Сверхбыстрое лазерное охлаждение атомов за счет динамического эффекта Штарка

Вовк Т.А., Иванов А.В., Рождественский Ю.В.

Центр «Информационные оптические технологии»

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

План доклада

1. Взаимодействие света с атомной системой

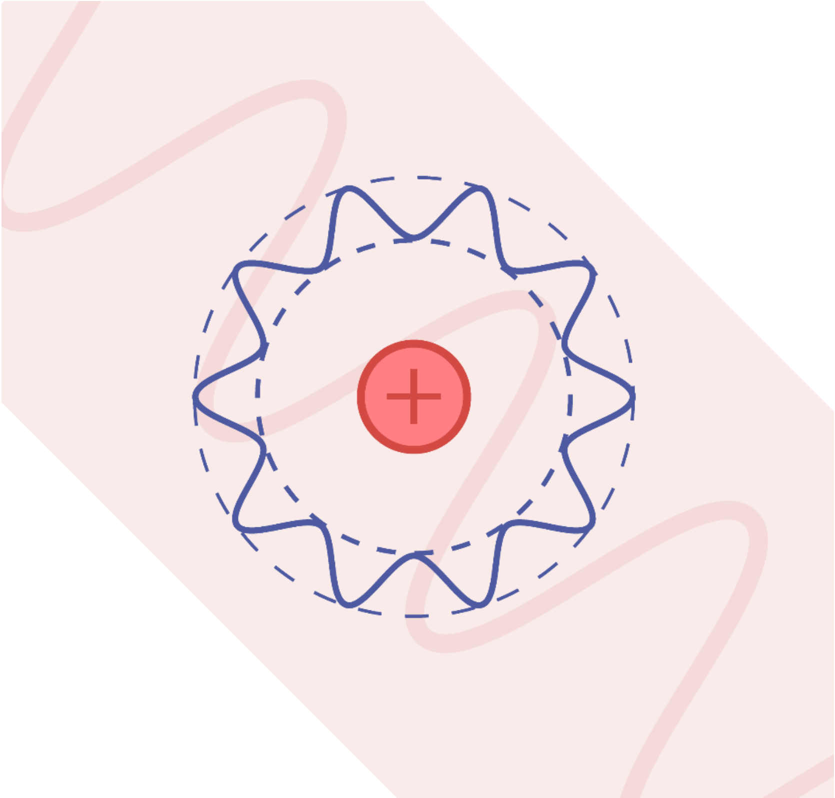
При низкоинтенсивном поле («доплеровская» картина)

З.С.И.: $M_{\text{ат}}\boldsymbol{V} = M_{\text{ат}}\boldsymbol{V}_0 + \hbar\boldsymbol{k}$

$M_{\text{ат}}$ – масса атома, $\boldsymbol{V}_0$ и $\boldsymbol{V}$ – начальная и конечная скорости, $\hbar\boldsymbol{k}$ – импульс фотона

З.С.Э.: $\dfrac{M_{\text{ат}}\boldsymbol{V}^2}{2} + \hbar\omega_0 = \dfrac{M_{\text{ат}}\boldsymbol{V}_0^2}{2} + \hbar\omega$

$\hbar\omega$ и $\hbar\omega_0$ – энергии поглощенного и испущенного фотона



[2] Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения //УФН. – 1985. – Т. 147. – №. 9. – С. 117-15

1. Взаимодействие света с атомной системой

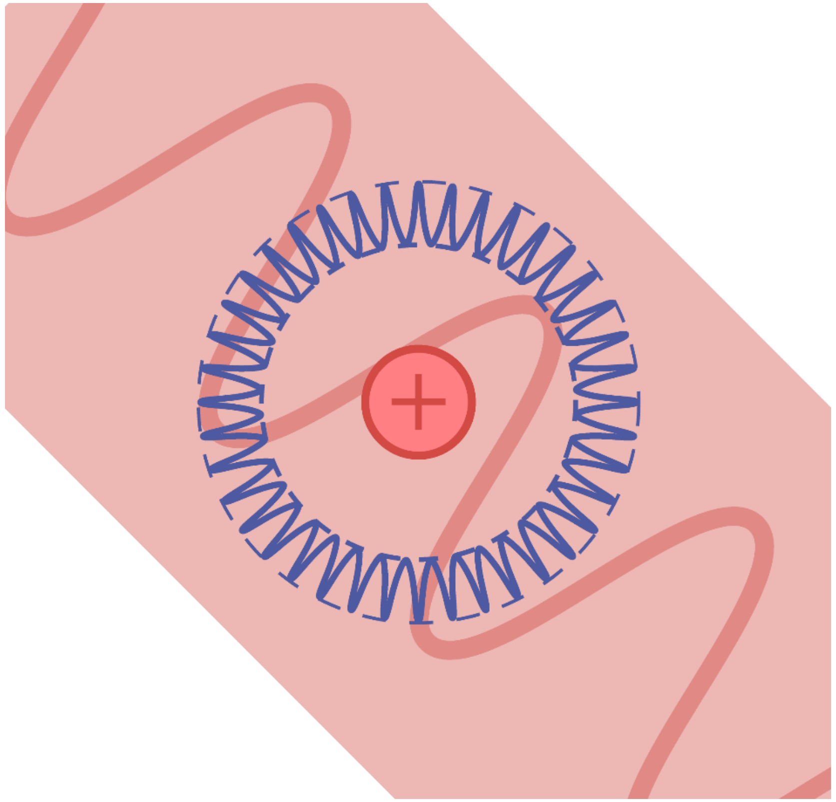
При высокоинтенсивном поле

$$(M+m)\boldsymbol{V} + \left(\boldsymbol{p} - \frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right) \qquad (M+m)\boldsymbol{V}_0 + \boldsymbol{p}$$

З.С.И.: $$\cancel{M_{\text{ат}}\boldsymbol{V}} = \cancel{M_{\text{ат}}\boldsymbol{V}_0} + \hbar\boldsymbol{k}$$

$$\frac{(M+m)\boldsymbol{V}^2}{2} + \frac{\left(\boldsymbol{p} - \frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right)^2}{2m} + U_0 \qquad \frac{(M+m)\boldsymbol{V}_0^2}{2} + \frac{\boldsymbol{p}^2}{2m} + U_0$$

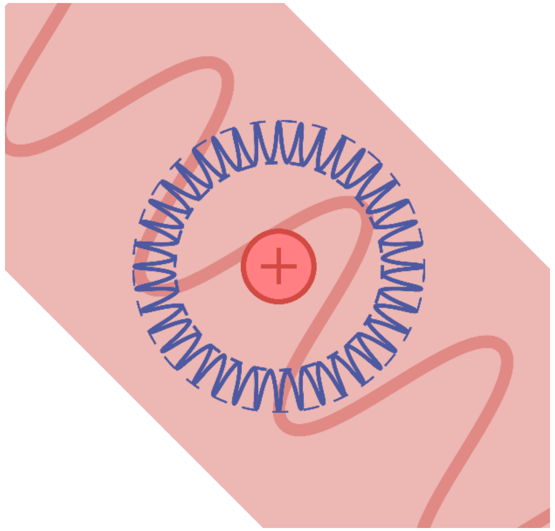
З.С.Э.: $$\cancel{\frac{M_{\text{ат}}\boldsymbol{V}^2}{2}} + \hbar\omega_0 = \cancel{\frac{M_{\text{ат}}\boldsymbol{V}_0^2}{2}} + \hbar\omega$$



[2] Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения //УФН. – 1985. – Т. 147. – №. 9. – С. 117-15

1. Взаимодействие света с атомной системой

При высокоинтенсивном поле



З.С.И.: $M_{\text{ат}}\boldsymbol{V} + \left(\boldsymbol{p} - \frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right) + \hbar\boldsymbol{k} = (M+m)\boldsymbol{V}_0 + \boldsymbol{p} + \hbar\boldsymbol{k}$

M – масса атомного остатка, m – масса электрона, $\boldsymbol{p}$ – импульс электрона, e – заряд электрона, c – скорость света в вакууме, $\boldsymbol{A}$ – векторный потенциал; $M_{\text{ат}} = M + m$

З.С.Э.: $\frac{M_{\text{ат}}\boldsymbol{V}^2}{2} + \frac{\left(\boldsymbol{p} - \frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right)^2}{2m} + \hbar\omega_0 = \frac{(M+m)\boldsymbol{V}_0^2}{2} + \frac{\boldsymbol{p}^2}{2m} + \hbar\omega + U_0$

U_0 – энергия взаимодействия электрона и атомного остатка

[2] Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения //УФН. – 1985. – Т. 147. – №. 9. – С. 117-15

1. Взаимодействие света с атомной системой

Из законов сохранения можно получить следующее соотношение:

$$\hbar\Delta \approx \overbrace{\frac{\hbar^2 k^2}{2M_{\text{ат}}} + \hbar \boldsymbol{k}\boldsymbol{V}_0}^{\hbar\Delta \text{ при доплеровском охлаждении}} - \frac{e}{mc}\boldsymbol{A}(\boldsymbol{p} + m\boldsymbol{V}_0) + \frac{e^2 A_0^2}{2mc^2}$$

Энергия, передаваемая атому

Энергия отдачи $\sim 10^{-22}$ эрг

Доплеровский сдвиг $\sim 10^{-18}$ эрг

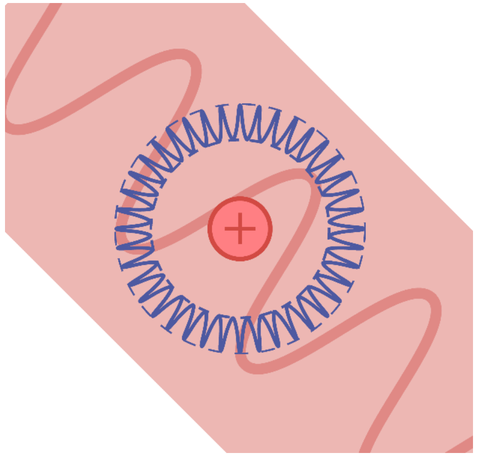
Взаимодействие внешнего электрона с полем $\sim 10^{-15}$ эрг

Энергия второго порядка $\sim 10^{-17}$ эрг

Оценки даны нами, исходя из следующих величин:

$k \approx 3 \cdot 10^4$ см$^{-1}$ $\quad M_{\text{ат}} \sim 10^{-24}$ г $\quad V_0 \sim 10^5$ см/с

$A_0 \sim 10^{-2}$ СГСЭ $\quad p \sim 10^{20}$ г · см/с



[2] Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения //УФН. – 1985. – Т. 147. – №. 9. – С. 117-15

2. Гамильтониан системы

Оператор энергии системы: $$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \overbrace{- \frac{e}{mc}\mathbf{A}\mathbf{p}}^{\mathbf{H}'} + \overbrace{\frac{e^2}{2mc^2}\mathbf{A}\mathbf{A}}^{\mathbf{H}''}$$

$\mathbf{H}$ – общий гамильтониан системы, $\mathbf{H}_0$ – гамильтониан атома

$\mathbf{A}$ – оператор векторного потенциала, $\mathbf{p}$ – оператор импульса электрона

$\mathbf{H}'$ – оператор взаимодействия атома со светом,

$\mathbf{H}''$ – оператор «самовоздействия» поля

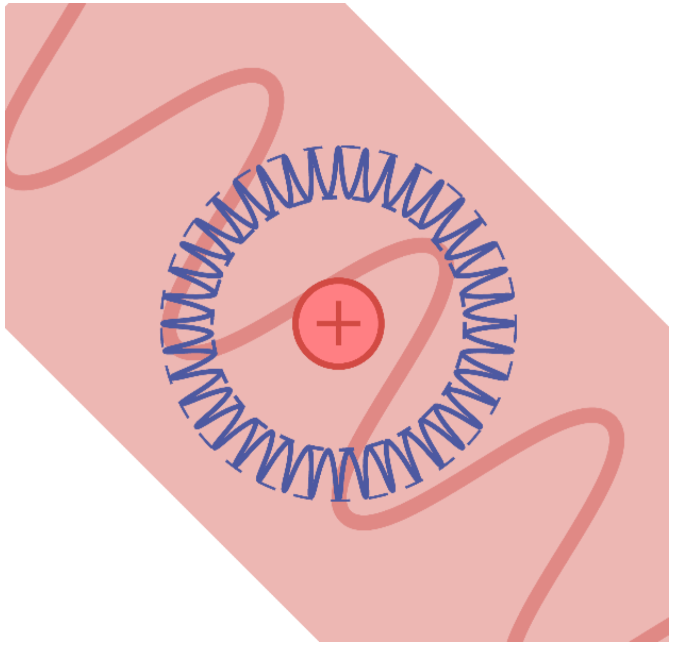
Перейдем к новой форме: $$\mathbf{H} = \underbrace{\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'}_{\mathbf{H}_0'} + \mathbf{H}''$$

Новый «нуль»-гамильтониан: $\mathbf{H}_0'$

Решение для него известно: $$\boxed{\boldsymbol{\Psi} = u\boldsymbol{\varphi}_1(\boldsymbol{r}, t) + v\boldsymbol{\varphi}_2(\boldsymbol{r}, t)}$$

где $\boldsymbol{\varphi}_j(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{\varphi}_j(\boldsymbol{r})\mathrm{Exp}\left\{\frac{i}{\hbar}\left[E_j - \hbar\Omega + \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)\right]\right\}$

Ω – нерезонансная частота Раби, ω – оптическая частота, n – число фотонов поля



3. Базис «одетых» состояний

«Одетые» состояния

Состояние системы «атом + поле»: $|\boldsymbol{\Psi}(t), n\rangle = C_n u|\boldsymbol{\xi}_1, n\rangle + C_n v|\boldsymbol{\xi}_2, n\rangle$

Базис состояний атома, «одетого» в поле:

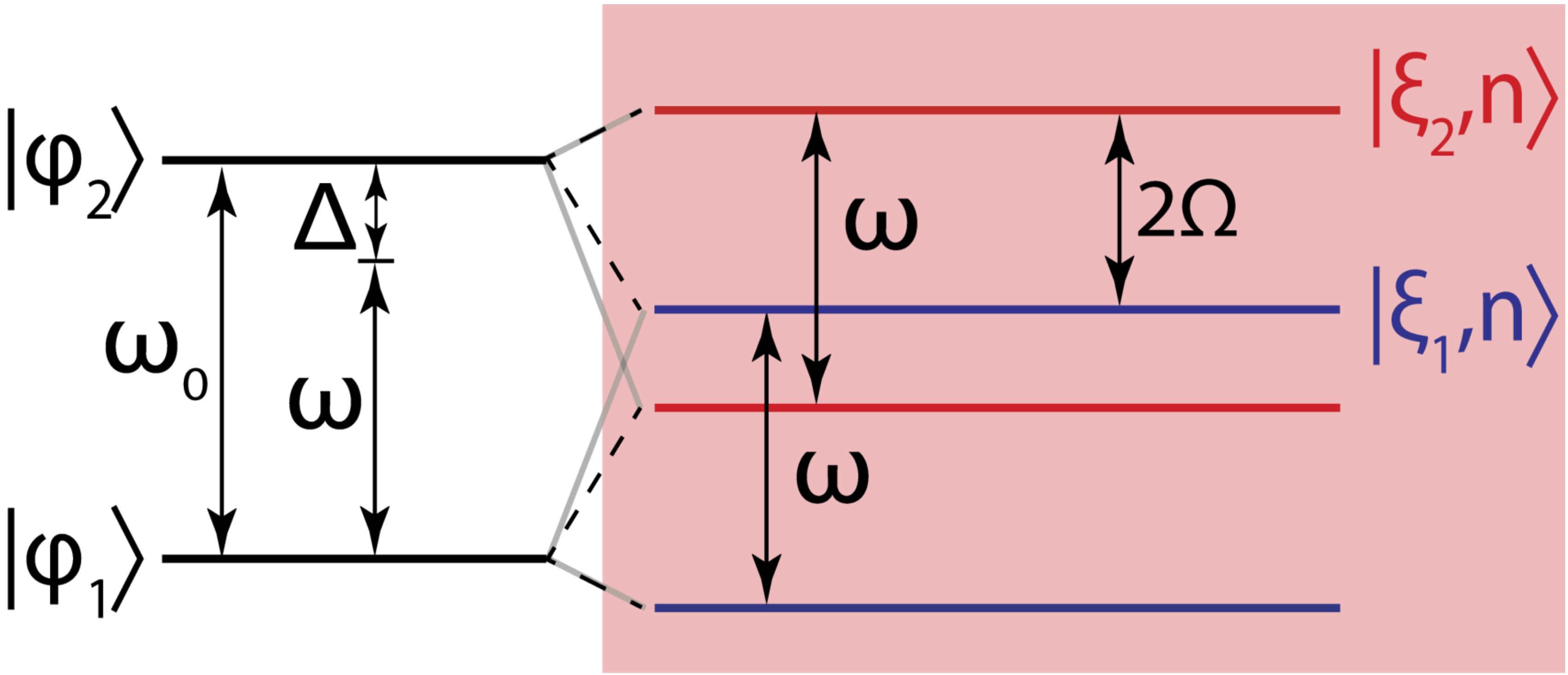
«Голые» состояния с разными числами фотонов

$$\begin{cases} |\boldsymbol{\xi}_1, n\rangle = u \cdot e^{-i\left(\Omega - \frac{\Delta}{2}\right)t} \cdot |\boldsymbol{\varphi}_1, n+1\rangle - s \cdot v \cdot e^{+i\left(\Omega + \frac{\Delta}{2}\right)t} \cdot |\boldsymbol{\varphi}_2, n\rangle \\ |\boldsymbol{\xi}_2, n\rangle = s^* \cdot v \cdot e^{-i\left(\Omega + \frac{\Delta}{2}\right)t} \cdot |\boldsymbol{\varphi}_1, n+1\rangle + u \cdot e^{-i\left(\Omega - \frac{\Delta}{2}\right)t} \cdot |\boldsymbol{\varphi}_2, n\rangle \end{cases}$$

Здесь: $s = d_{21}/|d_{21}|$, $u = (1/2 + \Delta/4\Omega)^{1/2}$, $v = (1/2 - \Delta/4\Omega)^{1/2}$, C_n – вероятности чисел заполнения фотонов. Уравнения справедливы для двухуровневых атомов, подготовленных в основном состоянии

[1] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. – Энергоатомиздат, 1984.

3. Базис «одетых» состояний



[1] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. – Энергоатомиздат, 1984.

3. Базис «одетых» состояний

Пусть для «нуль»-гамильтониана $\mathbf{H}_0'$ решение:

$$|\boldsymbol{\Psi}(t), n\rangle = C_n u|\boldsymbol{\xi}_1, n\rangle + C_n v|\boldsymbol{\xi}_2, n\rangle$$

Для полного гамильтониана $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0' + \mathbf{H}''$ будем искать решение в виде:

$$\boxed{|\mathbf{v}(t), n\rangle = d_1(t)|\boldsymbol{\xi}_1, n\rangle + d_2(t)|\boldsymbol{\xi}_2, n\rangle}$$

где $d_1(0) = C_n \cdot u$ и $d_2(0) = C_n \cdot v \cdot s$

Гамильтониан возмущения $\mathbf{H}''$и одетое состояние переобозначим в представлении взаимодействия:

$$\mathbf{H}'' = -\frac{e^2}{2m}\frac{E_0^2}{2\omega}\left(\mathbf{c}^+\mathbf{c} + \frac{1}{2}\right) \qquad |\boldsymbol{\xi}_1, n\rangle$$

$$\Downarrow \qquad\qquad \Downarrow$$

$$\boxed{\widetilde{\mathbf{H}}'' = e^{+\frac{i}{\hbar}\mathbf{H}_0 t}\mathbf{H}'' e^{-\frac{i}{\hbar}\mathbf{H}_0 t}} \qquad \boxed{|\widetilde{\boldsymbol{\xi}_1}\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}\mathbf{H}_0 t}|\boldsymbol{\xi}_1, n\rangle}$$

Подставим эти величины в уравнение Шредингера и получим систему уравнений для $d_1(t)$ и $d_2(t)$…

4. Эффект второго порядка

$$\begin{cases} \dfrac{d}{dt} d_1(t) = -\dfrac{i}{\hbar} \langle \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{1}} | \widetilde{\mathbf{H}}'' | \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{1}} \rangle d_1(t) - \dfrac{i}{\hbar} \langle \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{1}} | \widetilde{\mathbf{H}}'' | \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{2}} \rangle d_2(t) \\ \dfrac{d}{dt} d_2(t) = -\dfrac{i}{\hbar} \langle \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{2}} | \widetilde{\mathbf{H}}'' | \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{1}} \rangle d_1(t) - \dfrac{i}{\hbar} \langle \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{2}} | \widetilde{\mathbf{H}}'' | \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{2}} \rangle d_2(t) \end{cases}$$

Перейдем к новым переменным: $D_1 = e^{-\frac{i}{\hbar} \langle \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{1}} | \widetilde{\mathbf{H}}'' | \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{1}} \rangle t} d_1(t)$ и $D_2 = e^{-\frac{i}{\hbar} \langle \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{2}} | \widetilde{\mathbf{H}}'' | \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{2}} \rangle t} d_2(t)$

Тогда:

$$\begin{cases} \dfrac{d}{dt} D_1 = -\dfrac{i}{\hbar} \widetilde{\widetilde{\mathbf{H}}}''{}_{12} D_2 \\ \dfrac{d}{dt} D_2 = -\dfrac{i}{\hbar} \widetilde{\widetilde{\mathbf{H}}}''{}_{21} D_1 \end{cases}$$

Где: $\widetilde{\widetilde{\mathbf{H}}}''{}_{21} = e^{+\frac{i}{\hbar} \langle \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{2}} | \widetilde{\mathbf{H}}'' | \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{2}} \rangle t} \widetilde{\mathbf{H}}''_{\mathbf{21}} e^{-\frac{i}{\hbar} \langle \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{1}} | \widetilde{\mathbf{H}}'' | \widetilde{\boldsymbol{\xi}}_{\mathbf{1}} \rangle t}$

4. Эффект второго порядка

Матричные элементы гамильтониана: $\widetilde{\widetilde{\mathbf{H}}}''_{\mathbf{21}} \approx \widetilde{\mathbf{H}}''_{\mathbf{21}} \approx \mathbf{H}''_{\mathbf{21}} = \langle \boldsymbol{\xi}_{\mathbf{2}}, n|\mathbf{H}''|\boldsymbol{\xi}_{\mathbf{1}}, n\rangle =$

$$= e^{i2\Omega t}\{s \cdot u \cdot v[\langle \varphi_1(t), n+1|\mathbf{H}''|\varphi_1(t), n+1\rangle - \langle \varphi_2(t), n|\mathbf{H}''|\varphi_2(t), n\rangle]\}$$

$$= e^{i2\Omega t}\{s \cdot u \cdot v[\mathbf{H}''_{11} - \mathbf{H}''_{22}]\}$$

При этом: $\mathbf{H}''_{11} = \hbar G\left(n + 1 + \frac{1}{2}\right)$ и $\mathbf{H}''_{22} = -\hbar G\left(n + \frac{1}{2}\right)$ $\Rightarrow$ $\boxed{\mathbf{H}''_{22} - \mathbf{H}''_{11} = -\hbar G}$

где $G = e^2 E_0^2/(2m\omega^2\hbar)$ – частота Раби «второго порядка»

Значит: $\widetilde{\widetilde{\mathbf{H}}}''_{\mathbf{21}} \approx \widetilde{\mathbf{H}}''_{\mathbf{21}} \approx \mathbf{H}''_{\mathbf{21}} = -e^{i2\Omega t} s \cdot u \cdot v \cdot \hbar G$

4. Эффект второго порядка

Система для коэффициентов при «одетых» состояниях принимает вид:

$$\begin{cases} \dfrac{d}{dt} D_1 = iF^* \sqrt{n+1} e^{-i2\Omega' t} D_2 \\ \dfrac{d}{dt} D_2 = iF \sqrt{n+1} e^{+i2\Omega' t} D_1 \end{cases}$$

Здесь: $D_1(0) = C_n \cdot u$, $D_2(0) = C_n \cdot v \cdot s$, $2\Omega' = 2\Omega + \frac{\Delta}{4\Omega} G$, $F = g_{21} G/(2\Omega)$, g_{21} – резонансная частота Раби.

Решение для волновой функции в базисе «одетых» состояний имеет вид:

$$\boxed{|\mathbf{v}(t), n\rangle = \left(U W_1^+ e^{i\tilde{\Omega} t} + V W_1^- e^{-i\tilde{\Omega} t}\right) \left|\tilde{\tilde{\boldsymbol{\xi}}}_1, n\right\rangle + \left(V W_2^+ e^{i\tilde{\Omega} t} + U W_2^- e^{-i\tilde{\Omega} t}\right) \left|\tilde{\tilde{\boldsymbol{\xi}}}_2, n\right\rangle}$$

Здесь: $U, V = (1/2 \pm \Omega'/2\Omega)^{1/2}$, $W_1^+ = \sqrt{2}(uU + svSV)$, $W_1^- = \sqrt{2}(uV - svSU)$, $W_2^+ = \sqrt{2}(svV - uS^*U)$,

$W_2^- = \sqrt{2}(svU - uS^*V)$, $S = F/|F|$, $\tilde{\tilde{\boldsymbol{\xi}}}_j = \tilde{\boldsymbol{\xi}}_j\, e^{-i\Omega_j t}$, $\tilde{\Omega} = \left[(2\Omega)^2 + \frac{\Delta \cdot G}{2} + \frac{G^2}{4}\right]^{1/2}$, $\Omega_1 = \Omega - v^2 G$

$\Omega_2 = -\Omega - u^2 G$

При этом: $2\Omega \gg \sqrt{\Delta \cdot G/2} \gg G/2$, $\quad \Omega = \sqrt{\Delta^2 + 4g_{21}^2}$

5. Дважды «одетые» состояния

В базисе дважды «одетых» состояний населенности распределены равномерно:

Дважды «одетые» состояния

$$\boxed{|\mathbf{v}(t),n\rangle = 1/\sqrt{2}\,|\boldsymbol{\zeta}_{\mathbf{1}},n\rangle + 1/\sqrt{2}\,|\boldsymbol{\zeta}_{\mathbf{2}},n\rangle}$$

$$|\boldsymbol{\zeta}_{\mathbf{1}},n\rangle = c_n\left(UW_1^{+}\left|\tilde{\tilde{\boldsymbol{\xi}}}_{\mathbf{1}},n\right\rangle + VW_2^{+}\left|\tilde{\tilde{\boldsymbol{\xi}}}_{\mathbf{2}},n\right\rangle\right)e^{i\tilde{\Omega}t-i(\omega-G)\left(n+\frac{1}{2}\right)t}$$

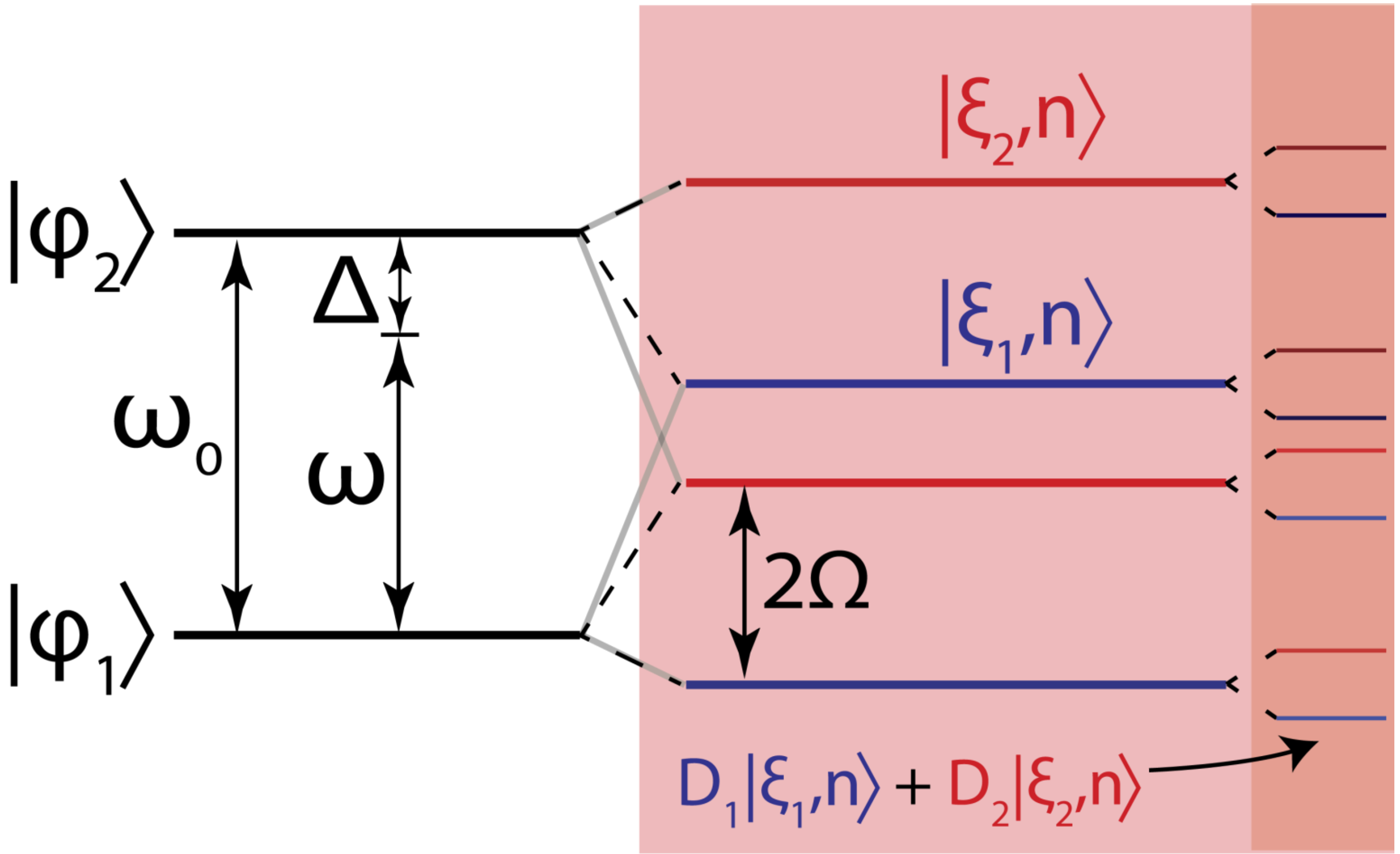
Перенормированные «одетые» состояния

$$|\boldsymbol{\zeta}_{\mathbf{2}},n\rangle = c_n\left(VW_1^{-}\left|\tilde{\tilde{\boldsymbol{\xi}}}_{\mathbf{1}},n\right\rangle + UW_2^{-}\left|\tilde{\tilde{\boldsymbol{\xi}}}_{\mathbf{2}},n\right\rangle\right)e^{-i\tilde{\Omega}t-i(\omega-G)\left(n+\frac{1}{2}\right)t}$$

Вероятности для «одетых» состояний в конечном виде:

$$\boxed{|D_{1,2}(t)| = C_n^2\left\{\underbrace{\frac{1}{2} \pm \frac{\Delta}{2(\Delta^2+4g_{21}^2)^{1/2}}}_{u^2,\,v^2} \mp \underbrace{\frac{g_{21}^2}{\Delta^2+4g_{21}^2}\,\frac{G/2}{(\Delta^2+4g_{21}^2)^{1/2}}\left[1-\cos\left(2\tilde{\Omega}t\right)\right]}_{\text{Осциллирующая часть}}\right\}}$$

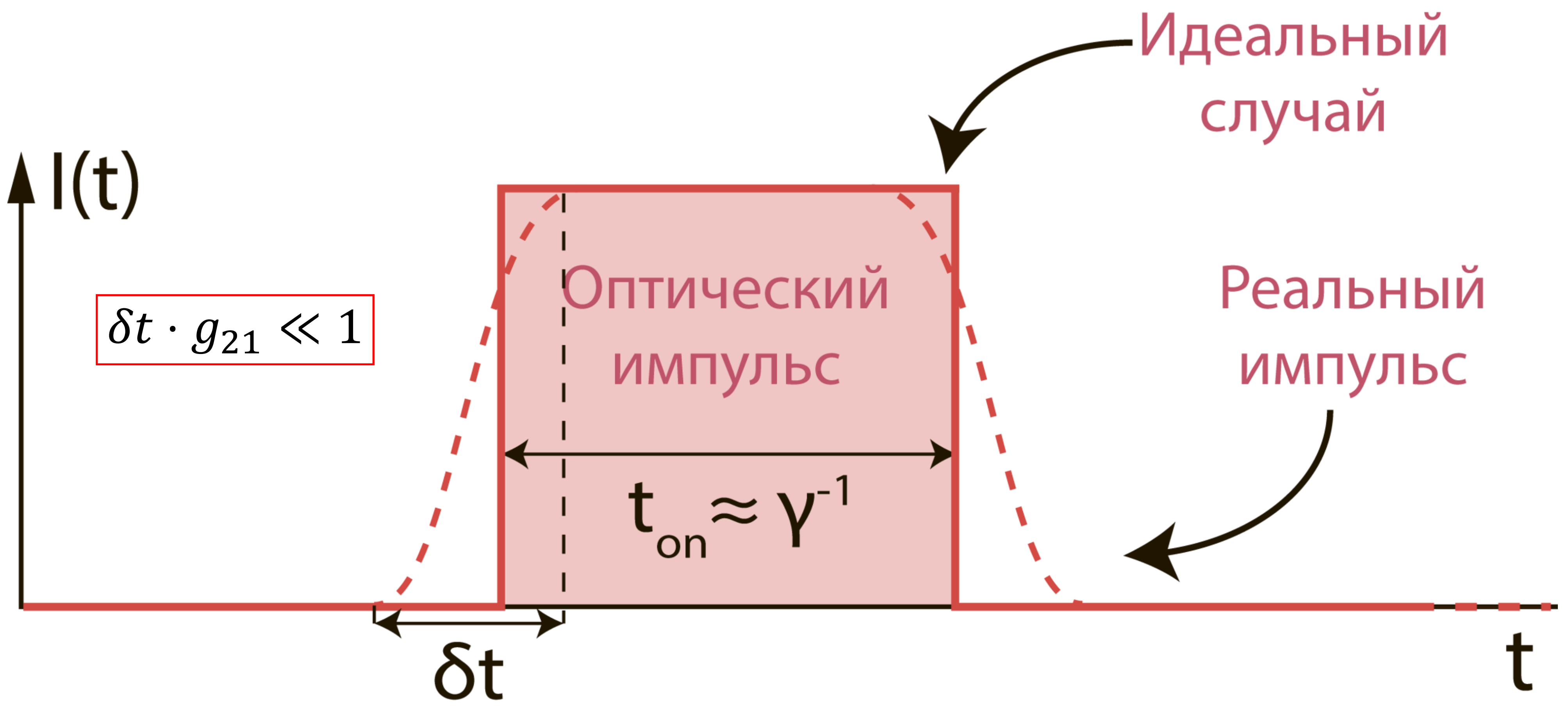
5. Дважды «одетые» состояния



Дважды «одетые» состояния – это «одетые» состояния, которые дополнительно одеваются в осцилляции электронной плотности с частотой Раби.

[1] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. – Энергоатомиздат, 1984.

6. Описание метода



При $\gamma = 10^8$ Гц: $t_{\mathrm{on}} = 10$ нс; При $g_{21} = 10^{12}$ Гц: $\delta t = 100$ фс

[1] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. – Энергоатомиздат, 1984.

7. Оценка силы

Для силы как производной импульса по времени можем получить:

$$\boldsymbol{F} \approx \hbar \boldsymbol{k}\left[\frac{\gamma}{2}\cdot\frac{\mathcal{G}}{1+\mathcal{G}+\Delta^2/\gamma^2}\right]+\frac{e}{c}\boldsymbol{A}\left[\frac{G}{2\Omega}\cdot\frac{2\mathcal{G}}{1+2\mathcal{G}+\Delta^2/\gamma^2}\right]=\boldsymbol{F}_c+\boldsymbol{F}_w$$

где $\mathcal{G} = 2g_{21}^2/\gamma^2$ – параметр насыщения, $G = e^2|E_0|^2/(2m\omega^2\hbar)$ – частота Раби «второго порядка».

Для проявления эффекта должно выполняться условие: $\boxed{\Delta \approx g_{21}}$

При $\Delta \gg g_{21}$ мала вероятность поглощения.
При $\Delta \ll g_{21}$ передаваемая энергия уменьшается

Также зная, что: $\gamma \ll \Delta,\quad \gamma \ll g_{21},\quad |E_0| = \frac{\omega}{c}|A_0|,$

Можно получить оценку *волновой силы светового давления*:

$$\boxed{\boldsymbol{F}_w \approx \frac{\boldsymbol{A}}{|A_0|}\,|A_0|^2\,\frac{e^3}{2c^2\omega|d_{21}|}}$$

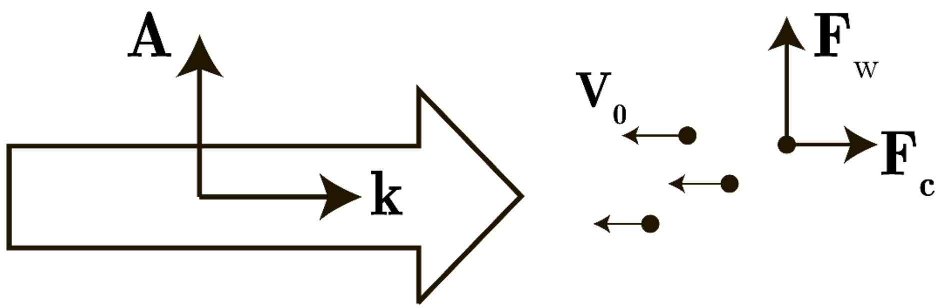
Полученная сила направлена *по полю*, в отличие от корпускулярной силы светового давления, направленной по волновому вектору фотона.

[2] Балыкин В. И., Летохов В. С., Миногин В. Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения //УФН. – 1985. – Т. 147. – №. 9. – С. 117-15

8. Конфигурации метода

Сила действует на пучок атомов в двух разных конфигурациях:

Оптический пучок || атомному пучку

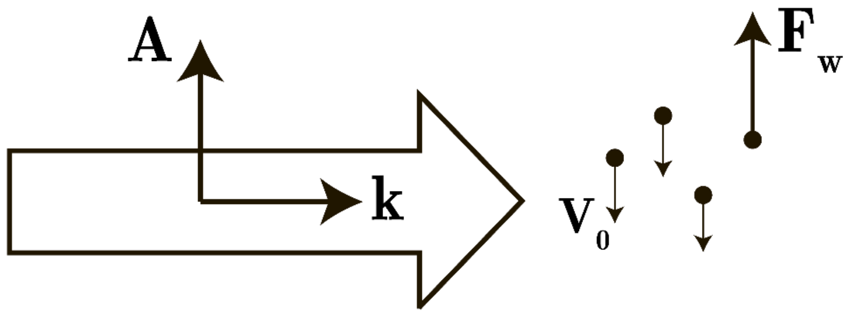


Оптический пучок

Атомный пучок

Пучок приобретает скоростную компоненту в поперечном направлении: возможность для «атомного зеркала»

Оптический пучок ⊥ атомному пучку



Оптический пучок

Атомный пучок

Пучок тормозится/разгоняется по направлению движения (при этом доплеровская сила близка к нулю)

Спасибо за внимание!

tatiana.a.vovk@gmail.com

Центр «Информационные оптические технологии»

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО