

Удержание и контроль одиночного атома в наноразмерном фотонном кристалле

Елена Кузнецова^{1,2,3}, Johannes Feist^{3,4}, Qimin Quan⁵,
Jeff Thompson⁴, Tobias Tiecke⁴, Susanne Yelin^{2,3,4},
Mikhail Lukin⁴

¹Институт Прикладной Физики, Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия

²Department of Physics, University of Connecticut, Storrs, CT, USA

³ITAMP, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics. Cambridge, MA, USA

⁴Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA, USA

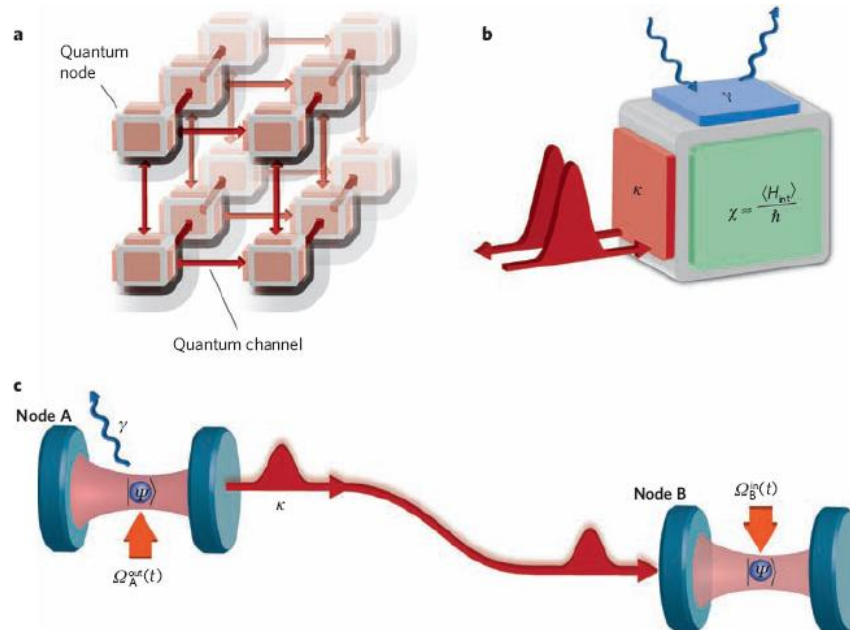
⁵The Rowland Institute, Harvard University, Cambridge, MA, USA

Квантовые коммуникации

- Квантовые коммуникации используют свойства одиночных или пар перепутанных (entangled) фотонов как надежных передатчиков квантовой информации
- Позволяют генерировать абсолютно защищенный квантовый ключ для шифрования сообщений в квантовой криптографии
- Позволяют передавать квантовые состояния посредством телепортации в квантовых сетях
- Прямая передача фотонов ограничена потерями и деполяризацией (0.2 dB/km в телекоммуникационных волокнах: длина передачи ~ 100 km)
- Длина передачи может быть увеличена используя промежуточные квантовые узлы
- Фотоны в узлах могут храниться, обрабатываться и считываться

Одиночные атомы в оптических резонаторах как элементарные узлы квантовых сетей (quantum networks)

- Одиночный атом в оптическом резонаторе когерентно взаимодействует с фотоном моды резонатора (cavity QED)
- Когерентное взаимодействие позволяет манипулировать фотоном посредством атома и наоборот
- Когерентное манипулирование фотоном посредством атома в cavity QED позволяет контролируемо записывать, хранить и считывать одиночные фотоны



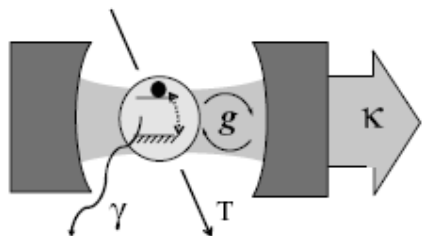
H.J.Kimble, Nature **453**,1053 (2008)

Оптические резонаторы



Serge Haroshe
 Нобелевская премия
 по физике 2012 года
 за измерение и
 контроль одиночных
 фотонов

• резонаторы Fabri-Perot



размеры $\sim 10-100 \mu\text{m}$, $Q \sim 10^6-10^9$

Проблемы: - требуют точной стабилизации
 - не интегрируются на микрочипы

• Микросферы, микротороиды, нано-проводаки и нано-волокна

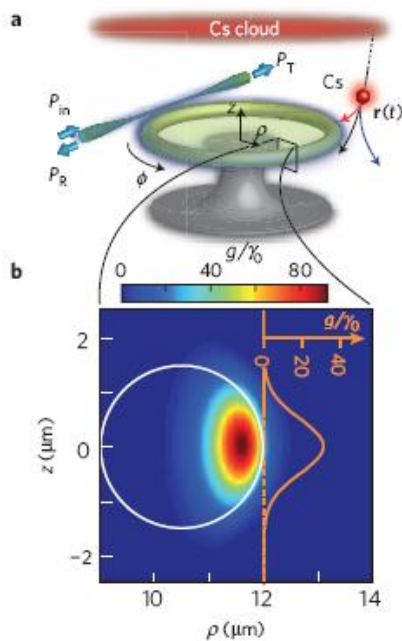
	Fabry-Perot	Whispering gallery	Photonic crystal
High Q	<p>$Q: 2,000$ $V: 5 (\lambda/n)^3$</p>	<p>$Q: 12,000$ $V: 6 (\lambda/n)^3$</p> <p>$Q_{\text{III-V}}: 7,000$ $Q_{\text{Poly}}: 1.3 \times 10^5$</p>	<p>$Q: 13,000$ $V: 1.2 (\lambda/n)^3$</p>
Ultra-high Q	<p>$F: 4.8 \times 10^5$ $V: 1,690 \mu\text{m}^3$</p>	<p>$Q: 8 \times 10^9$ $V: 3,000 \mu\text{m}^3$</p> <p>$Q: 10^8$</p>	

K. Vahala, Nature
424, 893 (2003)

От микро к нано-резонаторам

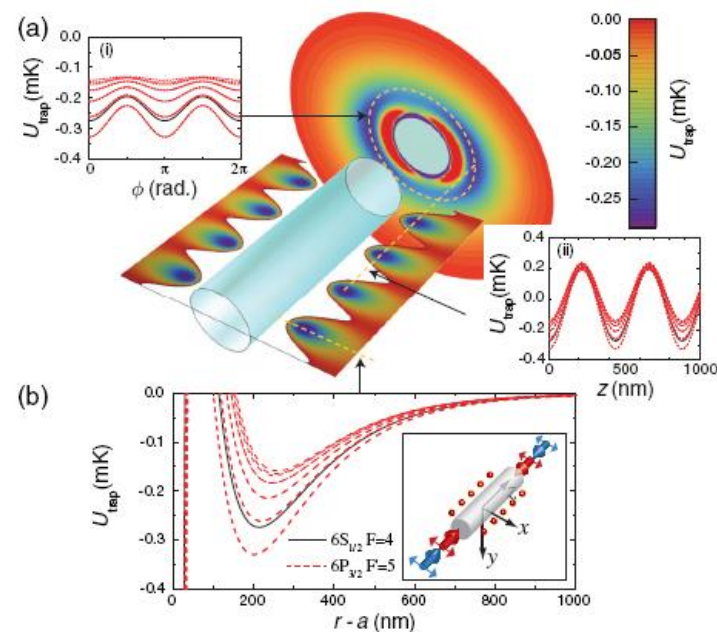
- Нано-резонаторы имеют объем $V \leq (\lambda/n)^3$
- Коэффициент связи атома и моды резонатора $g = \mu E_c = \mu \sqrt{\frac{\hbar \omega_c}{2 \epsilon_0 V}}$
- наноразмеры обеспечивают большой g

Микротороидный резонатор



D.J. Alton, N.P. Stern, T. Aoki, et al., Nat. Phys. 7, 159 (2010)

Резонатор на нановолокне



A. Goban, K.S. Choi, D.J. Alton, et al., PRL 109, 033603 (2012)

Атом в максимуме моды резонатора

- В микротороидном и нано-волокнутом резонаторе атом находится вне максимума моды: коэффициент связи не максимален
- Максимальный коэффициент связи: атом в фотонном кристалле

Пример: квантовые точки в фотонном кристалле

J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, A. Scherer, PRE 65, 016608 (2001)

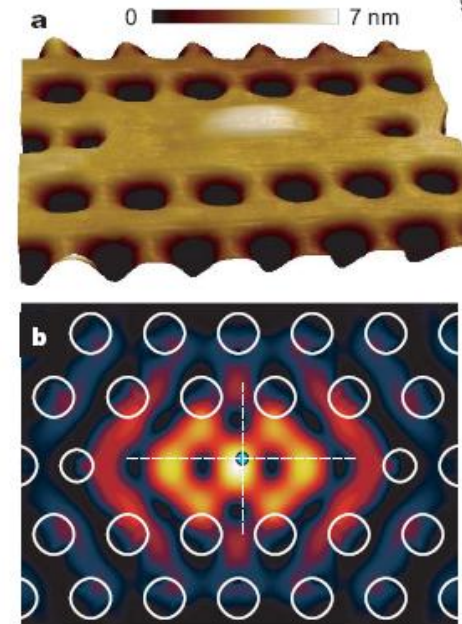
K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, et al., Nature 445, 896 (2007)

Fushman, D. Englund, A. Faraon, et al., Science 320, 769 (2008).

Была продемонстрирована сильная связь $g \gg \kappa, \gamma$

- вакуумные Раби осцилляции
- фотонная блокада
- фотонное туннелирование

- - Свойства квантовых точек (энергия перехода) зависят от среды
- недетерминированное пространственное положение
- быстрые времена распада когерентности на оптическом переходе
- требуют криогенных температур и установок



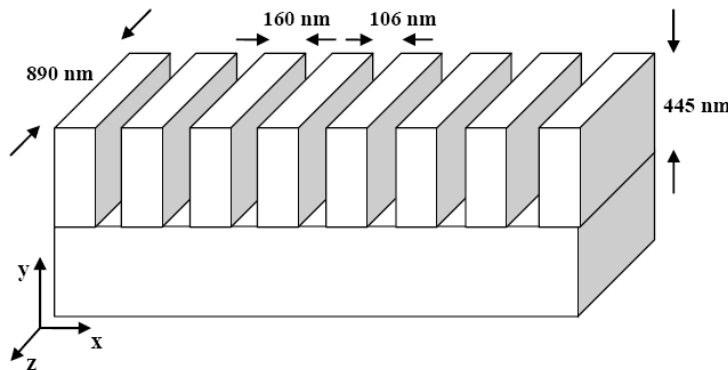
Нейтральные атомы в фотонных кристаллах

- атомы идентичны
- могут быть помещены в заданную точку в пространстве
- относительно медленный распад оптической когерентности
- управление с помощью лазерных полей

? Удержание и контроль атома в наноразмерном фотонном кристалле ?

Одномерный фотонный кристалл (1D nanobeam “bookshelf” photonic crystal)

Q. Quan, M. Loncar, Opt. Expr. **19**, 18529 (2011)



-Двойная TE/TM локализованная мода с максимумом в центральном воздушном зазоре

- $\lambda_{TE}=786.5 \text{ nm}$, $\lambda_{TM}=780.4 \text{ nm}$

-Амплитуды мод

$$E_{\alpha,i}^2 = E_0^2 \cos^2(\pi x / a) \exp(-\sigma_i x^2) \exp(-\xi_{y,i} y^2 - \xi_{z,i} z^2)$$

TiO₂, n=2.4, N=40 периодов с обеих сторон от центра; период a=266 nm

Объем ТМ моды $V_{eff} = \int d^3 \vec{r} \epsilon(x) \epsilon_0 \langle \vec{E}^2(\vec{r}, t) \rangle / \langle \epsilon_0 \vec{E}^2(\vec{r}, t) \rangle_{max} \approx 9.5(\lambda / n)^3$

Фактор Пурселла $F_p = 3\lambda^3 Q_{TM} / 4\pi^2 V_{eff} \approx 398$

Скорость распада ТМ моды $\kappa = \omega / 2Q_{TM} = 53.4 \text{ GHz}$

Вакуумная Раби частота $g = \sqrt{\mu^2 \omega / 2\hbar \epsilon_0 V_{eff}} \approx 8 \text{ GHz}$

Скорость распада населенности $\Gamma_0 = \mu^2 \omega^3 / 3\pi \epsilon_0 \hbar c^3 = 3.8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$

Пурселл режим: $g^2 / \kappa \gamma \gg 1$, $g < \kappa$, $g \gg \gamma$, $\gamma = \Gamma_0 / 2$

TABLE I: Parameters of the crystal modes

$a_{TE/TM}$, μm	σ_{TE} , μm^{-2}	σ_{TM} , μm^{-2}	$\xi_{z,TE}$, μm^{-2}	$\xi_{z,TM}$, μm^{-2}
0.266	0.13	0.08	10	8
$\xi_{y,TE,TM}$, μm^{-2}	λ_{TE} , nm	λ_{TM} , nm	Q_{TE}	Q_{TM}
10	786.5	780.24	$2 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^3$

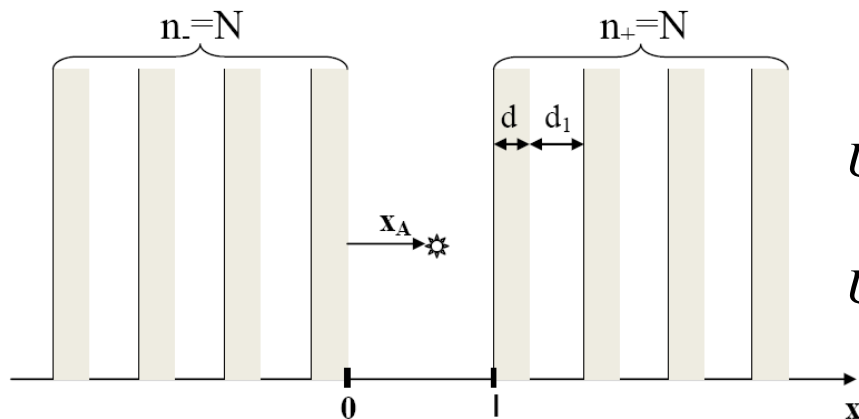
Атомная ловушка на основе моды кристалла

- Центральный воздушный зазор = 106 nm: доступ внешним лазерным полям затруднен
- Нерезонансная TE мода ($\lambda_{TE}=786.5$ nm) может использоваться для создания дипольной ловушки для основного $5 S_{1/2}$ состояния ^{87}Rb
- Дипольный потенциал (Штарковский сдвиг уровня)

$$U_{FORT} = -\frac{1}{2} \langle \vec{d} \vec{E} \rangle = -\frac{1}{4} \text{Re}(\alpha) |\vec{E}|^2$$

поляризуемость $5 S_{1/2} \alpha_{5S} \approx 8 \cdot 10^3$ а.е. на $\lambda_{TE}=786.5$ nm

- Для расстояний ≤ 100 μm между атомом и стенкой резонатора ван-дер-Ваальсово/Казимир-Полдерово взаимодействие является значительным
- Система бесконечных диэлектрических пластинок дает хорошее приближение реального потенциала



$$U_n(\vec{r}_A) = U_n^{or}(\vec{r}_A) + U_n^r(\vec{r}_A)$$

$$U_n^{or}(\vec{r}_A) = \frac{\mu_0}{\pi} \sum_k \int_0^\infty d\zeta \frac{\omega_{nk} \zeta}{\omega_{nk}^2 + \zeta^2} \vec{d}_{nk} G^{(1)}(\vec{r}_A, \vec{r}_A, i\zeta) \vec{d}_{kn}$$

$$U_n^r(\vec{r}_A) = -\mu_0 \sum_k \theta(\omega_{nk}) \omega_{nk}^2 \vec{d}_{nk} \text{Re} G^{(1)}(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega_{nk}) \vec{d}_{kn}$$

• Гриневский тензор рассеянного излучения

$$\left[\nabla \times \nabla \times - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}, \omega) \right] G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}', \omega) = \delta(\vec{r} - \vec{r}') I$$

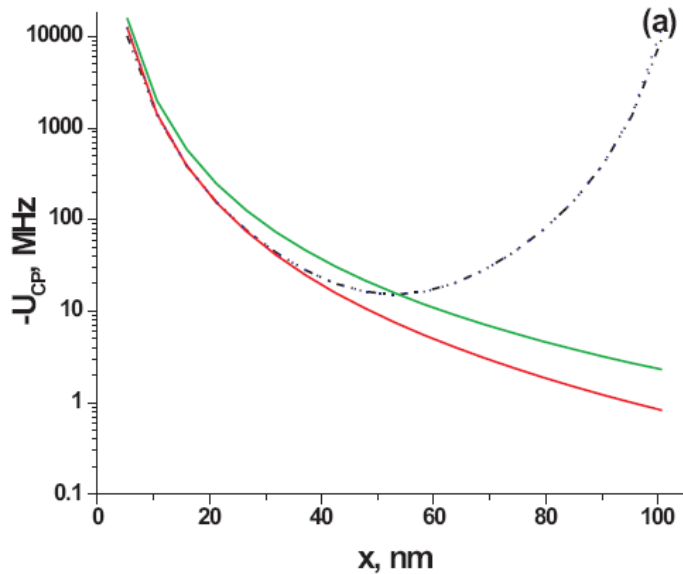
$$G^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}', i\zeta) = \int d^2 q e^{i\vec{q}(\vec{\rho} - \vec{\rho}')} G^{(1)}(\vec{q}, x, x', i\zeta)$$

$$G^{(1)}(\vec{q}, x, x', i\zeta) = \frac{1}{8\pi^2 b} \sum_{\sigma=s,p} \left(\frac{r_{\sigma}^{-} r_{\sigma}^{+} e^{-2bl}}{D_{\sigma}} \left[\vec{e}_{\sigma}^{(+)} \vec{e}_{\sigma}^{(+)} e^{-b(x-x')} + \vec{e}_{\sigma}^{(-)} \vec{e}_{\sigma}^{(-)} e^{b(x-x')} \right] + \frac{1}{D_{\sigma}} \left[\vec{e}_{\sigma}^{(+)} \vec{e}_{\sigma}^{(-)} r_{\sigma}^{-} e^{-b(x+x')} + \vec{e}_{\sigma}^{(-)} \vec{e}_{\sigma}^{(+)} r_{\sigma}^{+} e^{-2bl} e^{b(x+x')} \right] \right)$$

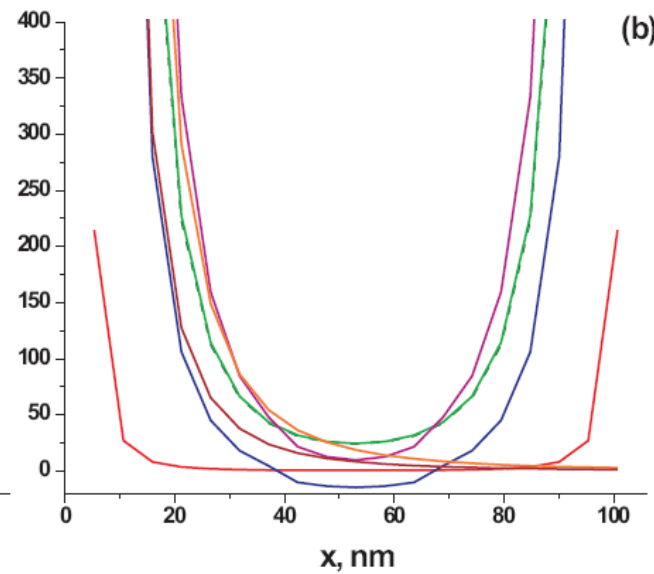
$$\vec{e}_s^{(\pm)} = \vec{e}_q \times \vec{e}_x, \vec{e}_p^{(\pm)} = -\frac{c}{\zeta} (iq\vec{e}_x \pm b\vec{e}_q)$$

$$D_{\sigma}(q, i\zeta) = 1 - r_{\sigma}^{-} r_{\sigma}^{+} e^{-2bl}$$

r_{σ}^{\pm} - коэффициенты отражения от левой (правой) системы диэлектрических пластин

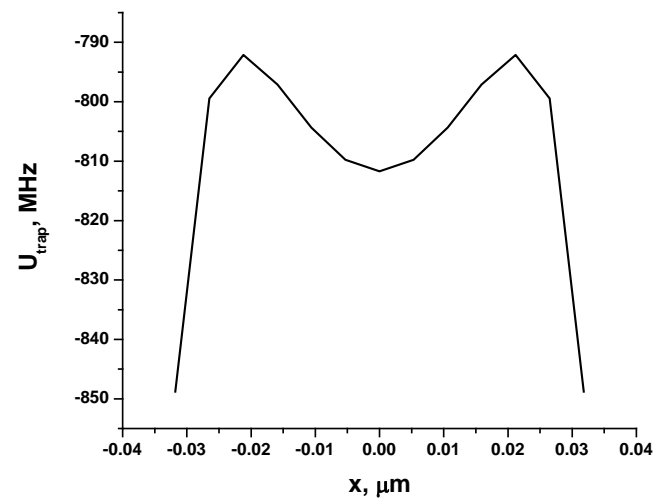
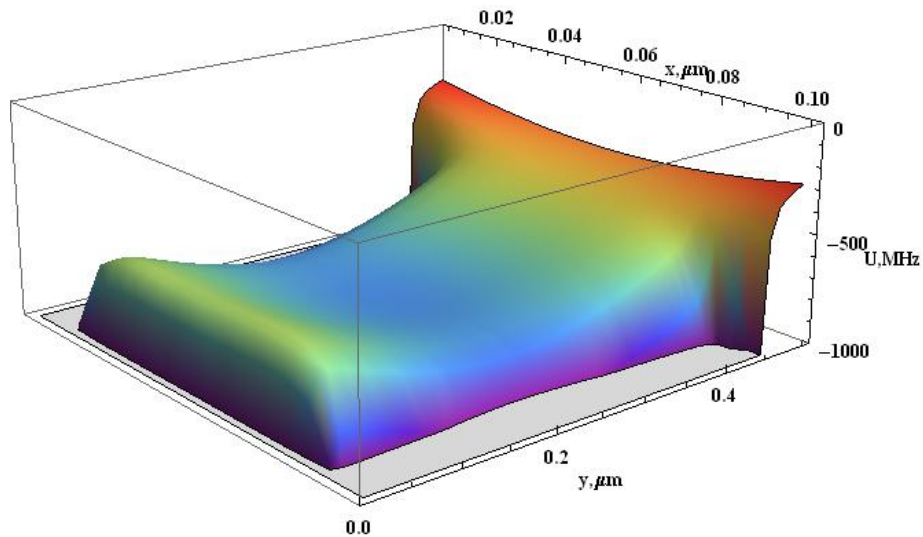


5 S_{1/2} |F=2, m=2>

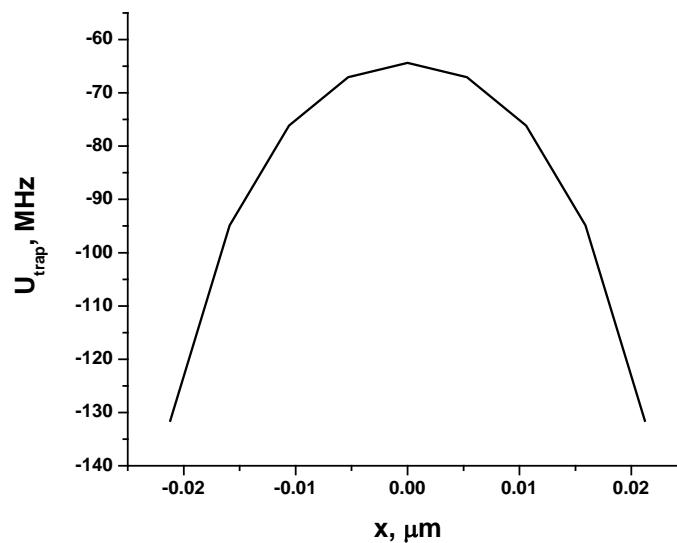
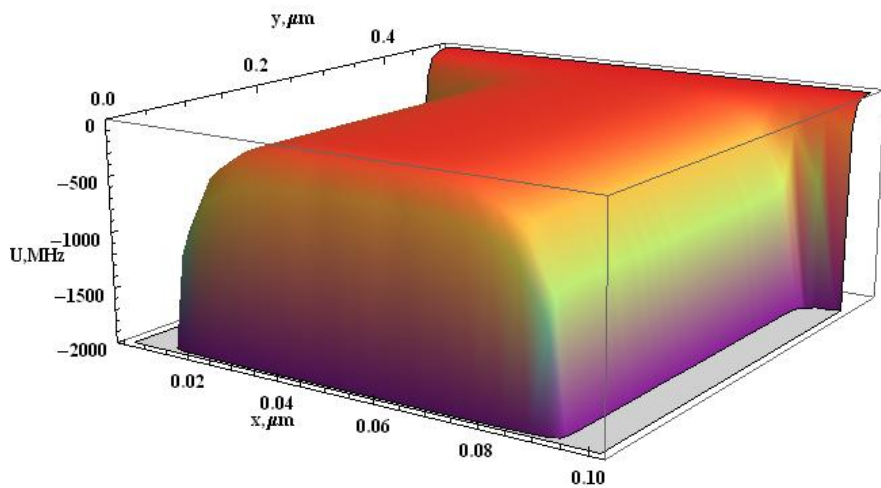


5 P_{3/2} |F=3, m=3>

Потенциал ловушки с учетом vdW/CP взаимодействия



$5 S_{1/2} |F=2, m=2\rangle, E_0=4 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$



$5 P_{3/2} |F=3, m=3\rangle, E_0=4 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$

Взаимодействие атома с модой резонатора

- Гамильтониан взаимодействия атома с модой резонатора

$$\hat{H} = \hbar\Delta_{cp}\hat{a}^+\hat{a} + \hbar(\Delta - S_e)\hat{\sigma}^+\hat{\sigma}^- - \hbar S_g\hat{\sigma}^-\hat{\sigma}^+ + i\hbar g(\hat{\sigma}^+\hat{a} - \hat{a}^+\hat{\sigma}^-) + \hbar\eta(\hat{a} + \hat{a}^+)$$

- Уравнения Гейзенберга для операторов поля и атомных когерентностей

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -(i\Delta_{cp} + \kappa)\hat{a} - g\hat{\sigma}^- - i\eta$$

$$\frac{d\hat{\sigma}^-}{dt} = -(i(\Delta - S_e + S_g) + \Gamma)\hat{\sigma}^- - 2g\hat{a}\hat{\sigma}_z$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_z}{dt} = -2\Gamma\left(\hat{\sigma}_z + \frac{1}{2}\right) + g(\hat{\sigma}^+\hat{a} + \hat{a}^+\hat{\sigma}^-)$$

$$\hat{\sigma}_z = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}^+\hat{\sigma}^- - \hat{\sigma}^-\hat{\sigma}^+)$$

- Мода резонатора быстро затухает: может быть адиабатически исключена

$$\hat{a} \approx -\frac{g\hat{\sigma}^- + i\eta}{i\Delta_{cp} + \kappa}$$

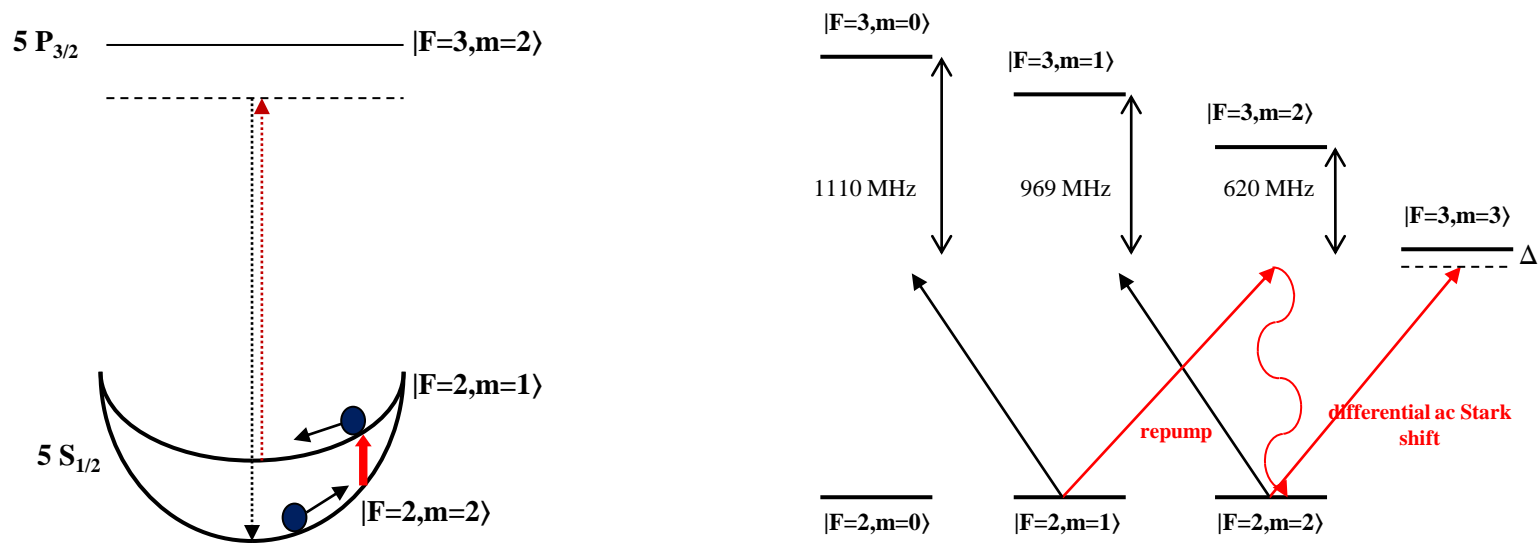
- Блоховские уравнения для двухуровневого атома, модифицированные модой резонатора

$$\frac{d\hat{\sigma}^-}{dt} = -\left(i(\Delta - S_e + S_g) + \gamma + \frac{g^2}{i\Delta_{cp} + \kappa}\right)\hat{\sigma}^- + \frac{2i\eta g}{i\Delta_{cp} + \kappa}\hat{\sigma}_z$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_z}{dt} - 2\left(\gamma + \kappa \frac{g^2}{\Delta_{cp}^2 + \kappa^2}\right)\left(\hat{\sigma}_z + \frac{1}{2}\right) - i\eta g\left(\frac{\hat{\sigma}^+}{i\Delta_{cp} + \kappa} - \frac{\hat{\sigma}^-}{-i\Delta_{cp} + \kappa}\right)$$

Сизифовское охлаждение при помощи дифференциального Штарковского сдвига Зеемановских подуровней в $5 S_{1/2}$

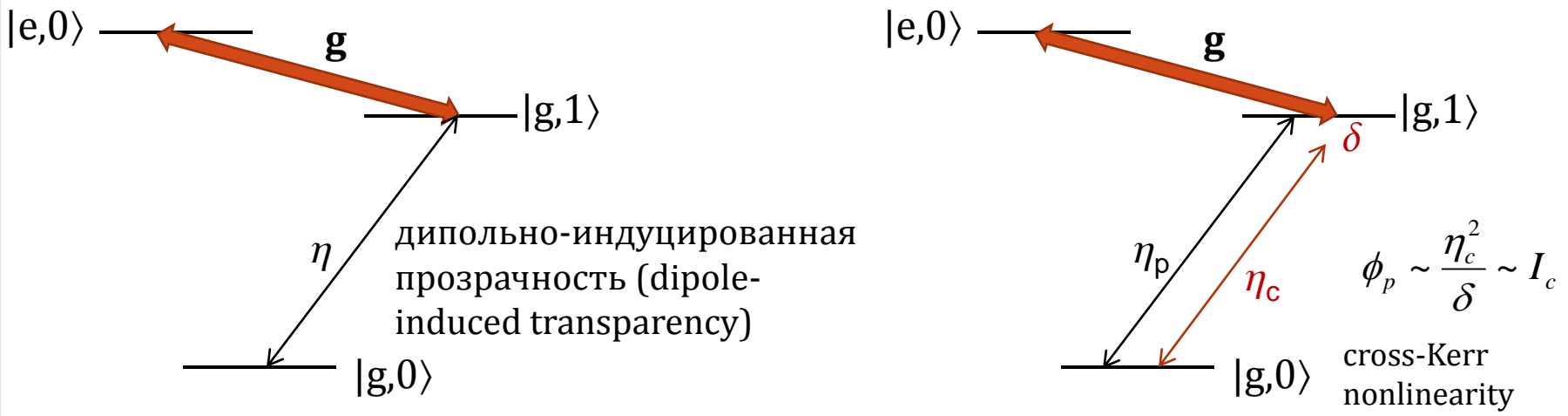
- Зеемановские подуровни возбужденного состояния не удерживаются из-за сильного vdW/CP взаимодействия в $5 P_{3/2}$
- Можно использовать Сизифовское охлаждение с помощью радиочастотного поля в основном $5 S_{1/2}$ состоянии



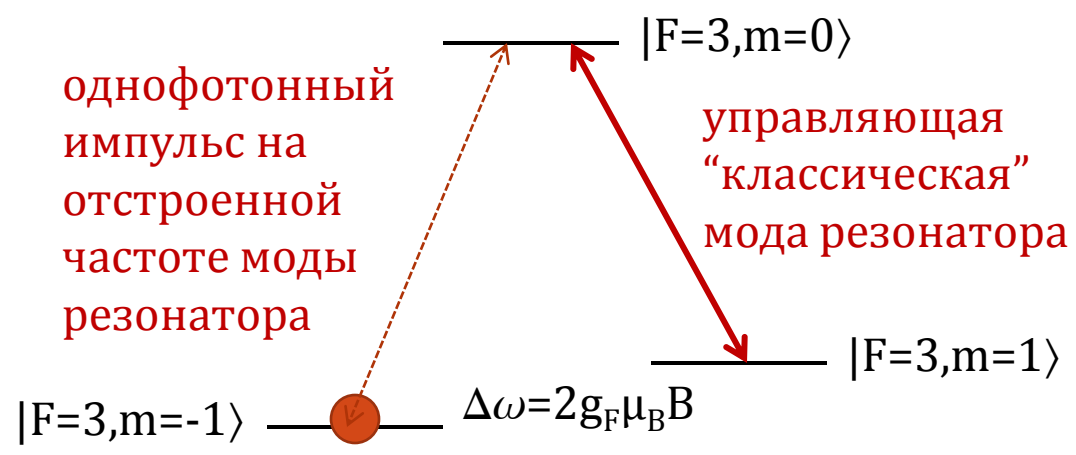
- Один цикл охлаждения удаляет ~ 0.1 MHz энергии за ~ 1 ms, скорость охлаждения ~ 4.5 mK/s
- Можно получить ~ 16 циклов охлаждения перед уходом атома на неохлаждаемые подуровни $|F=2, m=0, -1\rangle$, удаляя энергию ~ 70 μ K

Применения

- Двухуровневая система: фотон-фотонное взаимодействие за счет Керровской нелинейности – двухкубитовые операции



- Трехуровневая система: запись и считывание фотона в сверхтонкие состояния атома



Заключение

- Предложена и проанализирована схема удержания и контроля одиночного атома в максимуме моды наноразмерного фотонного кристалла на примере ^{87}Rb и 1D nanobeam “bookshelf” кристалла
- Проанализировано влияние ван-дер-Ваальсового взаимодействия со стенками кристалла на форму потенциала ловушки
- С учетом особенностей потенциала ловушки (отсутствие удержания для возбужденных состояний) предложен метод охлаждения механического движения атома при помощи Сизифовского охлаждения за счет дифференциального Штарковского сдвига Зеемановских подуровней $5 S_{1/2}$ состояния