Нестолкновительные причины уширения резонансов насыщения поглощения.

Эти уширения обычно рассматриваются, как паразитные, мешающие изучению молекулярных столкновений.

1). Уширение мощностью лазерного луча.

$\Delta\omega = \Gamma\left(1+\sqrt{1+G}\right)$ — ширина резонанса при одновременном изменении частот встречных волн. Здесь $G = \left(\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}\right)\cdot\frac{R^2}{2\Gamma}$ — фактор насыщения или безразмерная мощность сильной световой волны, $R = \frac{p\mathcal{E}_0}{\hbar}$ — частота Раби.

При одинаковой мощности встречных волн

$\Delta\omega \approx 2\Gamma\sqrt{1+G}$.

2). Пролетное уширение.

Любая молекула имеет составляющую скорости $V_\perp$ перпендикулярно пучку лучей. По этой причине молекула примерно за время $\tau \approx \frac{D}{V_\perp}$ пролетает через пучок, где D — диаметр пучка лучей. С точки зрения молекулы световое поле включается только на время τ пролета через луч, следовательно, световое поле в системе отсчета молекулы не монохроматично и имеет спектральную ширину $\Delta\omega_{пр} \approx \frac{1}{\tau} \approx \frac{V_\perp}{D}$. Ширина резонанса не может быть меньше спектральной ширины излучения $\Delta\omega_{пр}$. Величину $\Delta\omega_{пр}$ называют пролетным уширением резонансов.

Пролетное уширение принципиально по-разному проявляется в двух предельных случаях, когда остальные уширения резонанса велики по сравнению с пролетным уширением и когда остальные уширения по сравнению с пролетным уширением малы. Второй случай называют пролетными условиями регистрации резонанса.

В первом случае, когда пролетное уширение мало, резонанс насыщения поглощения с учетом пролетного уширения представляет собой свертку двух контуров. Один из контуров — это резонанс без учета пролетных эффектов, второй — это спектральный контур линии излучения лазера уширенный конечным временем взаимодействия усредненной молекулы с лучом. Крылья спектрального контура могут спадать быстро или медленно, что определяется зависимостью интенсивности лазерного пучка лучей от координаты поперек луча. Соответственно ширина свертки (новая ширина резонанса) может быть получена из старой ширины $\Delta\omega$ по одной из двух формул $\sqrt{(\Delta\omega)^2+\left(\Delta\omega_{пр}\right)^2}$

или $\Delta\omega + \Delta\omega_{пр}$. Здесь $\Delta\omega_{пр} \approx \dfrac{U}{D}$ — усредненное по разным скоростям молекул пролетное уширение, $U = \sqrt{\dfrac{2k_Б T}{m}}$ — наиболее вероятная скорость молекул.

Во втором случае (в случае пролетных условий), когда пролетное уширение резонанса велико по сравнению с остальными уширениями, форма резонанса сильно отличается от лоренцевской. Резонанс представляет собой сумму контуров формируемых молекулами с разными значениями скорости поперек луча. Время пролета молекулы через луч обратно пропорционально этой поперечной скорости, а спектральная ширина резонанса прямо пропорциональна поперечной скорости. Следовательно, резонанс оказывается сформированным из контуров разной ширины. Причем узкие контуры имеют не просто бóльшую амплитуду, но даже бóльшую площадь. В результате ширина резонанса на половине его высоты в значительной мере определяется шириной резонанса для медленных молекул.

Вес узких резонансов можно дополнительно увеличить путем регистрации второй производной зависимости мощности света на приемнике от частоты генерации лазера. Сигнал такой формы получается при синхронном детектировании напряжения с приемника на удвоенной частоте модуляции частоты генерации лазера. Именно так регистрируются рекордно узкие резонансы насыщения поглощения.

Наиболее узкие резонансы, полученные экспериментально, имеют ширину десятки Герц.

На следующих рисунках приведена расчетная форма резонанса насыщения поглощения и вторая производная этой формы в случае, когда пролетным уширением можно пренебречь.

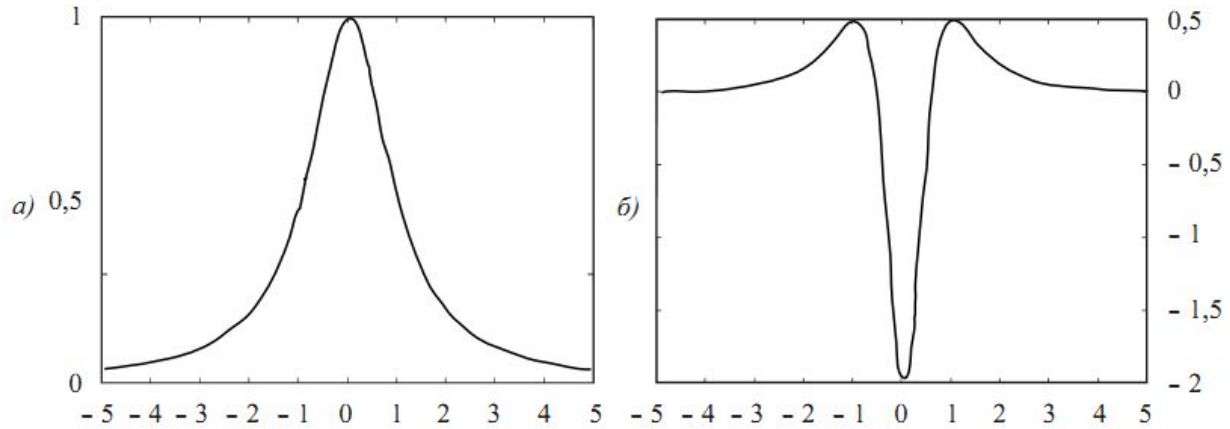
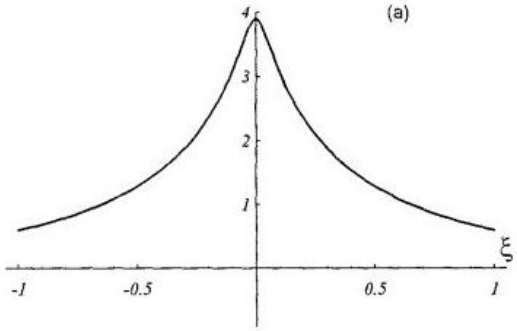
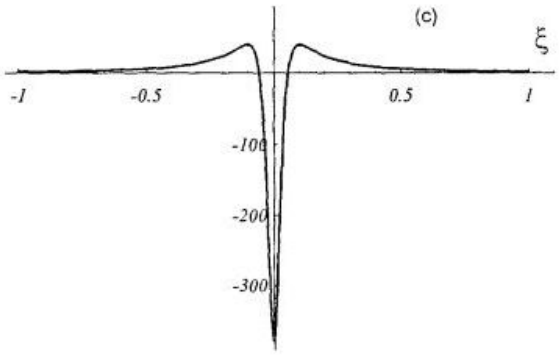


Рис. 5. Вид лоренцевского контура (*а*) и его второй производной (*б*)

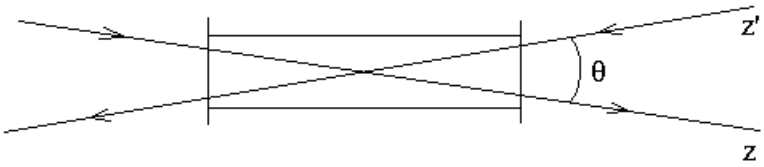
Для сравнения приведем расчетную форму резонанса и его второй производной в пролетных условиях, рассчитанную в работе:

Chardonnet Ch., Guernet F., Charton G., Borde Ch.G. Ultrahigh-resolution saturation spectroscopy using slow molecules in an external cell. // Appl. Phys. B. 1994. V. 59. N. 3. P. 333-343.



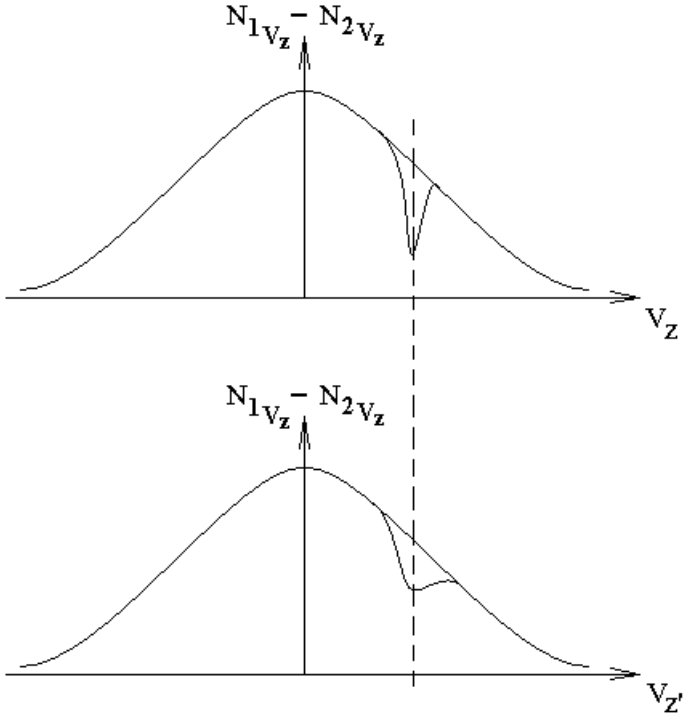


3). <u>Уширение резонансов углом между встречными волнами.</u>



Пусть встречные световые волны проходят кювету с исследуемым газом под углом θ друг к другу. Направим ось z вдоль сильной насыщающей поглощение световой волны, а ось z' навстречу пробной встречной световой волне.

Сильная световая волна выжигает провал Беннетта в распределении разности заселенностей уровней, как функции проекции скорости на ось z.



Если по оси z провал очень узкий, то по оси z' провал будет шире. Уширение вызвано тем, что на ось z' проектируется распределение молекул по скоростям в плоскости перпендикулярной оси z.

Это уширение углом имеет величину

$\Delta\omega_{\angle} = \Delta\omega_{Д} \cdot \sin(\theta) \approx 2kU \cdot \theta$, где $\Delta\omega_{Д}$ — доплеровская ширина спектральной линии, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, U — наиболее вероятная скорость молекул, θ — угол между встречными волнами.

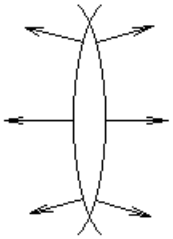
Крылья доплеровского контура и, следовательно, крылья его проекции спадают быстро, поэтому ширина нового провала Беннетта равна корню квадратному из старой ширины и уширения углом $\sqrt{(\Delta\omega_{Б})^2 + (\Delta\omega_{\angle})^2}$, а ширина резонанса:

$\Delta\omega = \dfrac{1}{2}\left\{\Delta\omega_{\sigma} + \sqrt{(\Delta\omega_{Б})^2 + (\Delta\omega_{\angle})^2}\right\}$, где $\Delta\omega_{\sigma}$ — ширина сечения поглощения, $\Delta\omega_{Б}$ — ширина старого провала Беннетта.

4). <u>Уширение сферичностью встречных волн.</u>

Есть две причины уширения сферичностью встречных световых волн.

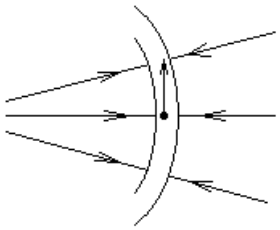
Первая причина проявляется, если встречная волна формируется в результате отражения света от плоского зеркала. В этом случае выпуклости фронтов встречных волн направлены навстречу друг другу



,

что приводит к тому, что угол между встречными волнами изменяется при перемещении поперек пучка лучей. Отличный от нуля средний угол между встречными волнами приводит к соответствующему уширению резонансов углом между встречными волнами.

Вторая причина уширения резонансов проявляется даже в том случае, если угол между встречными волнами нулевой во всех точках пучка лучей



.

В этом случае, если молекула сначала движется перпендикулярно встречным световым волнам, как это нужно для формирования резонанса, то по мере прямолинейного движения скорость молекулы перестает быть перпендикулярной свету. Уширение резонанса в этом случае является

комбинацией пролетного уширения и уширения углом между встречными волнами.

5). Квадратичный эффект Доплера.

Если устранены все другие аппаратные причины уширения резонансов насыщения поглощения, то последняя неустранимая причина — это квадратичный эффект Доплера.

Пусть встречные световые волны имеют одинаковую частоту ω в лабораторной системе отсчета, тогда в приближении линейного эффекта Доплера их частоты в системе отсчета молекулы можно найти по формулам

$$\begin{cases} \omega_1' = \omega - kV_z = \omega\left(1 - \dfrac{V_z}{c}\right) \\ \omega_2' = \omega + kV_z = \omega\left(1 + \dfrac{V_z}{c}\right) \end{cases}.$$

Если учитывать эффект Доплера без ограничения на линейное приближение, то формулы для частот встречных волн в системе отсчета молекулы примут следующий вид

$$\begin{cases} \omega_1' = \omega \dfrac{1 - \dfrac{V_z}{c}}{\sqrt{1 - \dfrac{V^2}{c^2}}} \\ \omega_2' = \omega \dfrac{1 + \dfrac{V_z}{c}}{\sqrt{1 - \dfrac{V^2}{c^2}}} \end{cases}.$$

В условиях резонанса просветления среды обе частоты встречных волн в системе отсчета молекулы равны частоте перехода ω_{21}

$$\begin{cases} \omega \dfrac{1 - \dfrac{V_z}{c}}{\sqrt{1 - \dfrac{V^2}{c^2}}} = \omega_{21} \\ \omega \dfrac{1 + \dfrac{V_z}{c}}{\sqrt{1 - \dfrac{V^2}{c^2}}} = \omega_{21} \end{cases}.$$

Оба равенства одновременно могут быть выполнены только при условии $V_z = 0$. Тогда

$$\omega = \omega_{21}\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} = \omega_{21}\sqrt{1 - \frac{V_\perp^2}{c^2}}.$$

Для каждого значения величины составляющей скорости молекулы в плоскости перпендикулярной лучу $V_\perp$ резонанс наступает на своей частоте $\omega = \omega_{21}\sqrt{1-\frac{V_\perp^2}{c^2}}$ лазерного излучения.

Для резонанса это приводит к уширению с относительной величиной

$$\frac{\delta\omega_{кв}}{\omega} \approx \frac{U^2}{c^2},$$

где $U \approx 300\frac{м}{с}$ — характерное значение наиболее вероятной скорости молекул при комнатной температуре, $c = 3*10^8\frac{м}{с}$ — скорость света в пустоте. Тогда

$$\frac{\delta\omega_{кв}}{\omega} \approx 10^{-12}.$$

Для видимого света $\lambda \approx 0.5 мкм$ => $\nu = \frac{c}{\lambda} = 6*10^{14} Гц$ => $\delta\nu_{кв} \approx 600 Гц$.

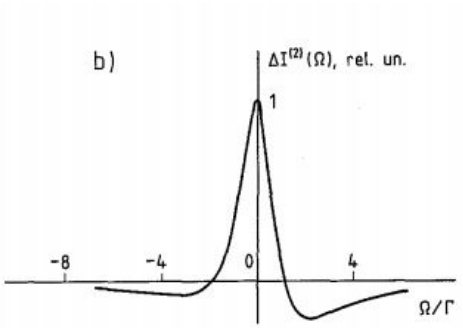
Интересно отметить, что в пролетных условиях, когда основной вклад в резонанс вносят молекулы, движущиеся с малыми скоростями перпендикулярно лучу, оказывается подавлен и квадратичный эффект Доплера.

Резонансы с шириной в десятки Герц экспериментально наблюдаются только в инфракрасной области спектра, а в ближней инфракрасной области — только при охлаждении газа.

Уменьшение уширения резонансов, вызванного квадратичным эффектом Доплера, возможно только путем охлаждения исследуемого газа.

В работе указанной ниже приведен расчет формы второй производной резонанса в пролетных условиях с учетом квадратичного эффекта Доплера и экспериментальная зависимость.

Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Dmitriyev A.K., Om A.E., Nekrasov Yu. V., Skvortsov B.N. Second-order Doppler-free spectroscopy. // Appl. Phys. B. 1991. V. 52. N. 1. P. 63-66.



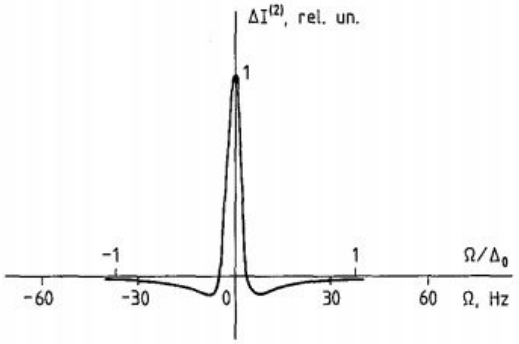
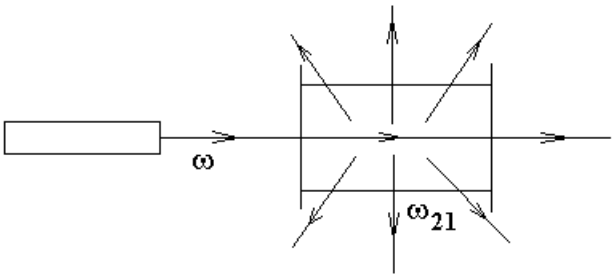


Fig. 4. Resonance shape in methane (second derivative) for one recoil component: pressure 2×10^{-7} Torr, $a = 15$ cm, $T_0 = 77$ K

<u>Лазерное охлаждение.</u>

Радиационное давление (доплеровское охлаждение).

Рассмотрим оптическую схему опыта.



Пусть частота излучения лазера ω меньше центральной частоты линии поглощения ω_{21}, но их разница не превышает доплеровскую ширину спектральной линии. Свет, поглощенный средой, частично переизлучается вдоль луча, и частично излучается спонтанно равновероятно во все стороны. Нас будет интересовать только спонтанное излучение во все стороны.

Для атомов резонансно поглощающих свет

$$\begin{cases} \omega - kV_z = \omega_{21} \\ \omega < \omega_{21} \end{cases} \quad => \quad V_z = \frac{\omega - \omega_{21}}{k} < 0.$$

То есть свет поглощают атомы, летящие навстречу лучу.

В этом случае происходит лазерное охлаждение газа.

Явление охлаждения можно объяснить двумя способами.

1). Объяснение лазерного охлаждения через рассмотрение импульса.

Свет поглощается атомами, летящими навстречу лучу. При поглощении света атомы испытывают отдачу и замедляются. То есть импульс фотона $\frac{h\nu}{c} > 0$ складывается с лучевой проекцией импульса атома $mV_z < 0$, и в результате лучевая проекция импульса уменьшается по модулю. Проекции импульса атома перпендикулярные лучу не изменяются, поэтому модуль импульса атома тоже уменьшается.

При излучении света атомы газа снова испытывают отдачу, но спонтанное излучение равновероятно по направлениям. Поэтому импульс атома при излучении фотона почти равновероятно уменьшается и увеличивается.

В результате двух актов, поглощения фотона и спонтанного излучения фотона, модуль импульса атома в среднем уменьшается. Уменьшение импульса — это уменьшение кинетической энергии атомов $E_{кин} = \frac{p^2}{2m}$, а средняя кинетическая энергия связана с температурой соотношением $\langle E_{кин} \rangle = \frac{3}{2} k_Б T$. Уменьшение кинетической энергии атомов — это охлаждение газа.

2). Объяснение лазерного охлаждения через рассмотрение энергии.

Частота генерации лазера по условию эксперимента меньше частоты перехода $\omega < \omega_{21}$. Следовательно, $\hbar\omega < \hbar\omega_{21}$, где $\hbar\omega$ — энергия поглощенного фотона, а $\hbar\omega_{21}$ — средняя энергия излученного фотона, которая имеет почти одинаковую величину в системе отсчета атома и в лабораторной системе отсчета.

И действительно. В системе отсчета атома поглощается и излучается одна и та же энергия $\hbar\omega_{21}$, но при переходе в лабораторную систему отсчета поглощаемый и излучаемый свет испытывают разный доплеровский сдвиг. Излучаемый атомом свет произвольным образом ориентирован относительно скорости атома, поэтому доплеровский сдвиг частоты излучения при переходе в лабораторную систему отсчета почти равновероятен в сторону уменьшения и в сторону увеличения частоты. Частота излучения, при этом, в системе отсчета атома равна ω_{21}, а в лабораторной системе отсчета частота излучения в среднем равна ω_{21}.

В лабораторной системе отсчета поглощается свет лазера с частотой $\omega < \omega_{21}$, так как другой частоты в излучении лазера нет по условию. В результате на каждой паре процессов поглощения и излучения света атом в лабораторной системе отсчета получает энергию $\hbar\omega$ меньше, чем в среднем излучает $\hbar\omega_{21}$. Атом в среднем теряет энергию, и газ охлаждается.

Назовем радиационным давлением ситуацию, когда свет поглощается атомом из одного направления, а излучается во всех направлениях равновероятно.

Этим методом удалось охладить атомы до температуры $T = 5 \cdot 10^{-4} K$, что примерно соответствует равенству $h\,\Delta\nu = k_Б T$, где $\Delta\nu = \dfrac{2\Gamma}{2\pi}$ — однородная (лоренцевская) ширина спектральной линии.

Рассмотрим, чем обусловлен предел доплеровского охлаждения.

Качественно предел охлаждения связан с тем, что при низкой температуре при поглощении фотона атом может совсем остановиться за счет отдачи. Тогда при излучении фотона атом снова приобретет прежний импульс, и температура газа не уменьшится.

В этом случае импульс фотона $\dfrac{h\nu}{c}$ равен импульсу атома p. Через средний импульс атома можно выразить кинетическую энергию атома $\dfrac{p^2}{2m}$, которая связана с температурой газа

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{3}{2} k_Б T .$$

Подставим сюда импульс фотона $p = \frac{h\nu}{c}$ и получим $T = \frac{h^2\nu^2}{3k_Б mc^2}$.

Подставим численные значения

$mc^2 \approx A \cdot 10^9\, эВ \approx A \cdot 1.6 \cdot 10^{-10}\, Дж$, где A — вес атома в атомных единицах. Например, для атома водорода $A = 1$.

$h\nu \approx 6.6 \cdot 10^{-34} \cdot 6 \cdot 10^{14} \approx 4 \cdot 10^{-19}\, Дж$,

$k_Б \approx 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{K}$, тогда

$$T_{\min} \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{1.6 \cdot 10^{-38}}{A \cdot 1.6 \cdot 10^{-10} \cdot 1.38 \cdot 10^{-23}} \approx \frac{1}{40000A}(K).$$

Найдем, какая скорость атомов соответствует этой температуре

$$U = \sqrt{\frac{2k_Б T}{m}} \approx \frac{0.6}{\sqrt{A}}\left(\frac{м}{c}\right).$$

Почему же на практике этим методом удалось охладить атомы только до температуры $T = 5 \cdot 10^{-4} K$, что примерно соответствует равенству $h\,\Delta\nu = k_Б T$, где $\Delta\nu = \frac{2\Gamma}{2\pi}$ — однородная (лоренцевская) ширина спектральной линии? Дело в том, что с учетом лоренцевской шириной спектральной линии на пределе охлаждения свет будет поглощаться не только атомами, которые летят навстречу лучу, но и атомами, которые летят в сторону распространения луча, так как $\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{\Delta(kV_z)}{2\pi} = \frac{k}{2\pi}\Delta V_z = \frac{k}{2\pi m}\Delta p_z$. В результате свет поглощают атомы с разной проекцией скорости на луч. На атомах, которые летят в сторону распространения луча, газ нагревается, а не охлаждается светом, что и определяет предел охлаждения газа.

Еще одна идея охлаждения.

Дальнейшее охлаждение газа возможно по принципу охлаждения открытого стакана с водой. С поверхности воды вылетают преимущественно молекулы, которые случайно получили бóльшую энергию, чем средняя энергия молекул воды. В таком случае средняя энергия оставшихся молекул уменьшается, и температура воды в стакане оказывается меньше температуры окружающего воздуха.

Роль стакана при лазерном охлаждении играет потенциальная яма. Объемная решетка из таких потенциальных ям создается в пространстве шестью лазерами, которые парами светят навстречу друг другу, формируя три взаимно ортогональных стоячих волны. Атомы втягиваются в пучности светового поля, так как энергия наведенного диполя в электрическом поле равна $W = -\frac{1}{2}\left(\vec{p}, \vec{E}\right)$. Наведенный световым полем диполь пропорционален

полю $\vec{p} = \alpha \vec{E}$. Тогда энергия наведенного диполя в световом поле $W = -\frac{1}{2}\alpha E^2$. Сила равна минус градиенту потенциальной энергии $\vec{F} = -\vec{\nabla} W = \frac{1}{2}\alpha \cdot \vec{\nabla}\left(E^2\right)$. Градиент E^2 направлен в сторону увеличения электрического поля, то есть атом втягивается в поле световой волны.

Таким образом, шесть лазеров формируют систему потенциальных ям, в которых скапливаются атомы охлажденного лазером газа.

Как оказалось если встречные волны сфокусировать, то в шейке каустики может получиться более эффективная потенциальная яма. Более корректное объяснение этой потенциальной ямы возможно на основе штарковского сдвига уровней энергии в световом поле. Освещаем атом светом с частотой меньше, чем частота перехода. При этом нижний уровень перехода сдвигается вниз, верхний — вверх. Вероятность обнаружить атом на нижнем уровне больше, чем на верхнем уровне, энергия атома понижается — потенциальная яма.

Атомы, находясь в потенциальной яме, толкают друг друга. Получая случайным образом в результате столкновений достаточную энергию, атом вылетает из потенциальной ямы, унося с собой энергию выше среднего уровня энергии атома в яме.

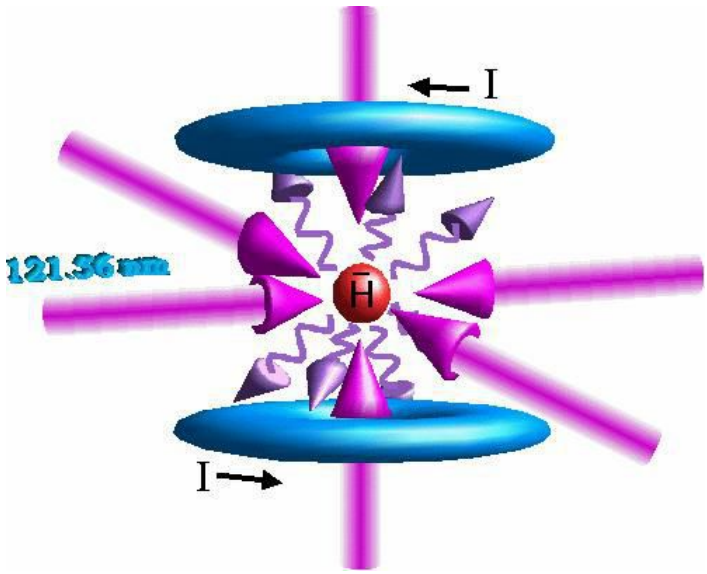
Тогда у атомов, оставшихся в потенциальной яме, уменьшается средняя энергия, и газ в этой потенциальной яме испытывает дальнейшее охлаждение. Лишние атомы откачиваются насосом.

Оптическая патока.

Другой метод охлаждения основан на использовании встречных световых волн одинаковой частоты и амплитуды. Пусть, как и раньше, выполняется неравенство $\omega < \omega_{21}$. Если атом покоится, то встречные волны оказывают одинаковое радиационное давление, и давление можно не учитывать. Если атом движется, то встречные волны имеют разный по знаку доплеровский сдвиг при переходе в систему отсчета атома. Встречная по отношению к движению атома световая волна оказывается ближе по частоте к частоте перехода ω_{21}, и оказывает большее радиационное давление независимо от доплеровского или лоренцевского характера линии поглощения. Для атома возникает сила, направленная против скорости и пропорциональная скорости — это сила вязкого трения.

В явлении оптической патоки радиационное давление (уже рассмотренное ранее) для каждой из встречных световых волн возникает в результате того, что атом испытывает отдачу от импульсов квантов света при поглощении из одного направления, а при излучении во всех направлениях средняя отдача равна нулю.

Три пары лазеров во взаимно ортогональных направлениях создают вязкое трение при движении атома в любом направлении. Атомы тормозятся, их скорость убывает, убывает кинетическая энергия, убывает температура газа.



Доплеровскому трению оптической патоки, как и любому вязкому трению, неизбежно сопутствуют флуктуации, в нашем случае — флуктуации излучения атома. Эти флуктуации определяют предел охлаждения $h\Delta\nu = k_Б T$ примерно $T = 10^{-4} K$, где $\Delta\nu$ — однородная (лоренцевская) ширина спектральной линии.

Можно сфокусировать встречные волны с частотой меньше резонансной частоты перехода. Атом будет втягиваться в сильное поле. Это будет лазерная ловушка.

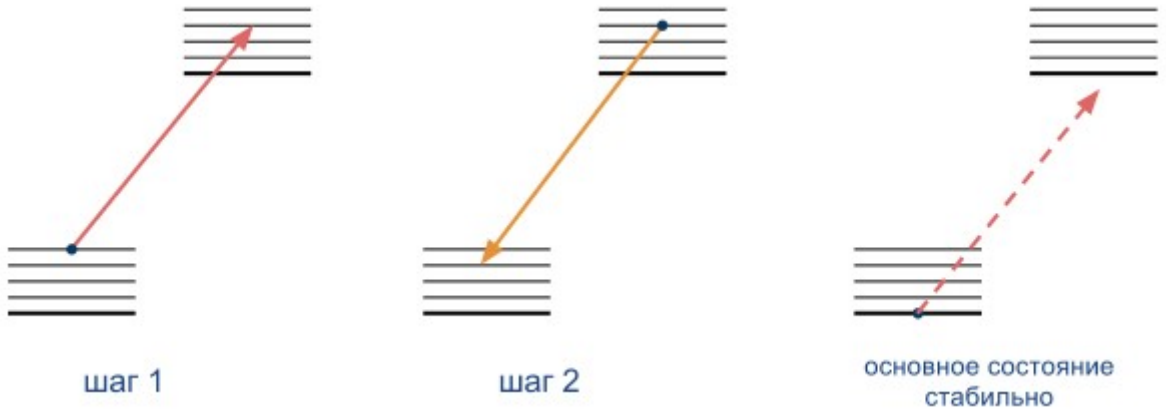
Для заряженных частиц можно сделать магнитную ловушку — ловушку магнитным полем. Пусть линии магнитного поля сгущаются в направлении оси X, и заряд движется в этом направлении. Заряд вращается по окружности вокруг линии магнитного поля. Линии магнитного поля сгущаются, поэтому заряд оказывается в поле, которое не совсем перпендикулярно плоскости окружности. Линия магнитного поля, проходящая через центр окружности, перпендикулярна плоскости окружности, а линия, проходящая через край окружности — не перпендикулярна. Из-за этой неперпендикулярности возникает составляющая силы Лоренца против оси X.

Для нейтральных атомов на рисунке выше изображена магнитооптическая ловушка. В центре ловушки нет магнитного поля. При смещении в любую сторону возникает магнитное поле. Пусть атом на нижнем уровне имеет полный момент импульса $J = 0$, а на верхнем уровне — $J = 1$. Верхний уровень расщепляется на три магнитных подуровня в магнитном поле. Пусть лазеры навстречу друг другу излучают σ^+ и σ^- компоненты света. Частоты света меньше частоты атомного перехода. В магнитном поле частота поглощения одной из сигма-компонент света уменьшается. Навстречу летящим атомам светит та сигма-компонента света, для которой частота поглощения уменьшается и приближается в лазерной частоте. Давление этой компоненты света увеличивается, атом возвращается обратно в ловушку.

<u>Метод боковой полосы.</u>

Атом в ловушке имеет колебательные уровни энергии.

На рисунке колебательные подуровни нижнего и верхнего состояний. Пусть лазерное излучение в резонансе с переходом, в котором колебательное квантовое число уменьшается на 1.

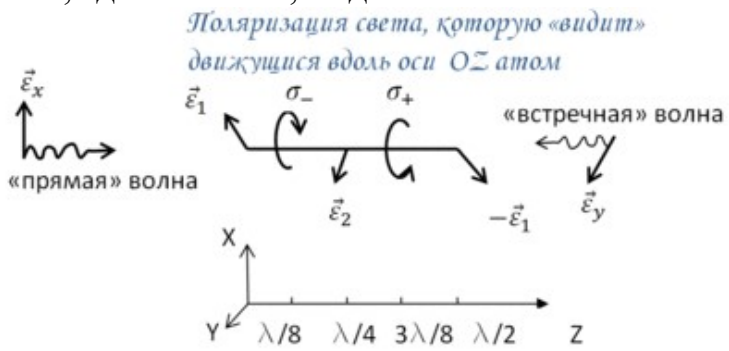


В излучении наиболее вероятен переход без изменения колебательного квантового числа. В результате происходит оптическая накачка состояния с нулевым колебательным квантовым числом, в котором кинетическая энергия минимальна — охлаждение.

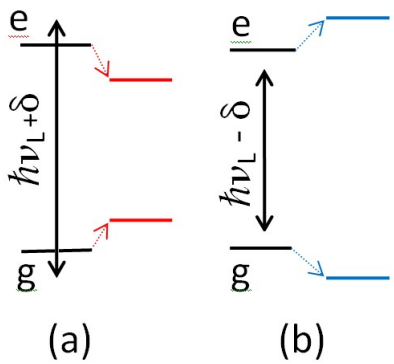
Метод боковой полосы позволяет достигать температур примерно $T = 10^{-5} K$.

<u>Сизифово охлаждение.</u>

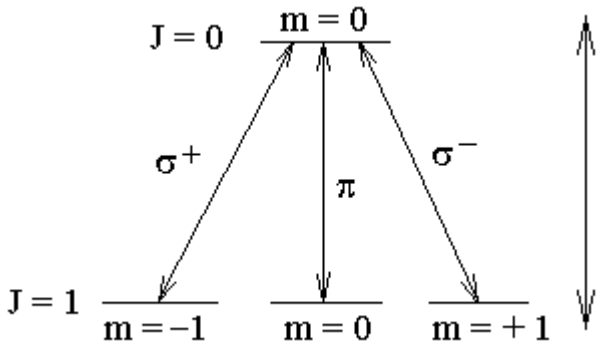
Рассмотрим две встречные световые волны с ортогональными линейными поляризациями. При их сложении в разных точках вдоль луча где-то возникает σ^+ компонента света, где-то — σ^-, а где-то линейная компонента.



Компоненты σ^+ и σ^- в разной мере сдвигают один и тот же магнитный подуровень за счет динамического эффекта Штарка (эффект Штарка в световом поле).

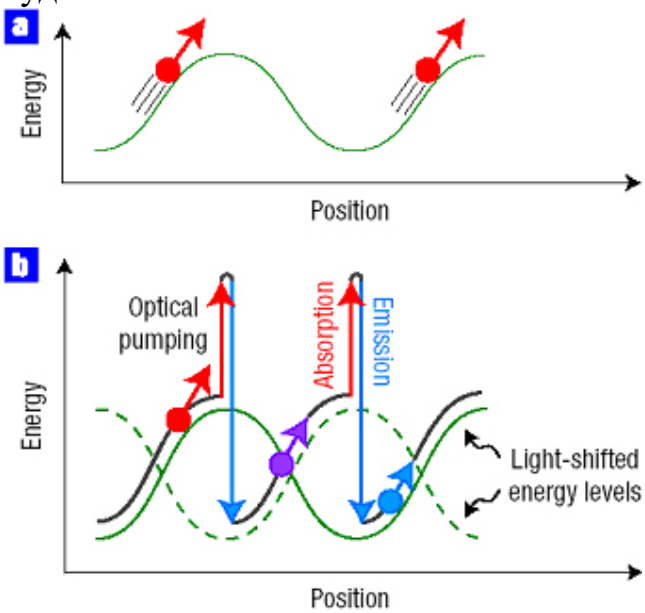


Пусть нижний уровень имеет квантовое число момента импульса $J = 1$, а верхний — $J = 0$.



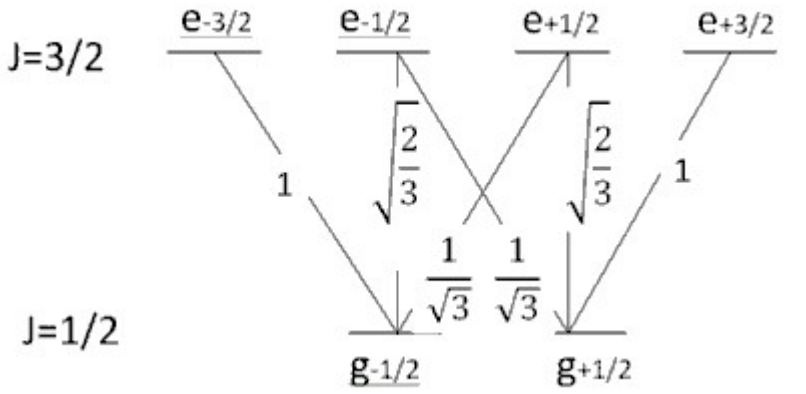
Тогда σ^+ компонента поглощается только с подуровня m = -1 нижнего уровня энергии, а σ^- — с подуровня m = +1. При движении атома интенсивность σ^+ компоненты света изменяется гармонически, интенсивность σ^- компоненты тоже изменяется гармонически, но со сдвигом фазы π. За счет динамического эффекта Штарка каждый подуровень нижнего уровня энергии тоже сдвигается гармонически, и подуровни сдвигаются в противофазе. Атом, находясь на одном подуровне, двигается по потенциальным горкам (рисунок а ниже).

Пусть частота света несколько больше частоты перехода между несдвинутых светом уровней энергии. Тогда динамический эффект Штарка сдвигает нижний уровень поглощающего свет перехода вверх, а верхний — вниз. Максимальное поглощение соответствует максимальной интенсивности света нужной компоненты и происходит из верхней части траектории нижнего подуровня. А излучение может быть и на другой подуровень, который в этом месте пространства будет ниже.

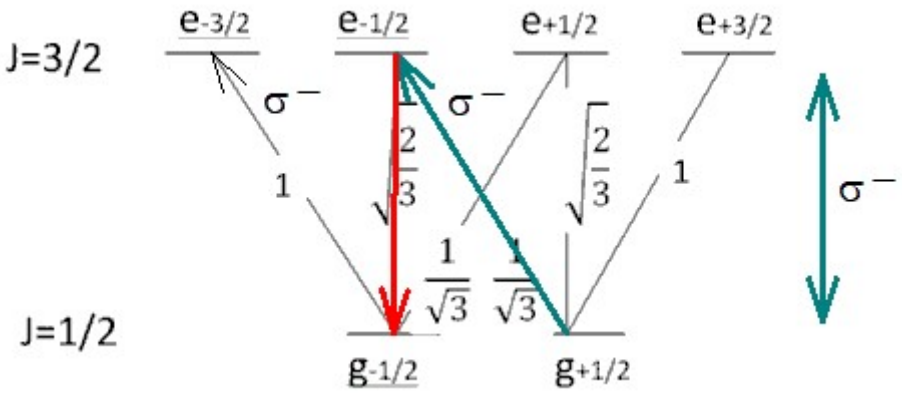


Это соответствует рисунку *b*. Атом постоянно двигается в потенциальную горку. Это его тормозит. Уменьшается скорость атома, это сизифово охлаждение.

Если частота света больше частоты перехода, то возникает световая патока наоборот. Однако если рассмотреть систему уровней с нижним уровнем $J=\frac{1}{2}$ и верхним $J=\frac{3}{2}$, то с учетом вероятностей различных переходов можно показать, что сизифово охлаждение будет и при условии, что частота облучающего света чуть меньше частоты перехода.



Пусть на атом падает σ^- компонента света. Переход $g_{-1/2} \to e_{-3/2}$ в три раза более вероятен, чем переход $g_{+1/2} \to e_{-1/2}$ (вероятности пропорциональны квадратам коэффициентов Клебша — Гордана). Пусть частота света меньше частоты перехода. Тогда сдвиг вниз уровня $g_{-1/2}$ больше, чем сдвиг уровня $g_{+1/2}$.

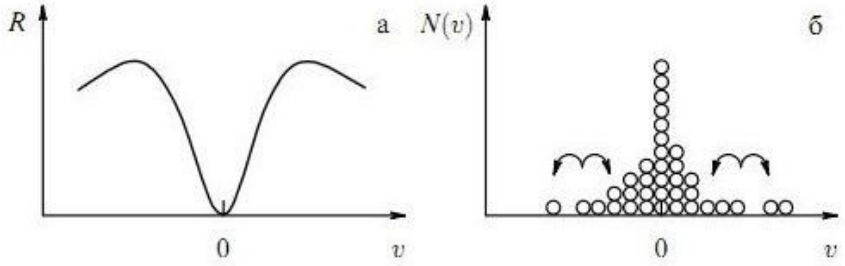


В результате появляется процесс $g_{+1/2} \to e_{-1/2} \to g_{-1/2}$, в котором свет поглощается с более высокого подуровня нижнего уровня, а излучается на более низкий подуровень нижнего уровня. Поглощается с вершины горы, а излучается в яму. Затем атом карабкается в гору и тормозиться — охлаждение.

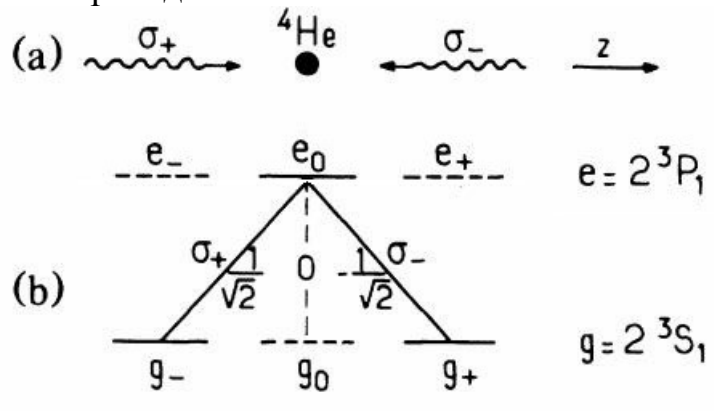
Сизифово охлаждение реализует гораздо более низкие температуры $T=10^{-5}K$, чем оптическая патока $T=10^{-4}K$.

<u>Селективное по скоростям когерентное пленение населенностей.</u>

Если в трубе с песком создать стоячую звуковую волну, то песчинки собираются в узлы этой волны.



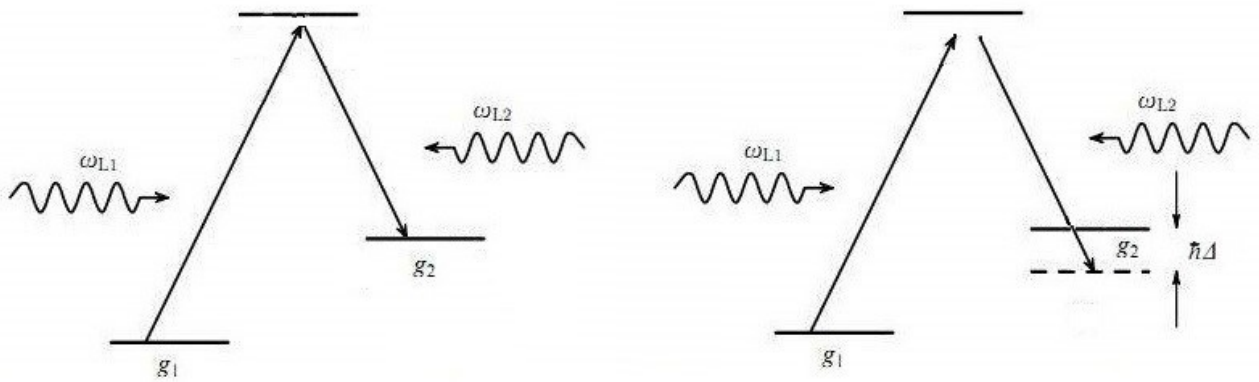
Аналогично с атомами в световом поле. Если создать условия такие, что при нулевой скорости атомов не будет взаимодействия со световым полем, то атомы, случайно попадая в это состояние, будут в нем накапливаться. Пусть при нулевой скорости атомов реализуется ситуация, когда обе встречные волны в резонансе с двумя переходами.



A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji. Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. // Phys. Rev. Letters. 1988. V.61, N.7. P.826.

Если проекция скорости атомов на ось Z нулевая, то встречные световые волны находятся в резонансе с двумя изображенными переходами. При этом возникает резонансное пленение населенностей на двух нижних подуровнях связанных переходами. Если проекция скорости на луч отлична от нуля, то встречные волны в системе отсчета атома имеют доплеровский сдвиг разных знаков, и световые поля перестают быть в резонансе. Таким образом, пленение на нижних подуровнях образуется только для нулевой проекции скорости на луч. Из плененного состояния атом не может поглотить фотон с переходом в возбужденное состояние, так как он занят постоянными двухфотонными переходами между нижними подуровнями. Из состояний с другими проекциями скорости на луч атом поглощает свет и в результате спонтанных переходов вниз за счет отдачи от излученного фотона иногда оказывается в состоянии с нулевой проекцией скорости на луч и захватывается процессом пленения населенностей.

Другой вариант уровней энергии и тот же механизм.



Встречные волны имеют доплеровские сдвиги разных знаков при движении атома вдоль луча. В результате для движущегося атома поглощение одного фотона и излучение другого приведет к разбалансу энергий. В результате пленение населенностей на нижних уровнях происходит только для неподвижных атомов.

При отсутствии пленения населенностей есть два механизма, которые толкают атомы случайным образом. Первый механизм — поглощение света и спонтанное излучение в случайном направлении с отдачей от фотона излучения. Второй механизм — двухфотонный разбаланс может быть передан в кинетическую энергию атома при столкновении атомов.

В результате поле толкает движущиеся атомы и не взаимодействует с неподвижными атомами. То есть атомы с нулевой скоростью не взаимодействуют с полем.

Результаты экспериментов: $T = 10^{-8} K$.