

Лазерное охлаждение ионов $^{171}\text{Yb}^+$ в частотно-модулированном поле

О.Н.Прудников, С.В.Чепуров, А.А.Луговой, К.М.Румынин, С.Н.Кузнецов, А.В.Тайченачев, В.И.Юдин, С.Н.Багаев

Исследовано лазерное охлаждение ионов иттербия в радиочастотной ловушке под действием резонансного лазерного поля с частотной модуляцией. Показано, что достижение наименьших температур лазерного охлаждения, близких к доплеровскому пределу, возможно при параметре модуляции поля $\mu \geq 0.1$. При меньших значениях μ область оптимальных для охлаждения параметров поля смещается в сторону больших интенсивностей и минимальная достижимая температура лазерного охлаждения возрастает.

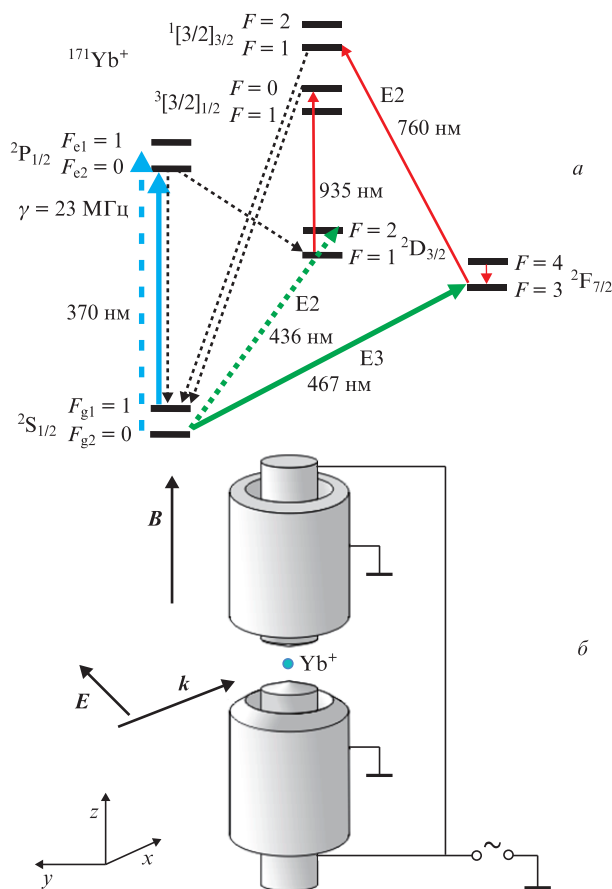
Ключевые слова: лазерное охлаждение, ион $^{171}\text{Yb}^+$, радиочастотная ловушка, частотно-модулированное поле.

1. Введение

В настоящее время методы лазерного охлаждения хорошо развиты и применяются для охлаждения и удержания нейтральных атомов и ионов, что находит широкое применение в различных областях современных исследований: в спектроскопии сверхвысокого разрешения, для создания сверхчувствительных квантовых сенсоров на основе атомных интерферометров (гироскопов и гравиметров) [1–3], для исследования фундаментальных свойств вырожденного газа (бозе- и ферми-конденсатов) [4, 5]. Одним из наиболее перспективных направлений, использующих холодные атомы и ионы, является развитие современных оптических стандартов частоты [6–9]. Стандарты частоты на базе одиночного иона иттербия, локализованного в радиочастотной ловушке Пауля, в настоящее время демонстрируют среди ионных стандартов наилучшие характеристики относительной неопределенности [10], сравнимые с лучшими показателями атомных стандартов частоты на нейтральных атомах (Sr, Yb) в оптических решетках [9, 11].

Ион $^{171}\text{Yb}^+$ является одним из перспективных кандидатов для создания нового поколения оптических стандартов частоты. Схемы низлежащих уровней, используемых для лазерного охлаждения этого иона и часовых переходов, а также схема радиочастотной ловушки представлены на рис.1. Особенности строения системы энергетических уровней иона иттербия позволяют использовать для разработки оптического стандарта квадрупольный переход $^2\text{S}_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2\text{D}_{3/2} (F=2)$ с длиной волны 436 нм и естественной шириной 3.1 Гц или октупольный переход $^2\text{S}_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2\text{F}_{7/2} (F=3)$ с длиной волны 467 нм и естественным временем жизни несколько лет (рис.1,а)

[12–14]. Возможность использования компактных диодных лазеров в схемах охлаждения иона и детектирования часового перехода наряду с применением волоконных линий доставки лазерного излучения делает ион $^{171}\text{Yb}^+$ оптимальным для создания оптического стандарта частоты бортового базирования. Кроме того, в отличие от 172-го изотопа, ион $^{171}\text{Yb}^+$ в основном состоянии $^2\text{S}_{1/2}$ имеет полный угловой момент $F=0$, что обеспечивает малую



О.Н.Прудников, К.М.Румынин, С.Н.Кузнецов, А.В.Тайченачев, В.И.Юдин, С.Н.Багаев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: oleg.nsu@gmail.com
С.В.Чепуров, А.А.Луговой. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3

Поступила в редакцию 2 августа 2017 г.

Рис.1. Схема низлежащих уровней иона $^{171}\text{Yb}^+$, используемых для лазерного охлаждения (а), и схема радиочастотной ловушки (б).

чувствительность стандарта к сдвигам частоты часовых переходов из-за магнитного поля вследствие отсутствия линейного эффекта Зеемана.

Специфика охлаждения ионов $^{171}\text{Yb}^+$ заключается в том, что использующийся для лазерного охлаждения оптический переход $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}$ имеет по два энергетических уровня в основном и возбужденном состояниях с полными угловыми моментами $F = 0$ и $F = 1$ (рис.1,а). Величина сверхтонкого расщепления составляет 12.6 ГГц для уровней $^2\text{S}_{1/2}$ -состояния и 2.1 ГГц для уровней $^2\text{P}_{1/2}$ -состояния.

Для локализации иона в ловушке в режиме Лэмба–Дике применяется метод доплеровского лазерного охлаждения на переходе $^2\text{S}_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 0)$ с длиной волны 369.5 нм и естественной шириной линии $\gamma = 23$ МГц. В результате нерезонансного насыщения уровня $^2\text{P}_{1/2} (F = 1)$ и последующего перехода на уровень $^2\text{S}_{1/2} (F = 0)$ ионы выходят из взаимодействия с охлаждающим монохроматическим полем. Для депопуляции уровня $^2\text{S}_{1/2} (F = 0)$ и возвращения иона в процесс лазерного охлаждения частоту охлаждающего лазера изменяют скачкообразно: с частоты, близкой к частоте между сверхтонкими компонентами перехода $^2\text{S}_{1/2} (F = 1) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 0)$, на частоту, приводящую к насыщению оптического перехода $^2\text{S}_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 1)$, и обратно [15]. Другим вариантом является использование частотно-модулированного поля, при котором основная компонента вблизи резонанса оптического перехода $^2\text{S}_{1/2} (F = 1) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 0)$ обеспечивает лазерное охлаждение, а боковая полоса, резонансная переходу $^2\text{S}_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 1)$, предотвращает оптическую накачку уровня $^2\text{S}_{1/2} (F = 0)$ [16]. Существует также канал распада с уровня $^2\text{P}_{1/2} (F = 1)$ на уровень $^2\text{D}_{3/2}$ (коэффициент ветвления $\alpha = 6.6 \times 10^{-2}$ [16]). Депопуляция уровня $^2\text{D}_{3/2}$ осуществляется полем накачки с длиной волны 935.2 нм, резонансным переходу $^2\text{D}_{3/2} - ^3[3/2]_{1/2}$, и последующим спонтанным распадом с уровня $^3[3/2]_{1/2}$ на $^2\text{S}_{1/2}$ (рис.1,а). В нашем эксперименте интенсивность излучения накачки $I_p \approx 5$ Вт/см², что приводит к полной депопуляции уровня $^2\text{D}_{3/2}$.

Несмотря на то что лазерное охлаждение ионов иттербия успешно экспериментально реализовано (см. напр., [15–19]), на наш взгляд, представляет теоретический интерес описание лазерного охлаждения ионов в радиочастотной ловушке в частотно-модулированном поле и сравнение с результатами классической модели лазерного охлаждения в монохроматическом поле.

Рассмотрим задачу лазерного охлаждения иона $^{171}\text{Yb}^+$ в частотно-модулированном поле:

$$E(t) = E_0 e \exp(ikx) \exp[-f(t)] + \text{к.с.}, \quad (1)$$

$$f(t) = \omega t + \mu \cos(\Delta\omega t),$$

где ω – несущая частота поля; $\Delta\omega$ – частота модуляции; μ – индекс модуляции частоты; E_0 – амплитуда электромагнитного поля; e – единичный комплексный вектор поляризации; $k = \omega/c$. При этом несущая частота ω находится вблизи резонанса для оптического перехода $^2\text{S}_{1/2} (F = 1) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 0)$, а частоты модуляции – в области резонанса первой гармоники частоты оптического перехода $^2\text{S}_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 1)$, что должно препятствовать накоплению атомов в состоянии $^2\text{S}_{1/2} (F = 0)$ (рис.1,а). В рассматриваемой задаче особый интерес представляет

выявление зависимости параметров лазерного охлаждения от параметров светового поля (интенсивность, частота модуляции $\Delta\omega$ и индекс модуляции частоты μ) и сравнение результатов с результатами классической модели лазерного охлаждения на замкнутом оптическом переходе $F = 1 \rightarrow F = 0$ в монохроматическом поле.

2. Методы и подходы

Для анализа будем использовать квазиклассическое приближение, в котором энергия отдачи, получаемая ионом в единичных актах при взаимодействии с фотонами поля, полагается малой по сравнению с радиационной шириной возбужденного уровня, а отношение ширины импульсного распределения атомов Δp к импульсу фотона, $\hbar k/\Delta p \ll 1$, – достаточно большим [20–24]. Действительно, для рассматриваемого оптического перехода указанные условия хорошо выполняются при реализации лазерного охлаждения ионов $^{171}\text{Yb}^+$ ($\hbar k^2/(2m\gamma) \approx 0.001$, где γ – естественная ширина линии перехода).

В рамках квазиклассического подхода уравнение для атомной матрицы плотности $\hat{\rho}$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{-i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\} \quad (2)$$

(\hat{H} – гамильтониан системы, $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ описывает релаксацию атомной матрицы плотности в процессах спонтанного излучения фотоном) может быть редуцировано к уравнению Фоккера–Планка для функции распределения атомов в фазовом пространстве $W(r, p) = \text{Tr}\{\hat{\rho}(r, p)\}$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{p}{M} \frac{\partial}{\partial r} \right) W = - \frac{\partial}{\partial p} F(r, p) W + \frac{\partial^2}{\partial p^2} D(r, p) W. \quad (3)$$

Здесь F – сила, действующая на атом; D – коэффициент диффузии; M – масса иона. Данная процедура и область применимости квазиклассического подхода достаточно хорошо описаны в литературе [21, 22] для задач взаимодействия атомов с монохроматическим полем. Особенностью рассматриваемой нами задачи является наличие дополнительных гармоник охлаждающего поля, что требует модификации процедуры вывода выражений для кинетических коэффициентов уравнения Фоккера–Планка. Опишем ниже основные моменты данной процедуры. Для этого рассмотрим одномерную модель движения иона в потенциале ионной ловушки

$$U(x) = M\omega_{\text{sec}}^2 x^2/2 \quad (4)$$

в резонансном лазерном поле (1) в присутствии магнитного поля \mathbf{B} . Гамильтониан рассматриваемой системы

$$\hat{H} = \hat{p}^2/(2M) + \hat{H}_0 + \hat{V} - \hat{\mu}\mathbf{B} + \hat{U}, \quad (5)$$

где \hat{V} – оператор взаимодействия с лазерным полем; \hat{H}_0 – гамильтониан свободного атома во вращающемся (в пространстве энергетического псевдоспина) базисе, записанный в матричном виде:

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 = & [\Delta_{e1e2} + \Delta_{g1g2} - \delta - i\mu\varphi(t)] \hat{\Pi}_{e1} \\ & + [\Delta_{g1g2} - \delta - i\mu\varphi(t)] \hat{\Pi}_{e2} + \Delta_{g1g2} \hat{\Pi}_{g1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\delta = \omega - \omega_0$ – отстройка несущей частоты поля (1) от частоты ω_0 атомного перехода ${}^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow {}^2P_{1/2} (F=0)$; $\Delta_{g_1 g_2} = 12.643$ ГГц и $\Delta_{e_1 e_2} = 2.105$ ГГц определяются сверхтонким расщеплением уровней ${}^2S_{1/2}$ и ${}^2P_{1/2}$; $\varphi(t) = \Delta\omega \times [\exp(i\Delta\omega t) - \exp(-i\Delta\omega t)]/2$; $\hat{\Pi}_{e_1} = |{}^2P_{1/2}, F=1\rangle\langle{}^2P_{1/2}, F=1|$, $\hat{\Pi}_{e_2} = |{}^2P_{1/2}, F=0\rangle\langle{}^2P_{1/2}, F=0|$, $\hat{\Pi}_{g_1} = |{}^2S_{1/2}, F=1\rangle\langle{}^2S_{1/2}, F=1|$ – проекторы на состояния, отвечающие уровням рассматриваемого оптического перехода $|e_1\rangle = |{}^2P_{1/2}, F=1\rangle$, $|e_2\rangle = |{}^2P_{1/2}, F=0\rangle$ и $|g_1\rangle = |{}^2S_{1/2}, F=1\rangle$ (рис.1,а).

В дипольном приближении оператор взаимодействия с полем (1) записывается следующим образом:

$$\hat{V}^{e_i g_j} = \Omega \sum_q \hat{T}_q^{e_i g_j} e^q, \quad (7)$$

где $\Omega = \gamma \sqrt{I/(8I_{\text{sat}})}$ – частота Раби; $I_{\text{sat}} \approx 59.4$ мВт/см² – интенсивность насыщения для оптического перехода ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$; e^q – компоненты вектора поляризации поля e в циркулярном базисе;

$$\hat{T}_{q\mu,m}^{e_i g_j} = \sqrt{(2J_{e_i} + 1)(2F_{e_i} + 1)} \begin{Bmatrix} J_{g_j} & J_{e_i} & 1 \\ F_{e_i} & J_{g_j} & I_s \end{Bmatrix} C_{g_j m; 1, q}^{F_{e_i}, \mu} |e_i\rangle \langle g_j|$$

– матричные элементы (операторы $\hat{T}_q^{e_i g_j}$), выраженные через коэффициенты Клебша–Гордана и 6j-символы.

Выражения для силы и коэффициента диффузии (3), так же как и для задачи лазерного охлаждения в монохроматическом поле, могут быть записаны с использованием оператора силы \hat{F} и матрицы $\hat{\eta}$ (см., напр., [20–22]):

$$F(r, p) = \text{Tr}\{\hat{F}\hat{\sigma}(r, p)\}, \quad (8)$$

где оператор силы

$$\hat{F} = -\frac{\partial \hat{V}}{\partial z},$$

а матрица $\hat{\sigma}$ является псевдостационарным решением оптического уравнения Блоха, т.е. уравнения (2) в пренебрежении эффектами отдачи, которое формально можно записать в виде

$$v \frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial z} = \hat{L}\{\hat{\sigma}\} \quad (9)$$

с условием нормировки $\text{Tr}\{\hat{\sigma}\} = 1$. Отметим, что для рассматриваемого случая бегущей волны (1) сила, действующая на ион, является силой спонтанного светового давления и пропорциональна полной населенности уровней ${}^2P_{1/2} (F=0)$ и ${}^2P_{1/2} (F=1)$:

$$F = \gamma \hbar k \text{Tr}\{(\hat{\Pi}_{e_1} + \hat{\Pi}_{e_2})\hat{\sigma}\}.$$

Коэффициент диффузии

$$D = D^{(s)} + D^{(i)}$$

разделяется на вклады, связанные с флуктуацией импульса иона в процессах излучения спонтанных фотонов ($D^{(s)}$) и в процессах вынужденного поглощения и излучения фотонов поля ($D^{(i)}$). Коэффициент спонтанной диффузии $D^{(s)}$ для рассматриваемой конфигурации поля пропорционален населенности атомов в возбужденном состоянии ${}^2P_{1/2}$:

$$D^{(s)} = \hbar^2 k^2 \text{Tr}\{(\hat{\Pi}_{e_1} + \hat{\Pi}_{e_2})\hat{\sigma}\}/10. \quad (10)$$

Коэффициент вынужденной диффузии

$$D^{(i)} = -\text{Tr}\{\hat{F}\hat{\eta}\}, \quad (11)$$

где матрица $\hat{\eta}$ – решение модифицированного уравнения Блоха с источником, которым является антикоммутирующий оператор флуктуации силы $\delta F = \hat{F} - F$ с матрицей $\hat{\sigma}$,

$$v \frac{\partial \hat{\eta}}{\partial z} = \hat{L}\{\hat{\eta}\} - \frac{1}{2}\{\delta F, \hat{\sigma}\}, \quad (12)$$

с условием нормировки $\text{Tr}\{\hat{\eta}\} = 0$. Хотя формальный вид выражений для силы и коэффициентов диффузии (8)–(12) совпадает с видом выражений для развитой квазиклассической теории лазерного охлаждения в монохроматическом поле, основное отличие заключается в том, что оператор \hat{L} зависит от времени (в силу зависимости от времени гамильтониана \hat{H}_0 (6)), и это определяет временную зависимость решений для матриц $\hat{\sigma}$ и $\hat{\eta}$. Для поиска установившихся периодических решений уравнений (9) и (12) матрицы $\hat{\sigma}$ и $\hat{\eta}$ могут быть представлены в виде набора гармоник

$$\hat{\sigma} = \sum_n \hat{\sigma}^{(n)} \exp(-i\Delta\omega t), \quad \hat{\eta} = \sum_n \hat{\eta}^{(n)} \exp(-i\Delta\omega t),$$

амплитуды которых могут быть найдены численно методом цепных дробей [23–25], что, соответственно, позволяет найти силы светового давления и коэффициент диффузии для поиска функции распределения ионов в ловушке $W(z, p)$ (3).

3. Результаты расчетов

На рис.2 представлены зависимости силы светового давления и коэффициента диффузии от скорости иона в ловушке. Отметим, что при нулевых скоростях сила светового давления не равна нулю, и это приводит к смещению иона из положения равновесия в потенциале (4). Необходимым условием для реализации лазерного охлаждения является наличие магнитного поля, которое позволяет разрушить темные (вследствие когерентного пленения населенностей) состояния [26, 27] на уровне $|{}^2S_{1/2}, F=1\rangle$. Функция распределения ионов в ловушке W при рассматриваемых на рис.2 параметрах полей представлена на рис.3.

Полученные импульсные и координатные функции распределения (рис.3) хорошо аппроксимируются гауссовыми функциями $W(p) = A_p \exp[-p^2/(2\sigma_p^2)]$, $W(x) = A_x \times \exp[-x^2/(2\sigma_x^2)]$ с $\sigma_x = 0.05$ мкм и $\sigma_p = 29.6\hbar k$, что соответствует температуре иона в ловушке $k_B T = 0.64\hbar\gamma$ ($T = 0.71$ мК).

Наибольший интерес для задачи лазерного охлаждения ионов состоит в поиске оптимальных параметров светового поля (1) с целью достижения наименьшей температуры, а следовательно, и наименьшей области локализации атомов в ловушке.

На рис.4 представлены зависимости температуры лазерного охлаждения иона ${}^{171}\text{Yb}^+$ в радиочастотной ловушке как функции параметров Ω и δ при различных индексах модуляции μ . Минимальные температуры лазерного охлаждения $k_B T/(\hbar\gamma) = 1.8$ (при $\mu = 0.02$), $k_B T/(\hbar\gamma) = 3.9$ ($\mu = 0.05$) и $k_B T/(\hbar\gamma) = 1.2$ ($\mu = 0.1$) достигаются при

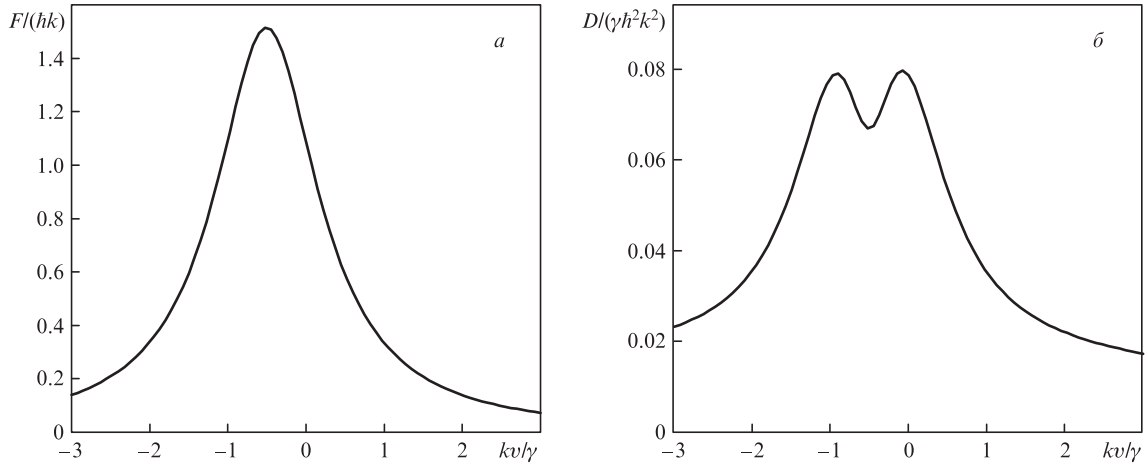


Рис.2. Зависимости силы светового давления (а) и коэффициента диффузии (б) от безразмерной скорости иона $^{171}\text{Yb}^+$ в ловушке при частоте Раби $\Omega = 1\gamma$, отстройке $\delta = -\gamma/2$, амплитуде модуляции $\mu = 0.2$, частоте модуляции $\Delta\omega = \Delta_{g1g2} + \Delta_{e1e2}$. Магнитное поле $H = 10$ Гс направлено вертикально (рис.1.б), электромагнитное поле линейно поляризовано под углом 45° к магнитному полю.

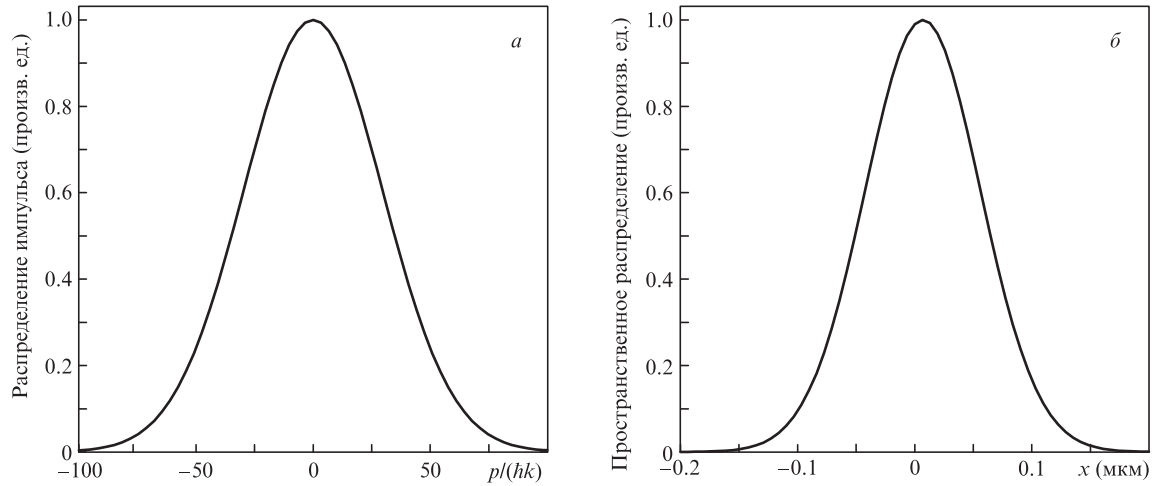


Рис.3. Импульсное (а) и координатное (б) распределения иона $^{171}\text{Yb}^+$ в ловушке ($\omega_{\text{sec}} = 0.6$ МГц). Параметры полей соответствуют рис.2.

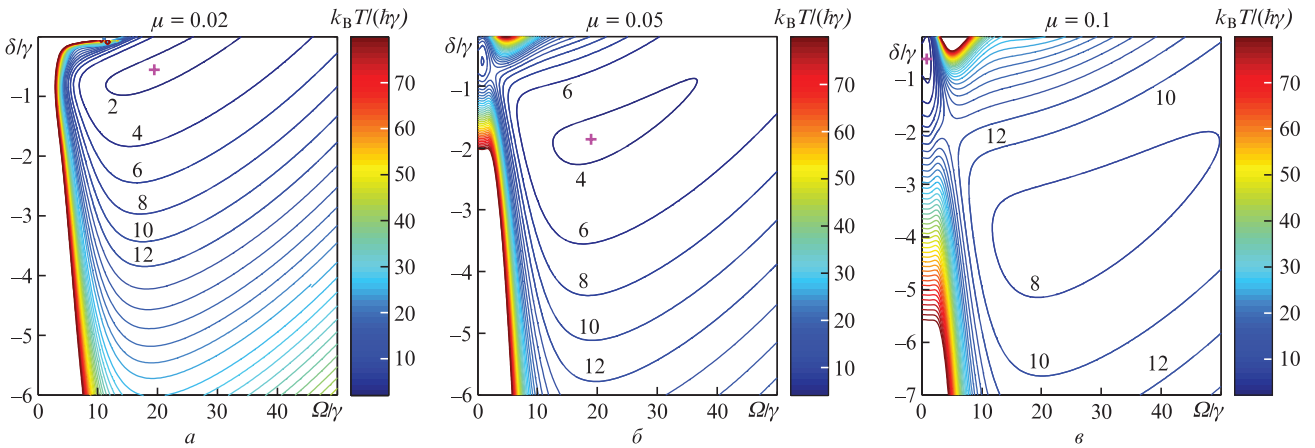


Рис.4. Изолинии зависимости температуры в единицах $\hbar\gamma$ от параметров поля Ω и δ при различных индексах модуляции μ (частота модуляции $\Delta\omega = \Delta_{g1g2} + \Delta_{e1e2}$). Магнитное поле $H = 10$ Гс направлено вертикально (см. рис.1.б), электромагнитное поле линейно поляризовано под углом 45° к магнитному полю. Положение глобальных минимумов температуры лазерного охлаждения отмечено крестиками. Цветные варианты рис.4 и 5 помещены на сайте нашего журнала: <http://www.quantum-electron.ru>.

оптимальных значениях параметров поля $\Omega^*/\gamma = 19.5$, $\delta^*/\gamma = -0.55$ (при $\mu = 0.02$), $\Omega^*/\gamma = 19$, $\delta^*/\gamma = -1.9$ ($\mu = 0.05$) и $\Omega^*/\gamma = 1.2$, $\delta^*/\gamma = -0.6$ ($\mu = 0.1$).

Отметим, что при малых значениях μ температура минимальна при больших интенсивностях светового поля.

При этом минимальная достижимая температура лазерного охлаждения в несколько раз превышает доплеровский предел ($k_B T_D / (\hbar\gamma) \approx 0.5$). При $\mu = 0.05$ и более возникает дополнительная область параметров поля (при малых $\Omega \approx \gamma$ и отстройках $\delta \approx -\gamma/2$), в которой наблю-

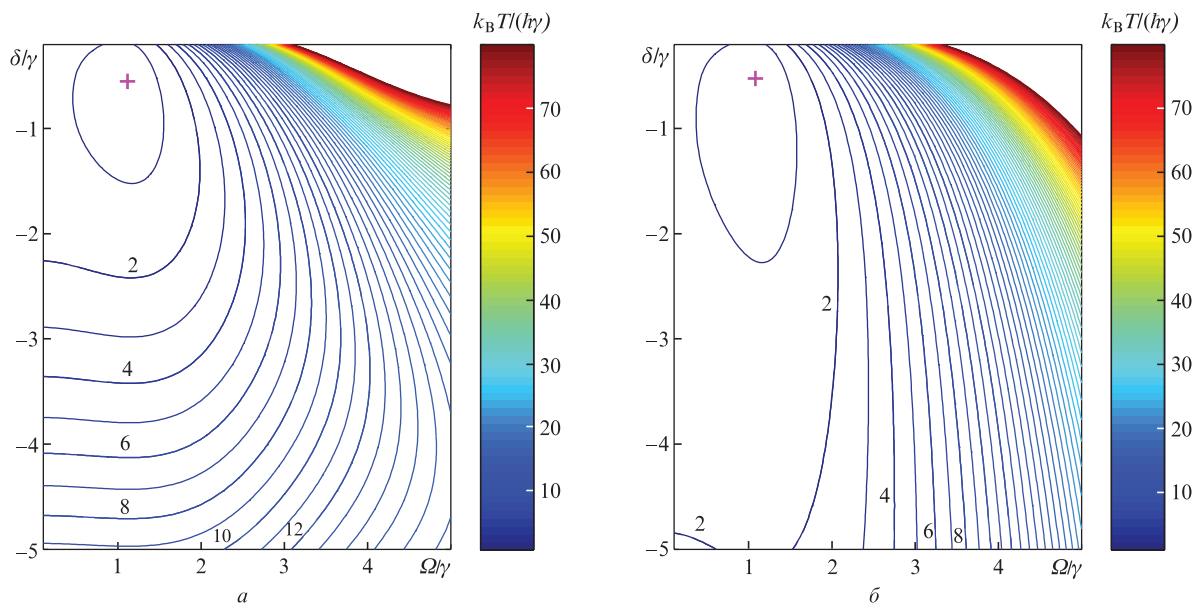


Рис.5. Изолинии зависимости температуры в единицах $\hbar\gamma$ от параметров поля Ω и δ при большом ($\mu = 0.2$) индексе модуляции (частота модуляции $\Delta\omega = \Delta_{g1g2} + \Delta_{e1e2}$) (а) и для классической модели лазерного охлаждения в монохроматическом поле, резонансном оптическому переходу $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ (б). Магнитное поле $H = 10$ Гс направлено вертикально (рис.1,б), электромагнитное поле линейно поляризовано под углом 45° к магнитному полю. Положение глобальных минимумов температуры лазерного охлаждения отмечено крестиками.

дается дополнительный локальный минимум температуры, а при $\mu \geq 0.1$ глобальный минимум температуры лазерного охлаждения реализуется именно в этой области параметров поля и достигает близких к доплеровскому пределу значений (рис.5,а). Отметим, что данная область соответствует области оптимальных параметров для классической модели лазерного охлаждения в монохроматическом поле, резонансном оптическому переходу $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$, в пренебрежении оптической накачки на соседние компоненты сверхтонкого расщепления (рис.5).

Из рис.5 следует, что оптимальные параметры поля таковы: $\Omega^*/\gamma = 1.1$, $\delta^*/\gamma = -0.55$, $k_B T / (\hbar\gamma) = 0.62$ (при $\mu = 0.02$) (рис.5,а) и $\Omega^*/\gamma = 1.1$, $\delta^*/\gamma = -0.52$, $k_B T / (\hbar\gamma) = 0.58$ (рис.5,б). Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что охлаждение иона $^{171}\text{Yb}^+$ в частотно-модулированном поле до температуры доплеровского предела возможно при $\mu \geq 0.1$, когда населенность уровня $^2P_{1/2} (F = 0)$ мала. При меньших значениях μ область параметров, при которой достигается минимальная температура лазерного охлаждения, сдвигается в область больших интенсивностей, и при этом температура лазерного охлаждения значительно возрастает.

4. Эксперимент

Сигнал флуоресценции холодных атомов в ловушке представляется в виде свертки населенности возбужденных состояний $\pi_c = \text{Tr}\{\hat{\Pi}_{e1}\hat{\sigma} + \hat{\Pi}_{e2}\hat{\sigma}\}$ с функцией распределения по скоростям $W(v)$:

$$S(\delta) = A \int \pi_c(\delta, v) W(v) dv + B, \tag{13}$$

где коэффициент A определяет эффективность детектирования сигнала, а B – фоновый сигнал фотодетектора.

Для захвата и локализации в пространстве одиночных ионов служила радиочастотная квадрупольная ловушка открытого типа (endcap trap, [28]), а для охлаждения иона, захваченного в ловушку, использовалось модулирован-

ное по частоте излучение (1) на длине волны 369.5 нм, полученное путем генерации второй гармоники излучения полупроводникового лазера с длиной волны 739 нм [29]. Удвоение частоты осуществлялось с помощью кристалла BiBO_3 , встроенного в кольцевой резонатор (резкость $F_{\text{fin}} \sim 400$, область свободной дисперсии $\text{FSR} \sim 750$ МГц), который одновременно служил опорным резонатором для стабилизации частоты лазера. Кроме того, излучение диодного лазера модулировалось электрооптическим модулятором на частоте 14.75 ГГц для генерации спектральных компонент, возбуждающих сверхтонкую компоненту охлаждающего перехода $^2S_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2P_{1/2} (F = 1)$, которая не возбуждалась резонансным охлаждающим излучением. Область свободной дисперсии кольцевого резонатора была выбрана такой, чтобы модуляционные и несущая частоты находились в резонансе с его продольными модами. Излучение флуоресценции иона иттербия (рис.6), индуцированное охлаждающим лазером, проецировалось с помощью многолинзового объектива на фотоэлектронный умножитель и ПЗС-камеру [30]. Изображение на ка-

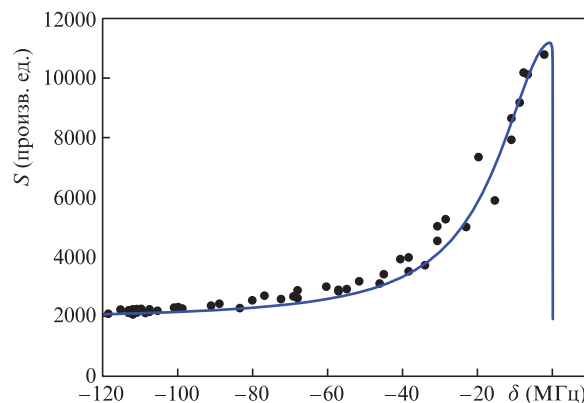


Рис.6. Сигнал ФЭУ как функция частотной отстройки при мощности охлаждающего поля в пучке $P = 15$ мВт. Сплошная линия соответствует теоретической модели (12).

мере использовалось для определения числа частиц, захваченных в ловушку, а также для контроля положения иона в ловушке.

Радиус лазерного пучка в области охлаждения иона составлял ~ 40 мкм. Для выбранной мощности пучка $P = 15$ мкВт частота Раби $\Omega \approx 0.8\gamma$, что находится вблизи оптимальных значений интенсивности светового поля, требуемой для лазерного охлаждения. Резкое затухание сигнала флуоресценции вблизи нулевых отстроек связано с возрастанием температуры иона и с невозможностью его захвата в ловушку и охлаждения при $\delta > 0$.

5. Заключение

Проведено исследование лазерного охлаждения иона $^{171}\text{Yb}^+$ в радиочастотной ловушке под действием частотно-модулированного лазерного поля, резонансного оптического переходу $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}$ ($\lambda = 370$ нм), который имеет сверхтонкие компоненты. При этом основная частота поля резонансна оптическому переходу $^2\text{S}_{1/2} (F = 1) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 0)$, а первая боковая компонента поля – переходу $^2\text{S}_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} (F = 1)$. Проведено исследование температуры лазерного охлаждения в зависимости от параметров светового поля. Показано, что достижение температур лазерного охлаждения, близких к доплеровскому пределу, возможно при параметре модуляции поля $\mu \geq 0.1$. При меньших значениях μ становятся существенными процессы оптической накачки уровня $^2\text{S}_{1/2} (F = 0)$, что приводит к увеличению минимальной достижимой температуры лазерного охлаждения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-12-00052). Работа В.И.Юдина поддержана грантом Министерства образования и науки РФ (проект № 3.1326.2017/4.6) и РФФИ (грант № 17-02-00570).

1. Borde Ch.J. *Phys. Lett. A*, **140**, 10 (1989).
2. Canuel B., Leduc F., Holleville D., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 010402 (2006).
3. Abend S., Gebbe M., Gersemann M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 203003 (2016).
4. Giorgini S., Pitaevskii L., Stringari S. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1215 (2008).
5. Турлапов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **95**, 104 (2012).
6. Falke S., Lemke N., Grebing Ch., et al. *New J. Phys.*, **16**, 073023 (2014).
7. Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R., Campbell S.L., et al. *Nature*, **506**, 71 (2014).
8. Rosenband T. et al. *Science*, **319**, 1808 (2008).
9. Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., Peik E., Schmidt P.O. *Rev. Mod. Phys.*, **87**, 637 (2015).
10. Huntemann N., Sanner C., Lipphardt B., Tamm Chr., Peik E. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 063001 (2016).
11. Hinkley N., Sherman J.A., et al. *Science*, **341**, 1215 (2013).
12. Fisk P.T.H. *Rep. Progr. Phys.*, **60**, 761 (1997).
13. Roberts M., Taylor P., Barwood G.P., Gill P., Klein H.A., Rowley W.R.C. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1876 (1997).
14. Schneider T., Peik E., Tamm Chr. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 230801 (2005).
15. Engelke D., Tamm Chr. *Europhys. Lett.*, **33**, 347 (1996).
16. Tamm Chr., Engelke D., Buhner V. *Phys. Rev. A*, **61**, 053405 (2000).
17. Fisk P.T.H., Lawn M.A., Coles C. *Appl. Phys. B: Las. Opt.*, **57**, 287 (1993).
18. Webster S.A., Taylor P., Roberts M., Barwood G.P., Gill P. *Phys. Rev. A*, **65**, 052501 (2002).
19. Klein H.A., Bell A.S., Barwood G.P., Gill P. *Appl. Phys. B*, **50**, 13 (1990).
20. Javanainen J. *Opt. Commun.*, **86**, 475 (1991).
21. Безвербный А.В., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **123**, 437 (2003).
22. Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **125**, 499 (2004).
23. Миногин В.Г., Летохов В.С. *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986).
24. Prudnikov O.N., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **75**, 023413 (2007).
25. Ильенков Р.Я., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **149**, 1 (2016).
26. Arimondo E. *Progress in Optics*. E. Wolf (Ed.) (Amsterdam: Elsevier, 1996, vol. 35, p. 257).
27. Taichenachev A.V., Yudin V.I., Wynands R. *Phys. Rev. A*, **67**, 033810 (2003).
28. Schrama C.A., Peik E., Smith W.W., Walther H. *Opt. Commun.*, **101**, 32 (1993).
29. Чепуров С.В., Луговой А.А., Кузнецов С.Н. *Квантовая электроника*, **44** (6), 527 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (6), 527 (2014)].
30. Chepurov S.V., Lugovoy A.A., Kuznetsov S.N., Rumynin K.M., Okhapkin M.V., Taichenachev A.V., Yudin V.I. Bagayev S.N. *IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Ser.*, **793**, 012004 (2017).