Эффекты высших порядков во взаимодействии атомов магния с оптической решеткой

С.Н. Мохненко[1] С.И. Мармо[1] В.Д. Овсянников[1]
В.Г. Пальчиков [2,3]

[1]Воронежский государственный университет
[2]Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений
[3]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Физика ультрахолодных атомов 2017

Введение

Для того чтобы обеспечить неопределенность стандарта частоты на переходе ${}^3\mathrm{P}_0 - {}^1\mathrm{S}_0$ ниже 10^{-17}, необходимо оценить роль нелинейных, недипольных и ангармонических эффектов обусловленных влиянием оптической решетки на сдвиг частоты часового перехода.

Магическая частота (длина волны)

«Магическая» частота ω_m - частота, на которой электрические дипольные поляризуемости основного (g) и метастабильного (e) часовых состояний одинаковы:

$$\alpha_e^{E1}(\omega_m) = \alpha_g^{E1}(\omega_m)$$

Экспериментально измеренное значение магической длины волны для атомов магния равно $\lambda_m = 468.46$ нм.

Взаимодействие атома с решеткой

Вектор напряженности электрического поля решетки

$$\mathbf{E}(X,t) = 2\mathbf{E}_0 \cos(kX)\cos(\omega t)$$

где k - волновое число ($k = \omega/c$); X - смещение атома относительно положения равновесия. Взаимодействие атома с решеткой описывается оператором $\hat{V}(X,t) = Re[\hat{V}(X)\exp(-i\omega t)]$ где

$$\hat{V}(X) = \hat{V}_{E1}\cos(kX) + (\hat{V}_{E2} + \hat{V}_{M1})\sin(kX),$$

где операторы E1-, E2- и M1-взаимодействий имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{V}_{E1} &= \mathbf{r}\mathbf{E}_0; \\ \hat{V}_{E2} &= \frac{\alpha\omega}{\sqrt{6}} r^2 \left(\{\mathbf{E}_0 \otimes \mathbf{n}\}_2\, \mathbf{C}_2(\theta,\varphi)\right); \\ \hat{V}_{M2} &= \frac{\alpha}{2}\left\{[\mathbf{n}\times\mathbf{E}_0](\hat{\mathbf{J}} + \hat{\mathbf{S}})\right\}. \end{aligned}$$

Здесь: $\mathbf{r} = r\mathbf{n}$ - радиус-вектор валентного электрона; $\mathbf{C}_2(\theta,\varphi)$ - модифицированная сферическая функция угловых переменных θ и φ радиус-вектора оптического электрона; $\hat{\mathbf{J}}$ и $\hat{\mathbf{S}}$ - полный угловой и спиновый моменты атома.

Потенциальная яма

Потенциальная яма для атома в основном (g) или возбужденном (e) состоянии в узле пучности оптической решетки определяется через поляризуемости $\alpha_{e(g)}$ и гиперполяризуемости $\beta_{g(e)}$ атома:

$$U^{latt}_{g(e)}(X, I) \approx -D_{g(e)}(I) + U^{harm}_{g(e)}(I)X^2 - U^{anh}_{g(e)}(I)X^4$$

где:

$D_{g(e)} = \alpha^{E1}_{g(e)}(\omega)I + \beta_{g(e)}(\omega)I^2$ - глубина потенциальной ямы

$U^{harm}_{g(e)}(I) = \left[\alpha^{dqm}_{g(e)}(\omega)I + 2\beta_{g(e)}(\omega)I^2\right] k^2$

$U^{anh}_{g(e)}(I) = \left[\alpha^{dqm}_{g(e)}(\omega)I + 5\beta_{g(e)}(\omega)I^2\right] \frac{k^4}{3}$

$\alpha^{dqm}_{e(g)} = \alpha^{E1}_{e(g)} - \alpha^{E2}_{e(g)} - \alpha^{M1}_{e(g)}$, I - интенсивность лазера, X-смещение атома от положения равновесия, k-волновое число.

Ovsiannikov V. D. et al. 2013 *Phys. Rev. A* ***88***, *013405*

Энергия колебаний и сдвиг часовой частоты

Энергия колебаний атома в окрестности пучности стоячей волны оптической решетки:

$E^{vib}_{g(e)}(I,n) = -D_{g(e)}(I) + \Omega_{g(e)}(I)\left(n+\frac{1}{2}\right) - E^{anh}_{g(e)}(I)\left(n^2+n+\frac{1}{2}\right)$

где:

$\Omega_{g(e)}(I) = 2\sqrt{\mathcal{E}^{rec}\left[\alpha^{dqm}_{g(e)}(\omega)I + \beta_{g(e)}(\xi,\omega)I^2\right]}$-собственная частота гармонических атомных колебаний

$E^{anh}_{g(e)}(I) = \frac{\mathcal{E}^{rec}}{2}\left[1+\frac{3\beta_{g(e)}(\omega)I}{\alpha^{dqm}_{g(e)}(\omega)}\right]$-ангармоническая поправка

$\mathcal{E}^{rec} = \frac{k^2}{2M}$ - энергия отдачи фотона решетки

n - квантовые числа осциллятора

Сдвиг часовой частоты:

$$\Delta\nu^{latt}_{cl}(I,n) = E^{vib}_{e}(I,n) - E^{vib}_{g}(I,n) =$$

$$= -\Delta D(I) + \Delta\Omega(I)\left(n+\frac{1}{2}\right) - \Delta E^{anh}(I)\left(n^2+n+\frac{1}{2}\right)$$

Сдвиг часовой частоты

В итоге, сдвиг частоты часового перехода индуцированный лазерным полем решетки с учетом поправок, квадратичных по интенсивности I поля, можно представить в виде

$$\Delta\nu_{cl}^{latt}(n,\xi,I) = c_{1/2}(n)I^{1/2} + c_1(n,\xi)I + c_{3/2}(n,\xi)I^{3/2} + c_2(\xi)I^2.$$

где

$$\begin{aligned}
c_{1/2}(n) &= -\Delta\alpha_m^{qm}\sqrt{\frac{\mathcal{E}^{rec}}{\alpha_m^{E1}}}\left(n+\frac{1}{2}\right);\\
c_1(\xi,n) &= -\frac{3\mathcal{E}^{rec}}{2\alpha_m^{E1}}\Delta\beta(\xi)\left(n^2+n+\frac{1}{2}\right);\\
c_{3/2}(\xi,n) &= 2\Delta\beta\xi\sqrt{\frac{\mathcal{E}^{rec}}{\alpha_m^{E1}}}\left(n+\frac{1}{2}\right);\\
c_2(\xi) &= -\Delta\beta(\xi).
\end{aligned}$$

Существует еще одна возможность уменьшить сдвиг $\Delta\nu_{cl}^{latt}$ - путем настройки лазерной решетки на такую операционную магическую частоту, в которой учитывается зависимость дипольной поляризуемости от частоты лазера. Для этого можно перестроить частоту магической решетки $\omega = \omega_m + \Delta\omega_m$ таким образом, чтобы минимизировать коэффициенты $c_{1/2}(n)$ и $c_1(\xi, n)$ с учетом этой зависимости:

$$\begin{aligned} c_{1/2}(n) &= \left(\frac{\partial\Delta\alpha_m^{E1}}{\partial\omega}\Delta\omega_m - \Delta\alpha_m^{qm}\left(n+\frac{1}{2}\right)\right)\sqrt{\frac{\mathcal{E}^{rec}}{\alpha_m^{E1}}}; \\ c_1(\xi, n) &= -\frac{\partial\Delta\alpha_m^{E1}}{\partial\omega}\Delta\omega_m - \frac{3\mathcal{E}^{rec}}{2\alpha_m^{E1}}\Delta\beta(\xi)\left(n^2+n+\frac{1}{2}\right), \end{aligned} \qquad (1)$$

где $\Delta\alpha_m^{E1} = \alpha_e^{E1}(\omega) - \alpha_g^{E1}(\omega)$ - разность дипольных поляризуемостей часовых уровней на произвольной частоте ω,

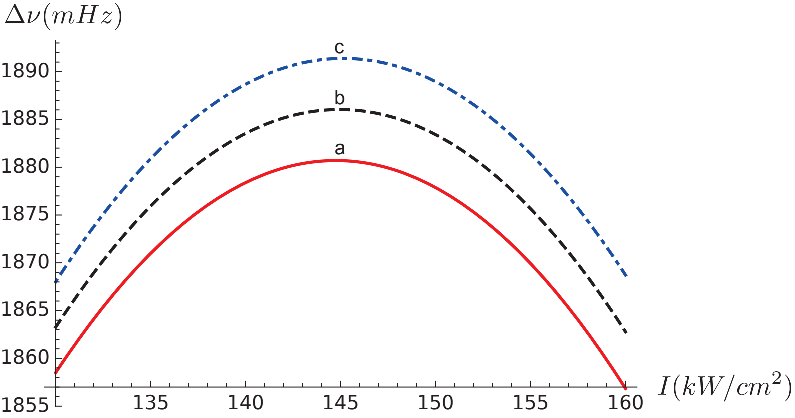
$\dfrac{\partial\Delta\alpha_m^{E1}}{\partial\omega} = \left.\dfrac{\partial\Delta\alpha^{E1}(\omega)}{\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_m^d}$ - производная этой разности на магической частоте $\omega = \omega_m$.

Ovsiannikov V. D. et al. 2016 *Phys. Rev. A* ***93***, *043420*

Характеристики атома магния в оптической решетке на магической длине волны 468.46 нм.

ν_{clock}	655 (ТГц)
α_m^{E1}	$17.5 \left(\frac{\text{кГц}}{\text{кВт}/\text{см}^2}\right)$
α_m^{qm}	$5.48 \left(\frac{\text{мГц}}{\text{кВт}/\text{см}^2}\right)$
$\Delta\beta_m^{l}$	$111 + 5.88\imath \left(\frac{\text{мкГц}}{(\text{кВт}/\text{см}^2)^2}\right)$
$\Delta\beta_m^{c}$	$1735 + 8.69\imath \left(\frac{\text{мкГц}}{(\text{кВт}/\text{см}^2)^2}\right)$
$\frac{\partial\Delta\alpha_m^{E1}}{\partial\omega}$	$0.42 \left(\frac{10^{-9}}{\text{кВт}/\text{см}^2}\right)$
$\mathcal{E}^{rec}$	37.9 (кГц)

Сдвиг часовой частоты в атомах Mg



Зависимость от интенсивности лазера I сдвигов часовой частоты в атомах магния $\Delta\nu_{cl}^{latt}$, индуцированных полем оптической решетки на магической длине волны $\lambda_m = 468.46$ нм. Кривая (a) соответствует сдвигу магической частоты $\Delta\omega_m = -74.9$ МГц, кривая (b) - $\Delta\omega_m = -75.0$ МГц, кривая (c) - $\Delta\omega_m = -75.1$ МГц.($\Delta\omega_m = \omega - \omega_m$). Часовая частота без учета сдвига: $\nu_{cl} = 655$ ТГц.

Выводы

Неопределенность сдвига, индуцированного взаимодействием атома с полем решетки, из-за неоднородности распределения интенсивности по расположению атомов магния в оптической решетке между 140 и 160 кВт/см^2 достигает 23 мГц при отстройке магической частоты $\Delta\omega_{mag} = -75$ МГц. Чтобы уменьшить неопределенность $\Delta\nu_{cl}^{latt}$ до уровня 0.5 мГц, относительная неопределенность распределения операционной интенсивности по позициям атомов магния в решетке не должна превышать 2% в окрестности $I = 145$ кВт/см^2.