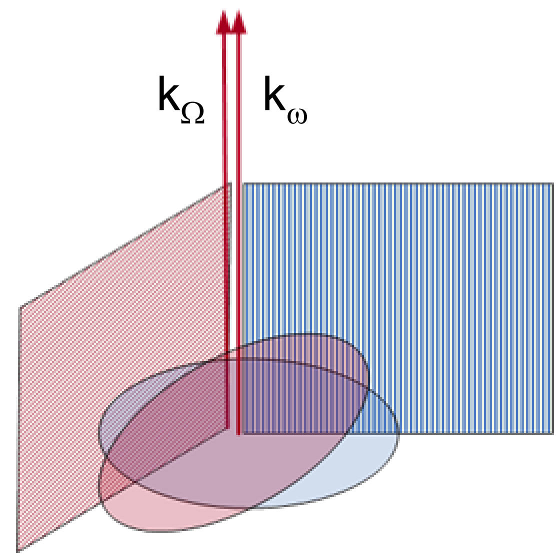
Дихроизм

Циркулярный дихроизм это разница между коэффициентами отражения для право и лево поляризованной компоненты электромагнитного поля

Пробное поле проходит через среду с дихроизмом ($\Delta n=n_{+}-n_{-}$)

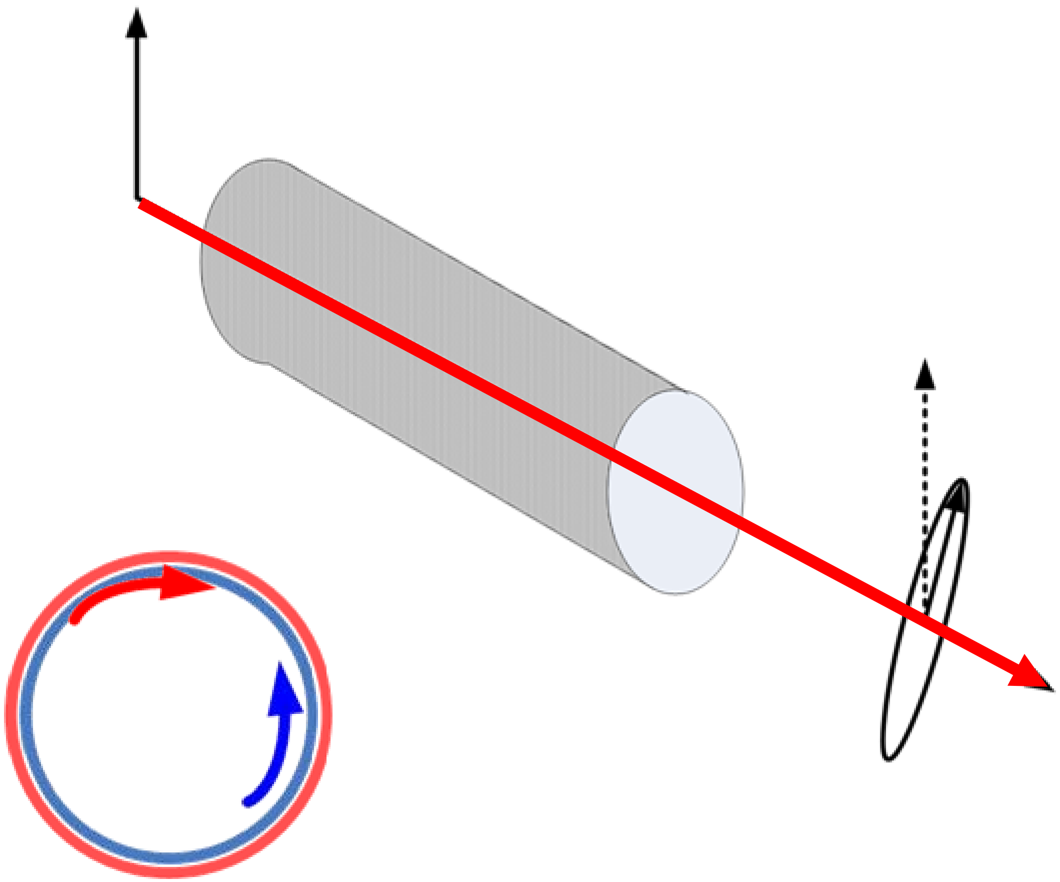


Вращение поляризации, приобретение эллиптичности



Первые наблюдения кругового дихроизма в естественно хиральных средах

В средах, обладающих разным показателем преломления относительно право и лево поляризованных компонент света, наблюдается эффект **двойного лучепреломления**.



Jean-Baptiste Biot
(1774-1862)

François Arago
(1786-1853)

Дихроизм

Линейно поляризованный свет:
✓Циркулярные компоненты равны
✓Фазы совпадают

Эллиптически поляризованный свет:
✓Различные циркулярные компоненты
✓Сдвиг фаз

Пробное поле проходит через среду с дихроизмом ***($\Delta n = n_+ - n_-$)***

Вращение поляризации

ε_Ω

θ – угол вращения
ε – приобретаемая эллиптичность

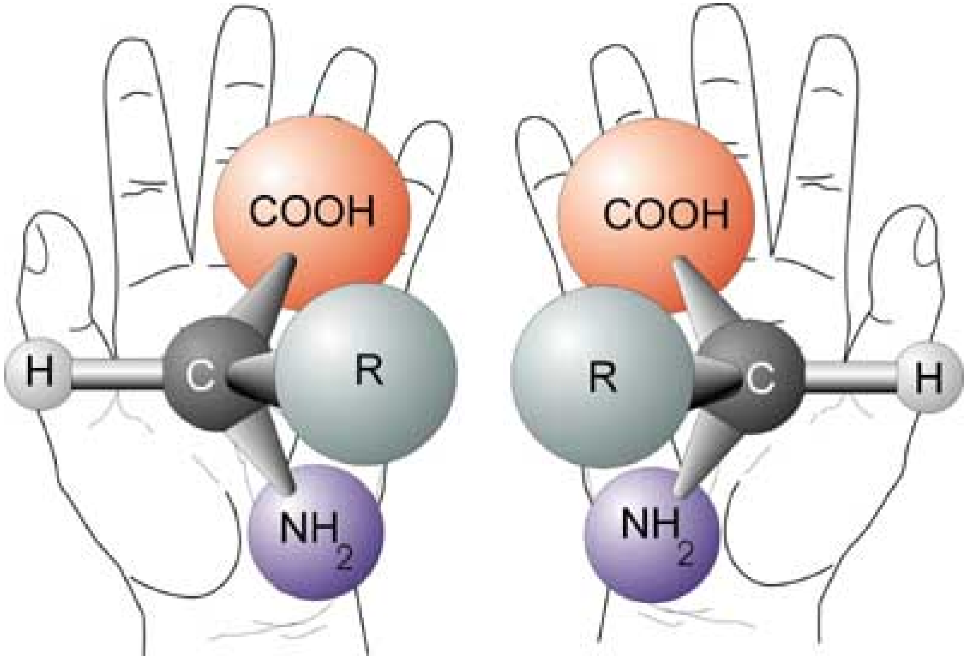
$$\varepsilon = k\,\mathrm{Im}(\Delta n)L/4$$

$$\theta = k\,\mathrm{Re}(\Delta n)L/4$$

Хиральность

Молекула называется **хиральной** если ее зеркальное отражение невозможно совместить с исходной молекулой вращениями и сдвигами. Происходит от греческого χειρ – рука.

Louis Pasteur
1822-1895

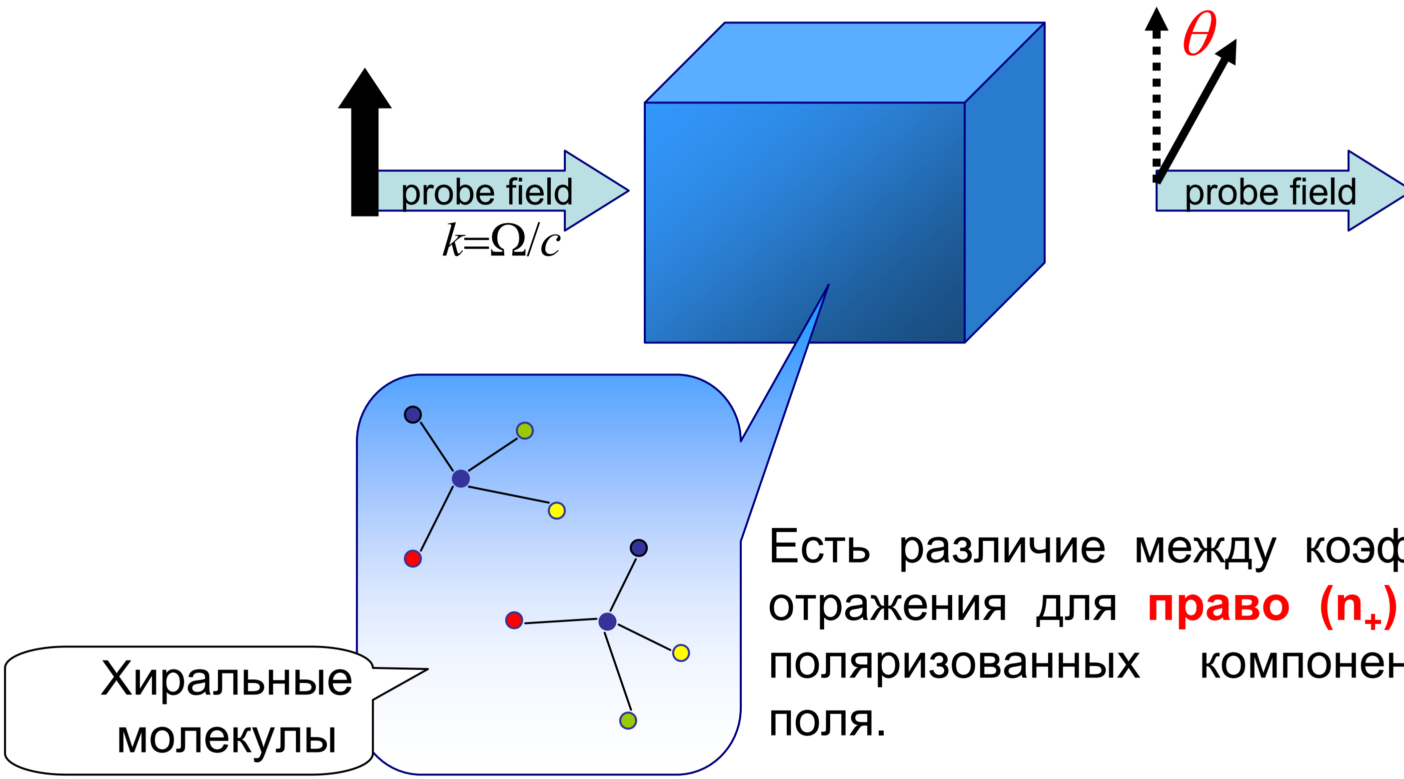


Разделил раствор виноградной кислоты $C_4H_5O_6Na$ на два хиральных раствора

Хиральность молекул крайне важна для биологии и органической химии.

Естественный дихроизм

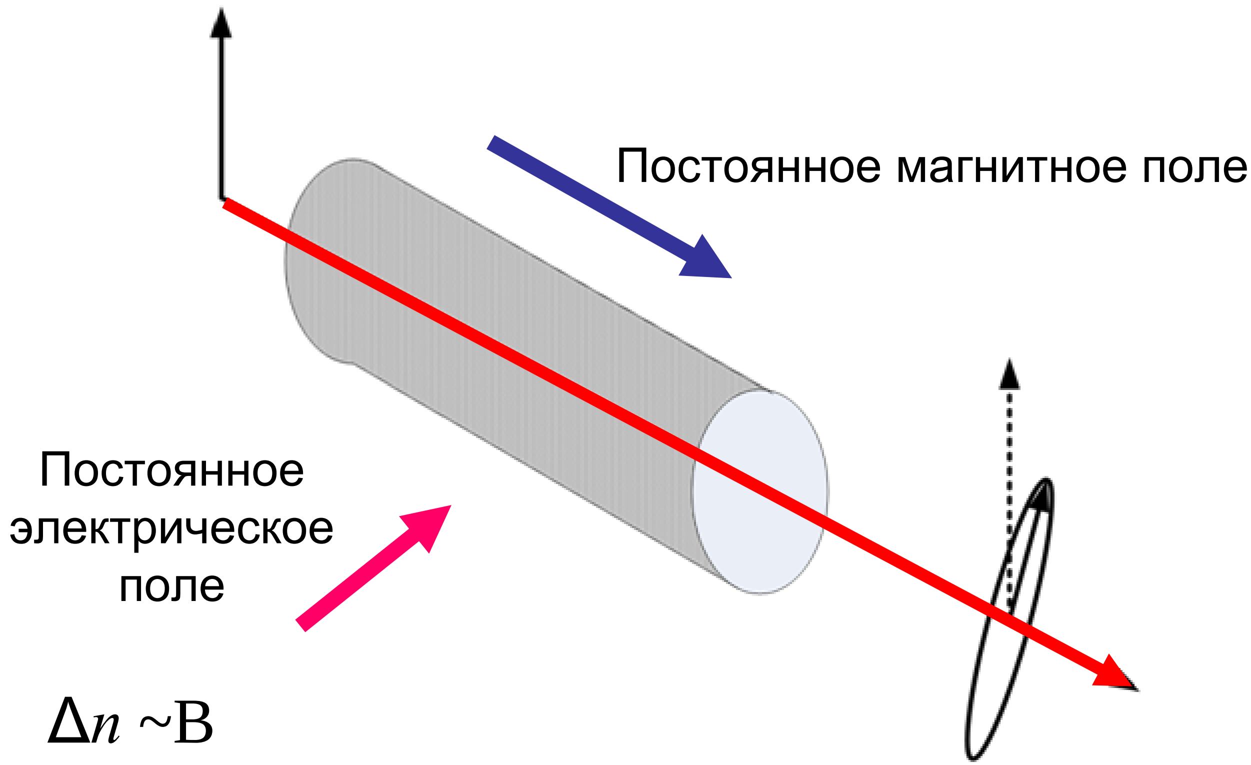
Естественный дихроизм это результат хиральности молекул среды



Есть различие между коэффициентами отражения для **право (n_+)** и **лево (n_-)** поляризованных компонент пробного поля.

Первые наблюдение кругового дихроизма в индуцировано хиральных средах

В среде можно индуцировать разность показателей преломления относительно право и лево поляризованных компонент света магнитным или электрическим полем: **эффект Фарадея и эффект Керра**.



$\Delta n \sim B$

$\Delta n \sim E^2$

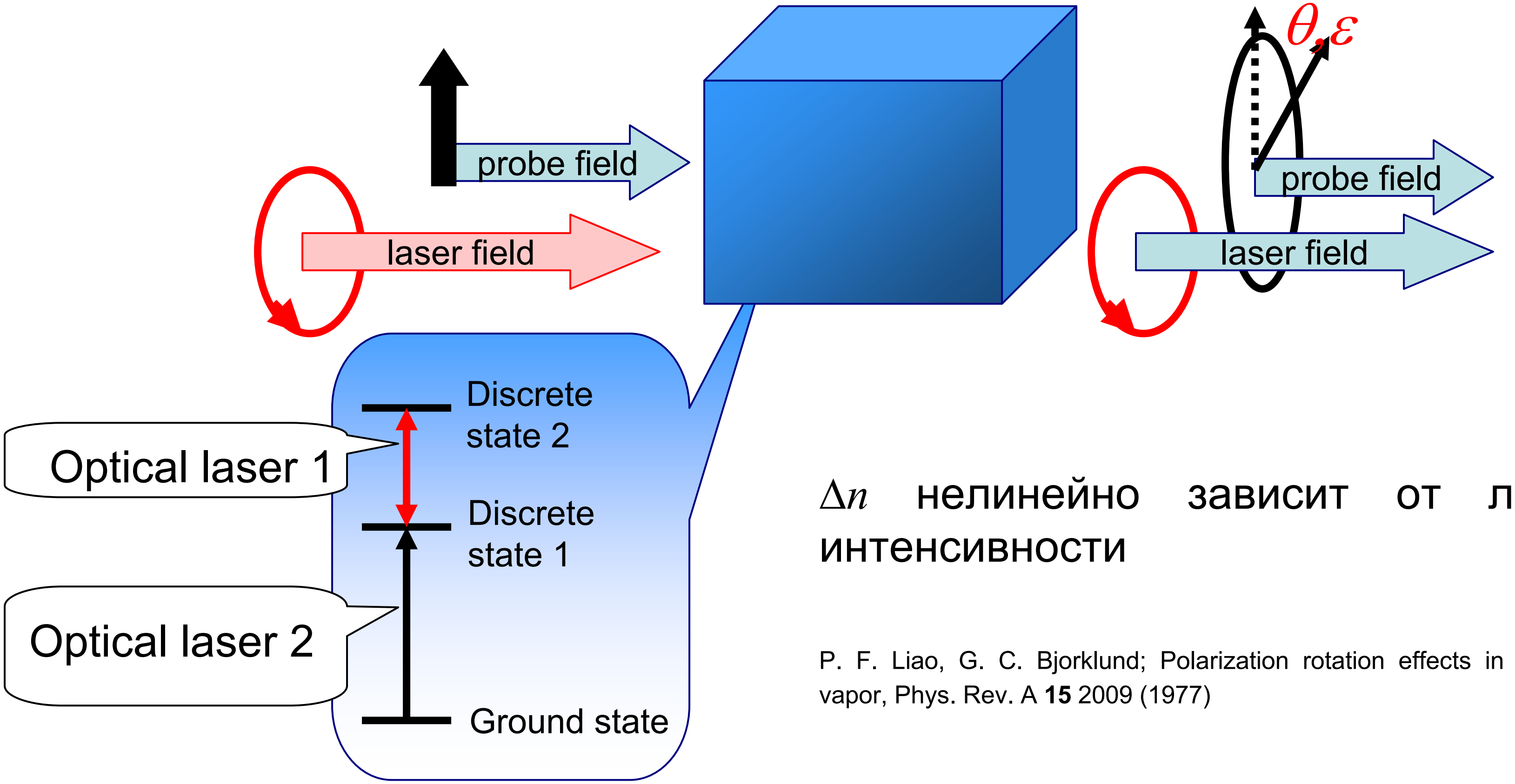
Магнито-оптический
и электро-оптический дихроизм

Michael Faraday
(1791-1867)

John Kerr
(1824-1907)

Лазерно-индуцированный дихроизм в оптическом диапазоне

Лазерно-индуцированный дехроизм возникает как результат оптической связи дискретных состояний



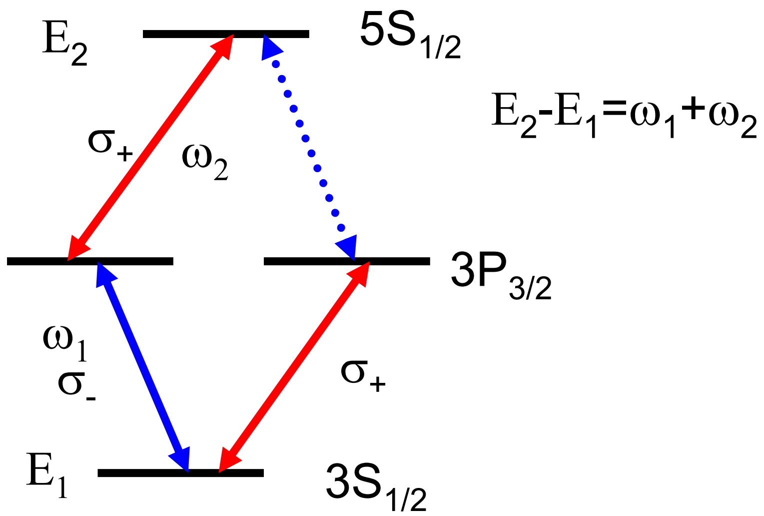
Δn нелинейно зависит от лазерной интенсивности

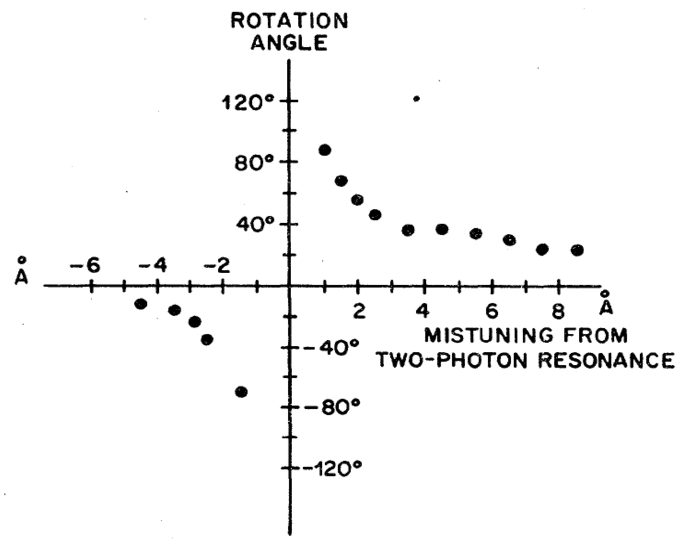
P. F. Liao, G. C. Bjorklund; Polarization rotation effects in atomic sodium vapor, Phys. Rev. A **15** 2009 (1977)

Лазерно индуцированный дихроизм в среде

Первые наблюдения лазерно индуцированного дихроизма в дискретном спектре атома.

Атом натрия Na



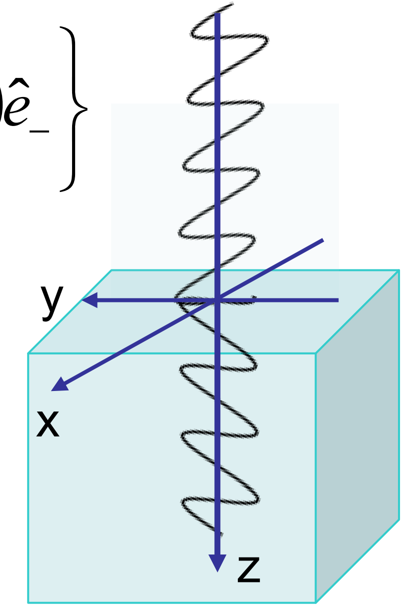


$N \sim 3 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, $L \sim 5$ см

P. F. Liao and G. C. Bjorklund, Phys. Rev. A, 15 2009 (1977).
V. M. Arutyunyan, T. A. Papazyan, G. G. Adonts, A. V. Karmenyan, S. P. Ishkhanyan, and L. Khol'ts, JETP **41**, 22 (1976) (Калий).

Поляризационные характеристики поля в среде с циркулярным дихроизмом

$$\vec{E}_\Omega = E_\Omega \left\{ \cos\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right)\exp(i\varphi)\hat{e}_+ + \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right)\exp(-i\varphi)\hat{e}_- \right\}$$



Плоская линейно поляризованная волна с частотой Ω в вакууме распространяется вдоль оси z:

$$\vec{E}_\Omega = \frac{E_1}{\sqrt{2}}\left(-\hat{e}_+ + \hat{e}_-\right)\exp\left(i\Omega t - ikz\right)$$

После прохождения пути *L* в среде с дихроизмом:

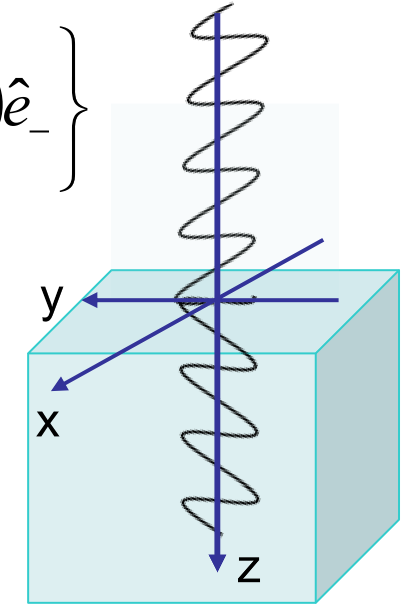
$$\vec{E}'_\Omega = \frac{E_1}{\sqrt{2}}\left\{-\hat{e}_+ \exp\left(i\Omega t - ik_+L\right) + \hat{e}_- \exp\left(i\Omega t - ik\_L\right)\right\} =$$

$$\frac{E_1}{\sqrt{2}}\exp\left(i\Omega t - i\frac{k_+ + k_-}{2}L\right)\left\{-\hat{e}_+ \exp\left(i\frac{\Delta kL}{2}\right) + \hat{e}_- \exp\left(-i\frac{\Delta kL}{2}\right)\right\}$$

Где $\Delta k = k_- - k_+$

Поляризационные характеристики поля в среде с циркулярным дихроизмом

$$\vec{E}_\Omega = E_\Omega \left\{ \cos\left(\theta - \frac{\pi}{4}\right)\exp(i\varphi)\hat{e}_+ + \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right)\exp(-i\varphi)\hat{e}_- \right\}$$



Плоская линейно поляризованная волна с частотой Ω в вакууме распространяется вдоль оси z:

$$\vec{E}_\Omega = \frac{E_1}{\sqrt{2}}\left(-\hat{e}_+ + \hat{e}_-\right)\exp\left(i\Omega t - ikz\right)$$

После прохождения пути *L* в среде с дихроизмом:

$$\vec{E}'_\Omega = \frac{E_1}{\sqrt{2}}\exp\left(i\Omega t - i\frac{k_+ + k_-}{2}L\right)\left\{-\hat{e}_+\exp\left(i\frac{\Delta kL}{2}\right) + \hat{e}_-\exp\left(-i\frac{\Delta kL}{2}\right)\right\}$$

Поляризационные характеристики поля Ω в среде в точке *z=L*:

$$\varphi' = \frac{\operatorname{Re}\Delta k}{2}L, \quad tg\theta' = \frac{\exp\left(L\operatorname{Im}\Delta k\right) - 1}{\exp\left(L\operatorname{Im}\Delta k\right) + 1} = \frac{\operatorname{Im}\Delta k}{2}L$$

Где $\Delta k = k_- - k_+$

Изменение поляризационных характеристик поля в среде со слабой нелинейностью

В общем виде волновой вектор в среде связан с волновым вектором в вакууме и нелинейной восприимчивостью соотношением:

$$k'^2 = (1 + N\chi)k^2$$

Если нелинейная восприимчивость среды мала ($N\chi \ll 1$), то:

$$k' - k \approx \frac{N\chi k}{2} \Rightarrow \begin{cases} \operatorname{Re}\Delta k \approx \operatorname{Re}(\chi_- - \chi_+)\dfrac{k}{2} = \dfrac{\Omega N}{2c}\operatorname{Re}(\chi_- - \chi_+) \\ \operatorname{Im}\Delta k \approx \operatorname{Im}(\chi_- - \chi_+)\dfrac{k}{2} = \dfrac{\Omega N}{2c}\operatorname{Im}(\chi_- - \chi_+) \end{cases}$$

Тогда поворот плоскости поляризации:

$$\varphi' = \frac{\operatorname{Re}\Delta k}{2}L = \frac{\Omega L N}{4c}\operatorname{Re}(\chi_- - \chi_+)$$

$$\varepsilon = \frac{\operatorname{Im}\Delta k}{2}L = \frac{\Omega L N}{4c}\operatorname{Im}(\chi_- - \chi_+)$$

Отклик нелинейной среды на электромагнитное излучение

Уравнения Максвелла:

$$div\vec{D} = \rho;$$

$$div\vec{B} = 0;$$

$$grad\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t};$$

$$grad\,\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t};$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{H} + \vec{P}; \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}; \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}.$$

Если пренебречь высшими гармониками, то отклик среды:

$$P(z,t) = \frac{1}{2}\rho(z,t)\exp(-i(\Omega t - kz)) + э.с.$$

Поляризации среды на определенной частоте – это среднее значение дипольного момента, индуцированного на этой частоте:

Отклик нелинейной среды на электромагнитное излучение

Поляризация среды зависит от напряженностью поля, ее вызывающего, во все предшествующие моменты времени:

$$P(z,t) = \varepsilon_0 \int_0^\infty \chi(\tau) E(z, t-\tau) d\tau$$

Если: $E(z,t) = \frac{1}{2} E_0 \exp(-i(\Omega t - kz)) + э.с.$

То: $P(z,t) = \frac{\varepsilon_0 E_0}{2} \left(\chi(\Omega) \exp(-i(\Omega t - kz)) + \chi(-\Omega) \exp(i(\Omega t - kz)) \right)$

Где $\chi(\Omega)$ – фурье-образ нелинейной восприимчивости среды.

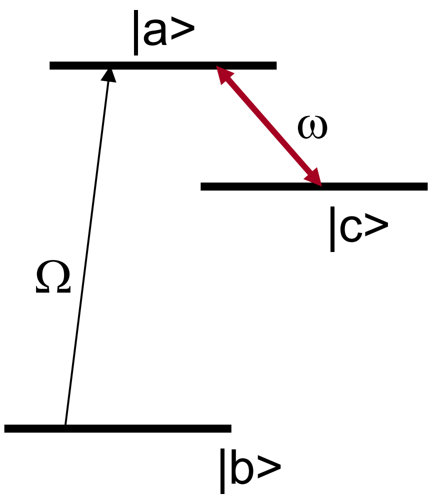
Тогда комплексная поляризация среды $\rho(\mathrm{z},\mathrm{t})$ на определенной частоте связана с напряженностью поля :

$$\boxed{\rho(z,t) = \varepsilon_0 E_1 \chi(\Omega)}$$

Индуцированная прозрачность в λ-системе

Поляризации среды на определенной частоте – это среднее значение дипольного момента, индуцированного на этой частоте:

$$P = Tr(\rho d)$$



Гамильтониан системы: $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$

$$\hat{H}_0 = E_a|a\rangle\langle a| + E_b|b\rangle\langle b| + E_c|c\rangle\langle c|$$

$$\hat{H}_1 = -\frac{1}{2}\left(d_{ab}E_\Omega \exp(-i\Omega t) + d_{ac}E_\omega \exp(-i\omega t) + э.с.\right)$$

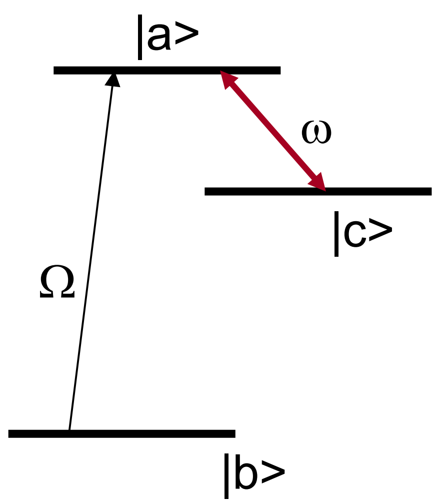
уравнение Лиувилля : $\dot{\rho} = -i[\hat{H}, \rho]$

В первом порядке теории возмущений по E_Ω:

$$\dot{\rho}_{ab} = -i(E_a - i\gamma_{ab})\rho_{ab} + i\frac{d_{ab}E_\Omega}{2}\exp(-i\Omega t)\rho_{bb} + i\frac{d_{ac}E_\omega}{2}\exp(-i\omega t)\rho_{cb};$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -i(E_c - i\gamma_{cb})\rho_{cb} + i\frac{d_{ca}E_\omega}{2}\exp(i\omega t)\rho_{ab}$$

Индуцированная прозрачность в λ-системе



Сделаем замены

$$\tilde{\rho}_{ab} = \rho_{ab} \cdot \exp(-i\Omega t); \ \tilde{\rho}_{cb} = \rho_{cb} \cdot \exp(i(\omega - \Omega)t)$$

получаем

$$\dot{\tilde{\rho}}_{ab} = -(\gamma_{ab} + i\Delta)\tilde{\rho}_{ab} + i\frac{d_{ab}E_{\Omega}}{2}\tilde{\rho}_{bb} + i\frac{d_{ac}E_{\omega}}{2}\tilde{\rho}_{cb};$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{cb} = -(\gamma_{cb} + i\Delta - i\delta)\tilde{\rho}_{cb} + i\frac{d_{ca}E_{\omega}}{2}\tilde{\rho}_{ab}$$

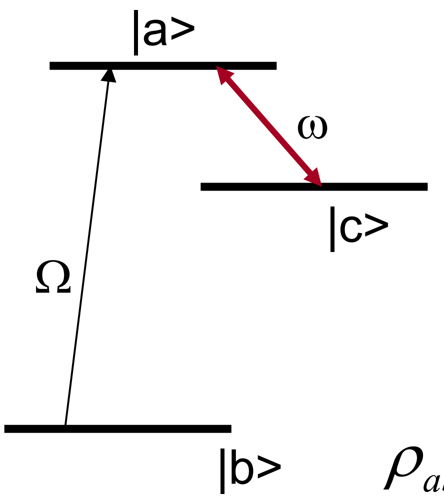
Где $\Delta = E_a - E_b - \Omega$, $\Omega_{\mu} = d_{ac}E_{\omega}$, $\delta = E_a - E_b - \omega$

Решение уравнения вида:

$$\dot{R} = -M \cdot R + A \quad \Rightarrow \quad R = M^{-1} \cdot A$$

$$R = \begin{bmatrix} \tilde{\rho}_{ab} \\ \tilde{\rho}_{cb} \end{bmatrix}; \quad M = \begin{bmatrix} \gamma_{ab} + i\Delta & -id_{ac}E_{\omega}/2 \\ -id_{ca}E_{\omega}/2 & \gamma_{cb} + i\Delta - i\delta \end{bmatrix}; \quad A = \begin{bmatrix} i\,d_{ab}E_{\Omega}/2 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Индуцированная прозрачность в λ-системе



Решение уравнения, осциллирующее на частоте падающего поля

$$\begin{bmatrix} \tilde{\rho}_{ab} \\ \tilde{\rho}_{cb} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_{ab} + i\Delta & -id_{ac}E_{\omega}/2 \\ -id_{ca}E_{\omega}/2 & \gamma_{cb} + i\Delta - i\delta \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} i\,d_{ab}E_{\Omega}/2 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

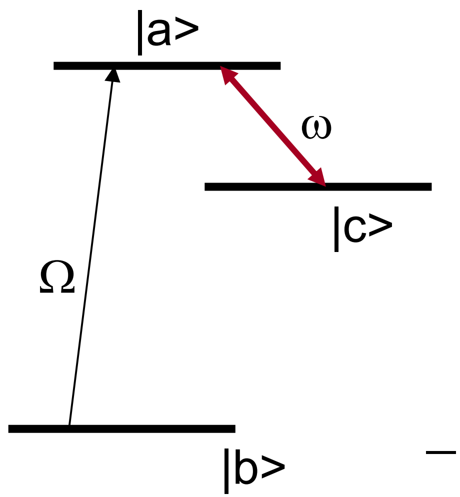
$$\rho_{ab}(t,\omega,\Omega) = \frac{i\,d_{ab}(\gamma_{bc} + i\Delta - i\delta)\exp(-i\Omega t)}{2\left((\gamma_{ab} + i\Delta)(\gamma_{bc} + i\Delta - i\delta) + \Omega_{\mu}^{2}/4\right)} E_0$$

Нелинейная восприимчивость, выражается через поляризацию:

$$\chi(\Omega) = \frac{\rho(z,t)}{E_{\Omega}} = N\frac{\rho_{ab}d_{ba}\exp(i\Omega t)}{E_{\Omega}}$$

$$= \frac{iN|d_{ab}|^{2}(\gamma_{bc} + i\Delta - i\delta)}{2\left((\Delta - i\gamma_{ab})(\Delta - \delta - i\gamma_{bc}) - \Omega_{\mu}^{2}/4\right)} \Rightarrow \frac{iN|d_{ab}|^{2}(\gamma_{bc} + i\Delta)}{2\left((\Delta - i\gamma_{ab})(\Delta - i\gamma_{bc}) - \Omega_{\mu}^{2}/4\right)}$$

Индуцированная прозрачность в λ-системе



Решение уравнения, осциллирующее на частоте падающего поля

$$\frac{iN|d_{ab}|^2(\gamma_{bc}+i\Delta)}{2\left(\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4-i\Delta(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})\right)} \Rightarrow$$

$$-\frac{N|d_{ab}|^2(\Delta-i\gamma_{bc})}{2\sqrt{\Omega_\mu^2-(\gamma_{ab}-\gamma_{bc})^2}}\left(\frac{1}{\Delta-\Delta_r^{(1)}}-\frac{1}{\Delta-\Delta_r^{(2)}}\right)$$

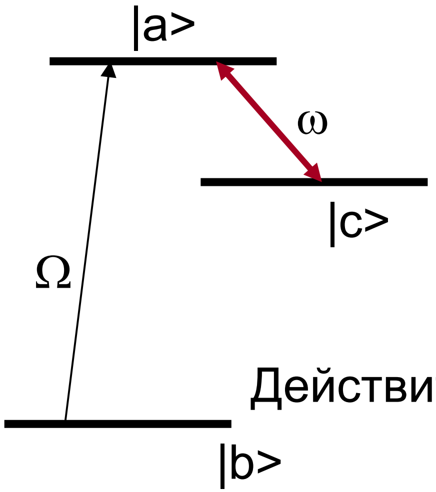
$$\Delta_r=\frac{i(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})\pm\sqrt{\Omega_\mu^2-(\gamma_{ab}-\gamma_{bc})^2}}{2}\to\frac{i(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})\pm\Omega_\mu}{2}$$

Действительная и мнимая части нелинейной восприимчивости:

$$-\frac{N|d_{ab}|^2\Delta(\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4+(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})\gamma_{bc})}{2\left((\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4)^2+\Delta^2(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})^2\right)}+$$

$$i\frac{N|d_{ab}|^2(\gamma_{bc}(\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4)-\Delta^2(\gamma_{ab}+\gamma_{bc}))}{2\left((\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4)^2+\Delta^2(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})^2\right)}$$

Индуцированная прозрачность в λ-системе



Действительная и мнимая части нелинейной восприимчивости:

$$-\frac{N|d_{ab}|^2\Delta(\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4+(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})\gamma_{bc})}{2\left((\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4)^2+\Delta^2(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})^2\right)}+ \quad\Rightarrow\quad -\frac{N|d_{ab}|^2\Delta}{2(\Delta^2+\gamma_{ab}^2)}$$

$$i\frac{N|d_{ab}|^2(\gamma_{bc}(\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4)-\Delta^2(\gamma_{ab}+\gamma_{bc}))}{2\left((\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{bc}-\Omega_\mu^2/4)^2+\Delta^2(\gamma_{ab}+\gamma_{bc})^2\right)} \quad\Rightarrow\quad -i\frac{N|d_{ab}|^2\gamma_{ab}}{2(\Delta^2+\gamma_{ab}^2)}$$

Слабое поле - обычное резонансное поглощение

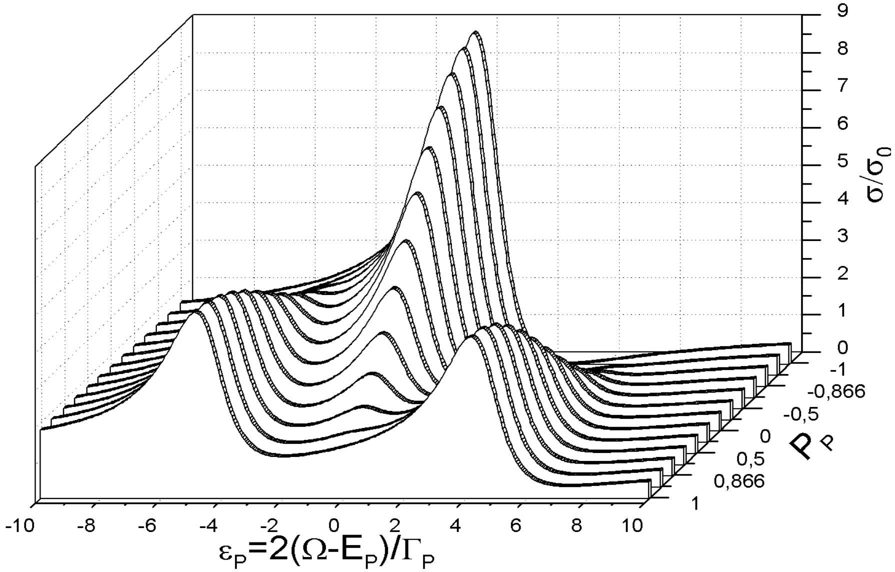
$$\boxed{-i\frac{N|d_{ab}|^2\gamma_{bc}}{2(\gamma_{ab}\gamma_{bc}+\Omega_\mu^2/4)}}$$

Лазерно-индуцированная прозрачность

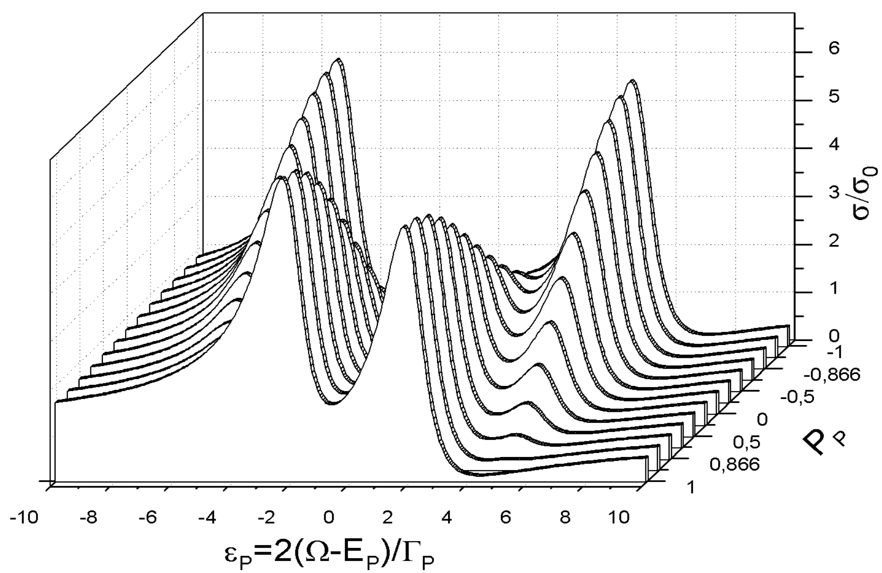
Сечение фотоионизации атома гелия в окрестности резонансно связанных АИС

$2s2p\,^1P$ и АИС$_2$, связаны лазерным полем с $\delta=\omega-E_2+E_1=0$. Лазерное поле право поляризовано. Поляризация пробного меняется от правой до левой. Интенсивность лазерного поля $I=4*10^{-6}$ а.е.

АИС$_2$=$2s^2\,^1S$

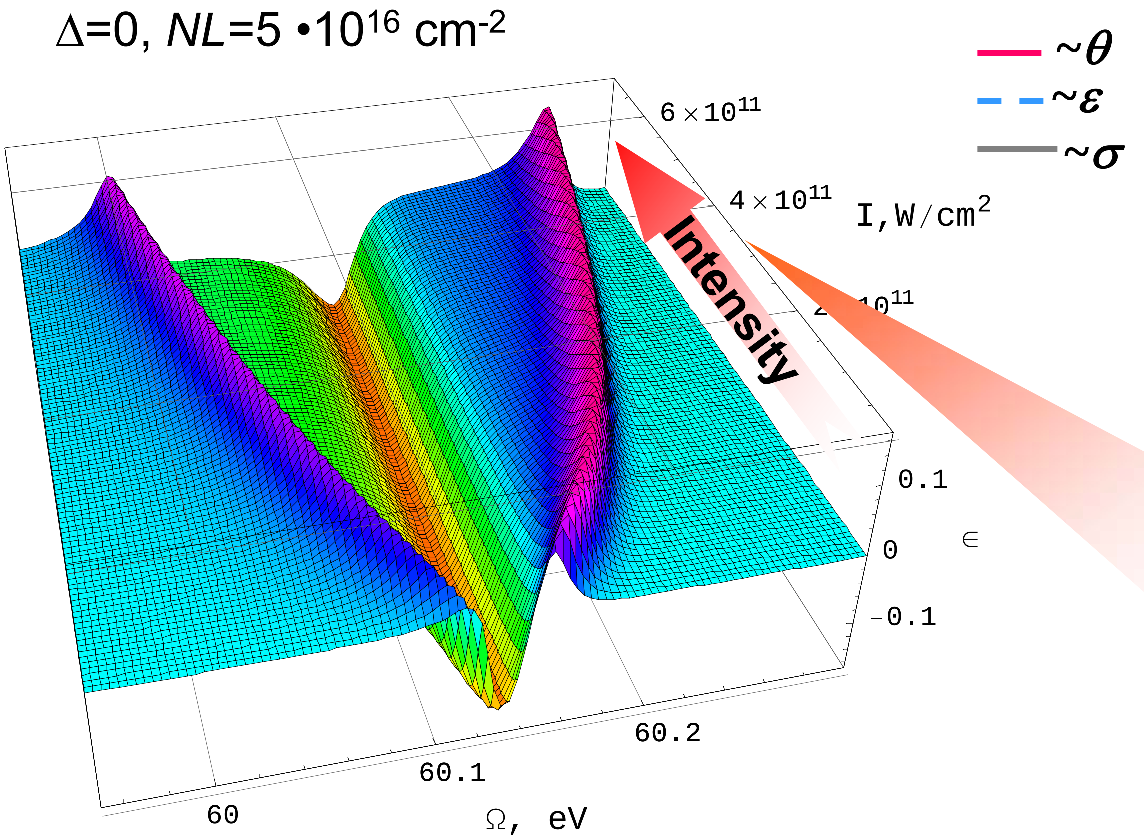


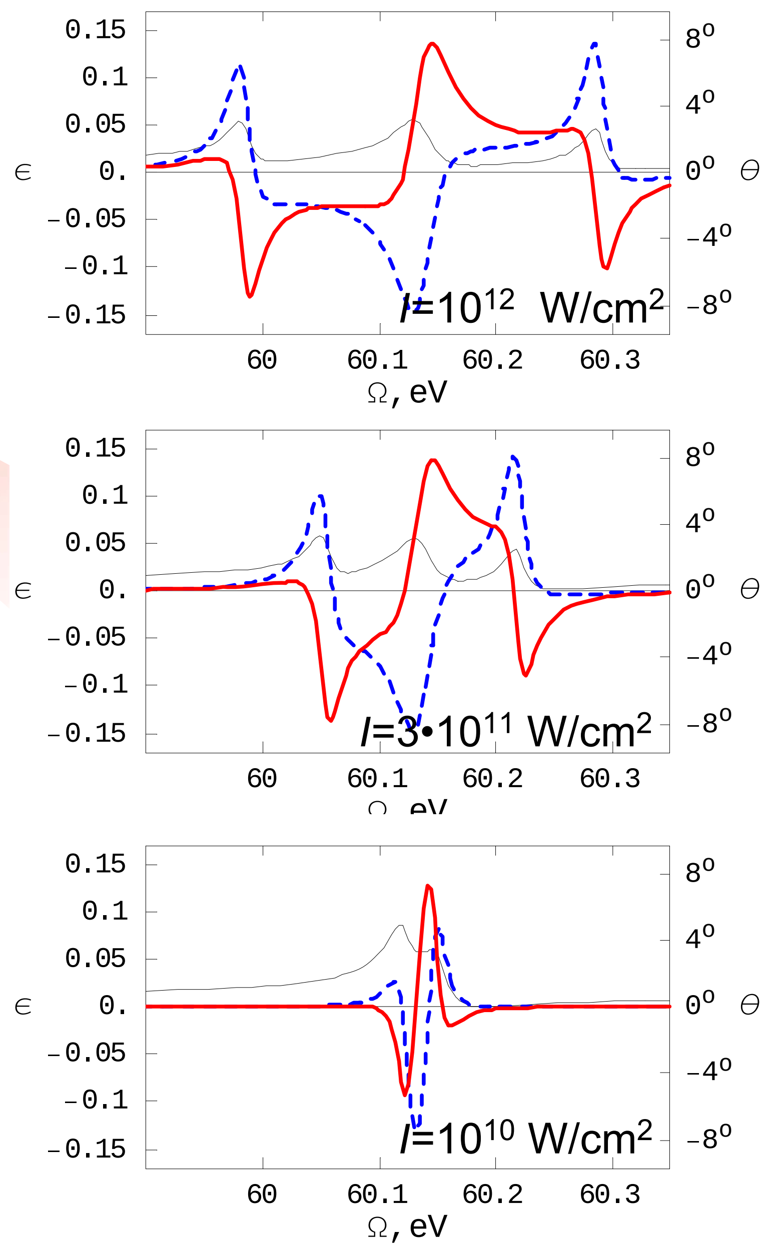
АИС$_2$=$2s3d\,^1D$

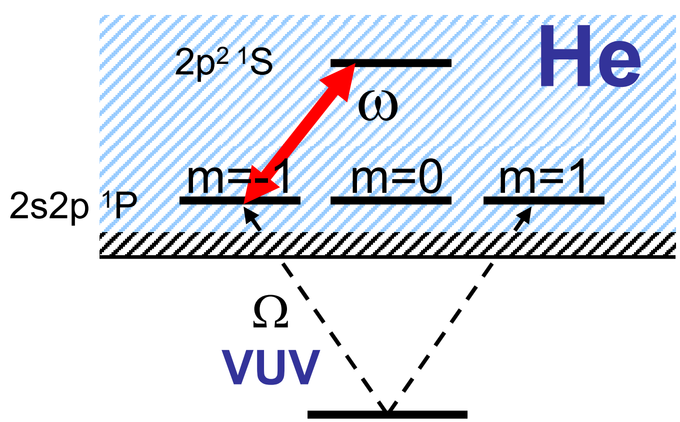


NUMERICAL RESULTS

$\Delta=0$, $NL=5 \cdot 10^{16}$ cm^{-2}





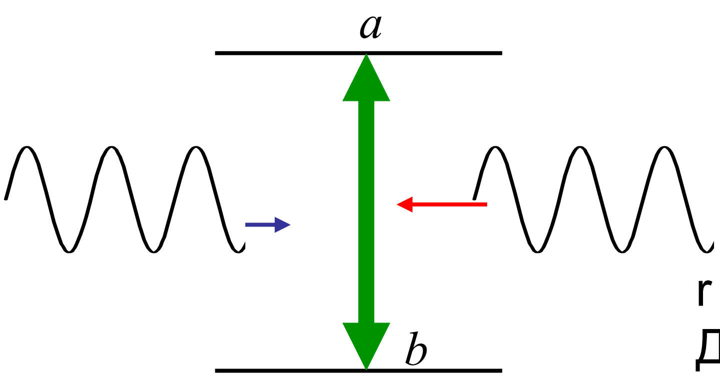


Лазерное охлаждение

$\overline{p}He^{+}$

$\sim \nu\sqrt{8k_{\mathrm{B}}T\log(2)/Mc^2}$ - Доплеровская ширина

Лазерное охлаждение



Сила, действующая на атом при поглощении фотона

$$\vec{F} = r\vec{k} = \Gamma_a \rho_{aa} \vec{k}$$

r – суммарная скорость излучательного перехода. Для неподвижного двухуровневого атома скорость излучения зависит от заселенности верхнего состояния ρ_{aa} и его ширины Γ_a.

$$\dot{\rho}_{ab} = -(\frac{\Gamma}{2} + i\Delta)\tilde{\rho}_{ab} + i\Omega_R\rho_{aa} - i\frac{\Omega_R}{2};$$

$$\dot{\rho}_{aa} = -\Gamma\rho_{aa} + i\frac{\Omega_R}{2}(\rho_{ab} - \rho_{ba});$$

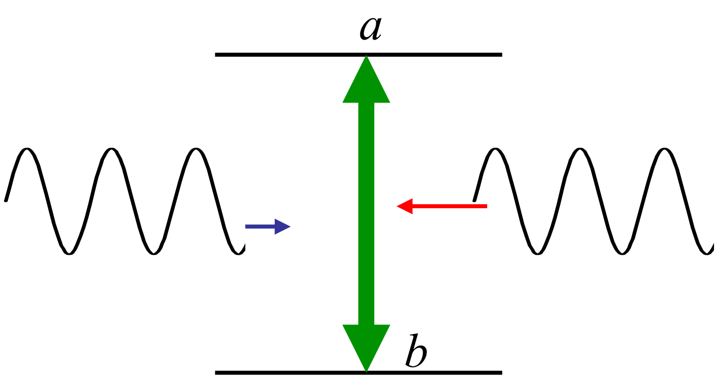
$$\dot{\rho}_{ba} = -(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta)\tilde{\rho}_{ba} - i\Omega_R\rho_{aa} + i\frac{\Omega_R}{2}.$$

Лазерное охлаждение

$\bar{p}He^{+}$

$\sim v\sqrt{8k_B T \log(2)/Mc^2}$ - Доплеровская ширина

Лазерное охлаждение



Сила, действующая на атом при поглощении фотона

$$\vec{F} = r\vec{k} = \Gamma_a \rho_{aa} \vec{k}$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -\left(\frac{\Gamma}{2} + i\Delta\right)\tilde{\rho}_{ab} + i\Omega_R \rho_{aa} - i\frac{\Omega_R}{2};$$

$$\dot{\rho}_{aa} = -\Gamma\rho_{aa} + i\frac{\Omega_R}{2}(\rho_{ab} - \rho_{ba});$$

$$\dot{\rho}_{ba} = -\left(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta\right)\tilde{\rho}_{ba} - i\Omega_R \rho_{aa} + i\frac{\Omega_R}{2}.$$

$$\vec{F} = \Gamma_a \vec{k}\frac{\Omega_R^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_R^2} \quad \Rightarrow \quad \sim \frac{\Gamma_a \vec{k}\Omega_R^2}{4(\Delta \mp kv)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_R^2}$$

$$\vec{F} = F_a \mp m\beta v = \frac{\Gamma_a \vec{k}\Omega_R^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_R^2} \pm \frac{8\Gamma_a \vec{k}^2\Omega_R^2\Delta}{\left(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_R^2\right)^2} v$$

Сила трения

$$\vec{F} = F_a - m\beta v - (F_a + m\beta v) = -2m\beta v$$