

Министерство образования и науки Российской Федерации  
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(государственный университет)  
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ  
КАФЕДРА КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ

**Борисенко Александр Станиславович**

**«Доплеровское охлаждение ионов магния-24»**

Выпускная квалификационная работа на степень бакалавра

Направление подготовки 010900 «Прикладные математика и физика»

Научный руководитель

\_\_\_\_\_

Хабарова К. Ю.

Студент

\_\_\_\_\_

Борисенко А. С.

г. Москва

2016

# ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	<b>3</b>
<b>ГЛАВА 1   Метод лазерного охлаждения</b>	<b>5</b>
1.1   Аналогия с оптической накачкой .....	5
1.2   Лазерное охлаждение свободных атомов .....	6
1.2.1   Сечение и скорость охлаждения .....	8
1.2.2   Доплеровский предел .....	9
1.2.3   Оптическая патока .....	10
1.2.4   Зеемановский замедлитель .....	11
1.3   Лазерное охлаждение пленённых атомов .....	12
1.3.1   Сильная связь .....	12
1.3.2   Слабая связь .....	15
1.4   Лазерное охлаждение ионов в радиочастотной ловушке Пауля .....	16
<b>ГЛАВА 2   Экспериментальная установка</b>	<b>18</b>
2.1   Лазерная система .....	19
2.1.1   Первый каскад удвоения .....	20
2.1.2   Второй каскад удвоения .....	22
2.1.3   Система стабилизации .....	23
<b>ГЛАВА 3   Экспериментальные результаты</b>	<b>25</b>
3.1   Эффективность первого каскада удвоения .....	25
3.2   Эффективность второго каскада удвоения .....	26
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	<b>27</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</b> .....	<b>28</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Частота может быть измерена с наивысшей точностью среди всех экспериментально определяемых физических величин. Человечество с давних пор использовало периодические явления в природе для группировки событий и дат в хронологическом порядке. С течением времени появлялись сконструированные человеком часовые механизмы. В районе 1930 года вместо механических стали использовать кварцевые часы, относительная погрешность которых составляла  $1 \times 10^{-8}$  [1]. В 40-х годах прошлого века возникли атомные часы микроволнового диапазона. Улучшение точности привело к тому, что в 1967 году секунда была определена как «длительность 9 192 631 770 периодов излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния цезия-133» [2]. На данный момент относительная нестабильность частоты цезиевых фонтанов достигает  $1 \times 10^{-16}$  [3].

После создания фемтосекундного синтезатора оптических частот стал возможен перенос частоты из оптического в микроволновый диапазон и использование оптических часов [4]. В качестве репера частоты используются переходы в локализованных атомах или ионах. Для увеличения сигнала флуоресценции и отношения сигнал-шум в стандартах частоты на нейтральных атомах, в силу слабого диполь-дипольного взаимодействия, можно использовать ансамбль частиц. Однако для локализации нейтральных атомов требуются сильные поля и градиенты полей, которые могут привести к значительным сдвигам и уширениям энергетических уровней из-за эффектов Штарка и Зеемана. В стандартах частоты на ионах, для предотвращения возмущения энергетических уровней из-за ион-ионного взаимодействия, Демельтом в 1982 году было предложено использовать осциллятор на одиночном ионе [5]. Удержание иона в ловушке в течение продолжительного времени снимает ограничения, накладываемые конечным временем взаимодействия излучения с частицей. Локализация ионов в ловушке играет важную роль в лазерном охлаждении и реализации режима Лэмба-Дике [6].

Глубина потенциальной ямы ионной ловушки может составлять до 20 эВ, что позволяет захватывать ионы с кинетической энергией, составляющей одну десятую от глубины ямы [7]. Сдвиг частоты перехода неохлажден-

ных ионов, из-за эффекта Доплера второго порядка, является существенным ограничением точности стандарта частоты. Охлаждение захваченных ионов термолизацией с окружением оказывается неэффективным, так как ионы в ловушке фактически полностью изолированы от внешней среды. Поэтому ионы приходится охлаждать иными методами: рассеяния энергии в электрическом контуре [8]; стохастического охлаждения [9]; охлаждения с помощью буферного газа [10–12].

В 1975 Вайнланд и Демельт предложили использовать лазерное излучение для охлаждения ионов [13]. Первые эксперименты по лазерному охлаждению ионов проведены Нойхаузером с соавторами на ионах бария [14] и Вайнландом с соавторами на ионах магния [15].

В нашей лаборатории создана ловушка для реализации оптического стандарта частоты на основе пленённых в ней ионов  $^{27}\text{Al}^+$  и  $^{24}\text{Mg}^+$ . В качестве часового перехода планируется использовать переход  $^1\text{S}_0 \longleftrightarrow ^3\text{P}_0$  в ионе алюминия-27 с длиной волны 267 нм и естественной шириной 8 мГц [16]. Этот переход имеет малый сдвиг излучения чёрного тела при комнатной температуре и слабо подвержен воздействию внешних полей. Однако прямое лазерное охлаждение иона алюминия-27 затруднено вследствие отсутствия сильного циклического перехода в доступном для непрерывных лазеров диапазоне. Ближайший такой переход расположен на длине волны 167 нм. Непрямое лазерное охлаждение возможно при помощи симпатического охлаждения спарринг-ионом [17].

В качестве спарринг-иона взят магний-24 с охлаждающим переходом  $^2\text{S}_{1/2} \longleftrightarrow ^2\text{P}_{3/2}$  с длиной волны 279,1 нм и естественной шириной 40 МГц [18]. Детектирование часового перехода возможно методом проецирования внутреннего состояния часового иона на внутреннее состояние спарринг-иона благодаря наличию общих колебательных подуровней системы из двух ионов в радиочастотной ловушке.

Пара ионов  $\text{Al}^+$  и  $\text{Be}^+$  впервые была использована Стивеном Чу и Дэвидом Вайнландом в стандарте частоты. Сравнение частоты двух часов на ионах  $\text{Al}^+$  с различными спарринг-ионами показало относительную нестабильность измерения частоты часового перехода на уровне  $8.6 \times 10^{-18}$  при комнатной температуре [19].

## ГЛАВА 1

### Метод лазерного охлаждения

Чтобы понять основную идею лазерного охлаждения частиц рассмотрим два процесса при взаимодействии лазерного излучения с атомами или ионами: поглощение фотона и спонтанное излучение. Для охлаждения необходима такая отстройка лазера, при которой поглощение фотонов более вероятно, если частицы движутся навстречу лазерному излучению (отрицательная или красная отстройка). Процесс поглощения фотонов частицами, который более вероятен для движущихся навстречу лазерному излучению частиц, чем для движущихся от лазерного излучения частиц, приводит к уменьшению импульса. Спонтанное испускание фотонов происходит изотропно и средний переданный в процессе переизлучения импульс равен нулю. Если лазер имеет синюю отстройку от перехода атома или иона, последние будут ускоряться.

#### 1.1 Аналогия с оптической накачкой

Рассмотрим ансамбль атомов, описываемый упрощённой схемой уровней, показанной на рисунке 1.1.

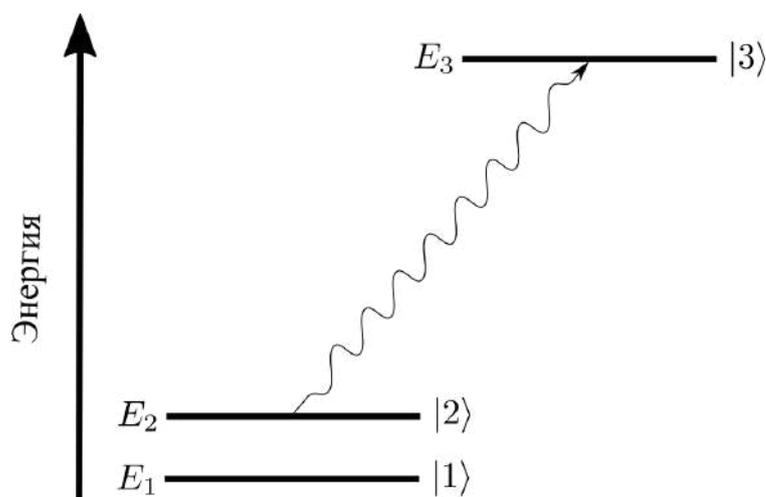


Рис. 1.1: Трёхуровневая система:  $\Lambda$ -конфигурация.

Без лазерного излучения установится тепловое равновесие за счёт столкновений и фонового излучения чёрного тела. Отношение населённостей

различных состояний определяется формулой Больцмана:

$$N_j/N_i = \exp(-(E_j - E_i)/k_B T), \quad (1.1)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $E_i$ ,  $E_j$  и  $N_i$ ,  $N_j$  энергия и населённость состояний  $|i\rangle$  и  $|j\rangle$  соответственно. Для простоты будем считать, что состояния невырождены и статистические веса в уравнении 1.1 отсутствуют.

Если ансамбль атомов взаимодействует с источником монохроматического света, настроенным на переход  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ , все атомы спонтанно распавшиеся в состояние  $|2\rangle$ , будут снова переходить в возбуждённое состояние  $|3\rangle$ . Этот процесс будет продолжаться пока все атомы не окажутся в состоянии  $|2\rangle$ , то есть  $N_2/N_1 \rightarrow 0$  и, согласно уравнению 1.1,  $T \rightarrow 0$ . Следовательно происходит лазерное охлаждение внутренней степени свободы.

## 1.2 Лазерное охлаждение свободных атомов

Рассмотрим ансамбль свободных атомов с резонансной частотой перехода  $\nu_0$  и с шириной на полувысоте контура поглощения  $\Gamma = \gamma/2\pi$ , взаимодействующий с источником монохроматического излучения с частотой  $\nu < \nu_0$  и интенсивностью  $I < I_{sat}$ , где  $I_{sat} = \frac{\pi h \nu_0^3 \gamma}{3c^2}$  — интенсивность насыщения ( $c$  — скорость света,  $h = \hbar \cdot 2\pi$  — постоянная Планка). Предположим, что темп термализующих столкновений  $\gamma_c$  между атомами много меньше, чем естественная ширина линии  $\gamma$ , но много больше, чем темп поглощения ( $\gamma \gg \gamma_c \gg$  темп поглощения). Поглощая фотон, атом получает импульс  $\Delta \vec{p} = \hbar \vec{k}_{abs}$ , где  $\vec{k}_{abs}$  — волновой вектор поглощённого фотона. Так как спонтанное излучение изотропно, то средний импульс, полученный атомом при испускании фотона, равен нулю (в первом порядке по  $|\vec{v}|/c$ , где  $\vec{v}$  — скорость атома в основном состоянии). Тогда изменение скорости атома с массой  $M$  за один акт рассеяния  $\Delta \vec{v} \cong \hbar \vec{k}_{abs}/M$ . Если  $\vec{v}$  и  $\vec{k}_{abs}$  антипараллельны, то кинетическая энергия атома уменьшается:  $|\vec{v} + \Delta \vec{v}| < |\vec{v}|$  (см. рис. 1.2).

Учтём эффект отдачи при переизлучении, который приводит к нагреву. Минимальная кинетическая энергия атома в процессе охлаждения не ниже энергии отдачи  $R = (\hbar k)^2/2M$ . Резонансные частоты поглощения  $\omega_{abs}$  и

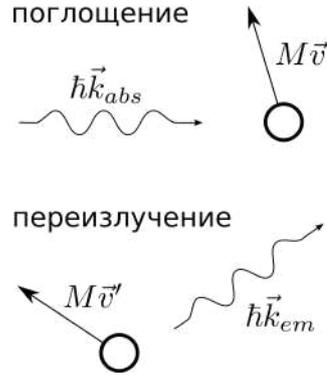


Рис. 1.2: Качественное описание лазерного охлаждения. При поглощении скорость атома меняется (при  $\vec{v} \cdot \vec{k} < 0$  модуль скорости уменьшается) на величину  $\Delta\vec{v} \cong \hbar\vec{k}/M$ . При переизлучении среднее изменение скорости равно нулю. Таким образом при рассеянии кинетическая энергия атома может быть уменьшена.

переизлучения  $\omega_{em}$  определяются выражениями:

$$\omega_{abs} = \omega_0 + \vec{k}_{abs} \cdot \vec{v} - \frac{1}{2}\omega_0\beta^2 + R/\hbar \quad (1.2a)$$

$$\omega_{em} = \omega_0 + \vec{k}_{em} \cdot \vec{v}' - \frac{1}{2}\omega_0\beta^2 - R/\hbar, \quad (1.2b)$$

где  $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ ,  $|\vec{k}_{abs}| = \omega_{abs}/c$ ,  $|\vec{k}_{em}| = \omega_{em}/c$ ,  $\vec{k}_{em}$  — волновой вектор переизлученного фотона,  $\vec{v}'$  — скорость атома в возбуждённом состоянии,  $\beta = |\vec{v}|/c$ . Выражения 1.2, верные во втором порядке по  $\beta$  и в первом порядке по  $R/\hbar\omega_0$ , могут быть получены из законов сохранения энергии и импульса. Вторые и третьи слагаемые в правых частях этих выражений представляют собой сдвиг частоты вследствие эффекта Доплера первого и второго порядка («сдвиг из-за замедления времени») соответственно, последние слагаемые — сдвиг из-за эффекта отдачи. В нерелятивистском приближении пренебрегаем квадратичным эффектом Доплера. При усреднении по всем возможным направлениям переизлучения обратиться в ноль второй член в формуле 1.2b во втором порядке по  $\beta$ . Тогда среднее изменение энергии фотона при резонансном спонтанном рассеянии на атоме:

$$\Delta E = \hbar(\omega_{em} - \omega_{abs}) = -\hbar\vec{k}_{abs} \cdot \vec{v} - 2R.$$

Опустим индекс у  $\vec{k}_{abs}$ . Изменение кинетической энергии атома:

$$\Delta E_K = \hbar\vec{k} \cdot \vec{v} + 2R. \quad (1.3)$$

Значит охлаждение происходит пока  $\hbar\vec{k} \cdot \vec{v} < -2R$ . В противоположном случае будет происходить нагревание. Например, для атома с  $M = 24$  а.е.м.,

$\nu_0 = 1\,075$  ТГц ( $\lambda = 279.1$  нм) при температуре  $T = 10\,000$  К имеем  $E_K = 1.3$  эВ — энергия атома,  $v_{rms} = 2.6$  км/с — среднеквадратичная скорость атома,  $\hbar|\vec{k}|v_{rms} = 3.9 \cdot 10^{-5}$  эВ  $\ll 2R = 8.8 \cdot 10^{-10}$  эВ. Если переписать изменение энергии в терминах изменения температуры посредством  $\Delta E_K = \frac{3}{2}k_B\Delta T$ , то  $\Delta T \cong 0.3$  К за один акт рассеяния при температуре  $T = 10\,000$  К. Значит для существенного охлаждения на оптических частотах необходимо порядка  $10^4$  актов рассеяния.

### 1.2.1 Сечение и скорость охлаждения

Сечение поглощения атомом фотона, пренебрегая эффектом насыщения, [20] описывается выражением:

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{(\frac{1}{2}\gamma)^2}{(\omega - \omega_{abs})^2 + (\frac{1}{2}\gamma)^2}, \quad (1.4)$$

где  $\sigma_0$  — резонансное сечение рассеяния ( $\sigma_0 = 2\pi\lambda^2$  для неполяризованных атомов). Следовательно, если лазерное излучение направлено вдоль оси  $x$ , то скорость изменения кинетической энергии атома, согласно уравнению 1.3, есть:

$$\frac{dE_K}{dt} = \frac{I}{\hbar\omega} \sigma(\omega) (\hbar k v_x + 2R), \quad (1.5)$$

где  $I$  — интенсивность лазерного излучения (эрг/с · см<sup>2</sup>),  $v_x$  — проекция скорости атома на ось  $x$ , а  $\sigma(\omega)$  описывается уравнением 1.4. Уравнение 1.3 даёт скорость охлаждения (нагрева) одного атома. Для ансамбля атомов необходимо учесть распределение  $v_x$ . Для атомов, находящихся в тепловом равновесии с термостатом при температуре  $T$ ,  $v_x$  описывается распределением Максвелла, и уравнение 1.4 преобразуется в контур Фойгта:

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(v_x/u)^2]}{\sqrt{\pi}u} \times \frac{dv_x}{1 + [(2/\gamma)(\omega - \omega'_0 - kv_x)]^2}, \quad (1.6)$$

где  $u = (2k_B T/M)^{1/2}$  и  $\omega'_0 = \omega_0 + R/\hbar$ . Аналогично уравнение 1.5 примет вид:

$$\frac{dE_K}{dt} = \frac{I\sigma_0}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(v_x/u)^2]}{\sqrt{\pi}u} \times \frac{\hbar k v_x + 2R}{1 + [(2/\gamma)(\omega - \omega'_0 - kv_x)]^2} dv_x. \quad (1.7)$$

При  $\gamma$  и  $R/\hbar$  много меньших доплеровской ширины линии ( $\omega_D = \omega_0 u/c$ ) уравнение 1.7 принимает вид:

$$\frac{dE_K}{dt} = \frac{I\sigma_0}{\hbar\omega} [\hbar(\omega - \omega_0) + R] \frac{\gamma\sqrt{\pi}}{2\omega_D} \exp \left[ - \left( \frac{\omega - \omega'_0}{\omega_D} \right)^2 \right]. \quad (1.8)$$

В случае свободных атомов, излучение, падающее в одном направлении, замедляет атомы только в этом конкретном направлении, а по остальным происходит нагревание из-за эффекта отдачи. Таким образом для эффективного охлаждения необходимо шесть узкополосных лазерных пучков, направленных по  $\pm x$ ,  $\pm y$ ,  $\pm z$  декартовой системы координат.

### 1.2.2 Доплеровский предел

Оценим минимальную температуру, которая может быть достигнута доплеровским охлаждением. Пусть атомы охлаждены, так что величина доплеровского уширения меньше естественной ширины линии  $\gamma$ . Охлаждение производим шестью лазерными пучками, описанными выше, отстроенными в красную область на половину естественной ширины линии  $\omega - \omega_0 \cong -\frac{1}{2}\gamma$ . Скорость олаждения вдоль оси  $x$ :

$$\frac{dE_{Kx}}{dt} = \frac{I}{\hbar\omega} [\sigma_+(\hbar kv_x + 2R) + \sigma_-(-\hbar kv_x + 2R)], \quad (1.9)$$

где  $I$  — интенсивность излучения каждого лазерного пучка,  $\sigma_+(\sigma_-)$  — сечение рассеяние для пучка направленного навстречу (против) движения атома.

Если величина доплеровского уширения много меньше естественной ширины линии, то наибольшая скорость охлаждения достигается при  $\omega = \omega'_0 - \frac{1}{2}\gamma$ . В этом случае уравнение 1.9 упрощается:

$$\frac{dE_{Kx}}{dt} = \frac{2I\sigma_0}{\hbar\omega} \left( -\frac{\hbar k^2 \langle v_x^2 \rangle}{\gamma} + R \right). \quad (1.10)$$

Тогда минимум кинетической энергии ( $E_K$ ) достигается при  $\frac{dE_x}{dt} = 0$ , и

$$E_{Kx \min} = \frac{1}{4} \hbar \gamma \quad (1.11)$$

не зависит от интенсивности. При наличии других механизмов нагрева,  $E_{Kx \min}$  может зависеть от интенсивности лазерных пучков. Уравнение 1.11

применимо для единичного атома или ансамбля слабо термализованных атомов. Если скорости атомов распределены по Максвеллу, то  $E_{Kx} = \frac{1}{2}k_B T$  и минимально достижимая с помощью рассматриваемого метода охлаждения температура (доплеровский предел):

$$T_{\min} = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}. \quad (1.12)$$

Для  $\gamma = 2\pi \cdot 40$  МГц:  $T_{\min} \cong 1.0$  мК.

### 1.2.3 Оптическая патока

Найдём силу, действующую на атомы при доплеровском охлаждении. При малом доплеровском сдвиге  $\Delta\omega = \omega \frac{v}{c}$  по сравнению с естественной шириной линии поглощения  $\gamma$ , усреднение передаваемого фотоном атому импульс  $\Delta\vec{p} = \hbar(\vec{k} - \vec{k}_{em})$  по большому количеству процессов поглощения и переизлучения приведёт к появлению классической силы  $\vec{F}$ , действующей на атом:

$$\vec{F} = \hbar\vec{k} \frac{\gamma}{2\pi} \rho_{ee}. \quad (1.13)$$

Вероятность обнаружить атом в возбужденном состоянии [21]:

$$\rho_{ee} = \frac{S_0/2}{1 + S_0 + \left(\frac{\omega - \omega_{abs}}{\gamma/2}\right)^2}, \quad (1.14)$$

где  $S_0 = I/I_{sat}$  — параметр насыщения. Если поместить атом в поле двух встречных бегущих вдоль оси  $x$  волн с  $S_0 \ll 1$  и частотой  $\omega$ , то силы от этих волн можно учесть независимо (см. рис. 1.3):

$$F_x(v_x) = \hbar k \Gamma \left( \frac{S_0/2}{1 + S_0 + \left(\frac{\omega - \omega_0 - kv_x}{\gamma/2}\right)^2} - \frac{S_0/2}{1 + S_0 + \left(\frac{\omega - \omega_0 + kv_x}{\gamma/2}\right)^2} \right). \quad (1.15)$$

Если частота отстроена в красную область спектра ( $\omega - \omega_0 < 0$ ), то в пределе низких скоростей ( $|v_x| \ll c \frac{\gamma}{\omega}$ ) сила  $F_x$  имеет вид силы вязкого трения:  $F_x \propto -v_x$  («оптическая патока»). В трехмерном случае используются три ортогональных пары встречных лазерных пучков. В сильных полях ( $S_0 \ll 1$ ) зависимость  $F_x(v_x)$  становится достаточно сложной [22].

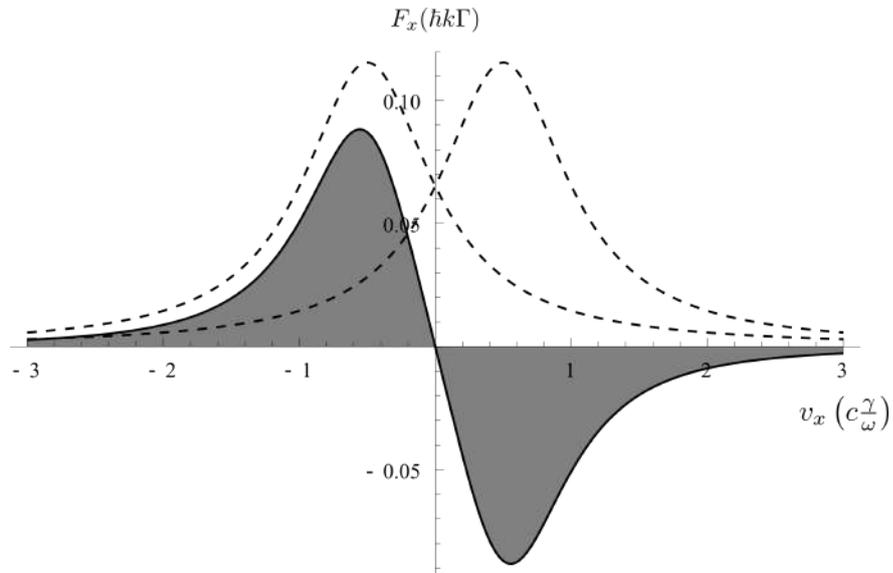


Рис. 1.3: Сила светового давления как функция проекции скорости атома при  $S_0 = 0.3$ ,  $\omega - \omega_0 = -\gamma/2$ .

#### 1.2.4 Зеемановский замедлитель

При замедлении атомов лазерным излучением происходит уменьшение сдвига частоты поглощения отдельного атома относительно частоты лазерного излучения. Существует несколько способов для устранения образовавшегося доплеровского сдвига и предотвращения падения эффективности замедления атомов [23]: изменение частоты лазера вслед за изменяющейся частотой поглощения атома (сканирование частоты лазерного излучения); изменение частоты атомного перехода с помощью магнитного поля (сканирование частоты атомного перехода); полевое увеличение ширины линии поглощения атомов за счёт увеличения интенсивности лазерного излучения (стационарная монохроматизация). На втором способе основана работа «зеемановского замедлителя» [24, 25].

В «зеемановском замедлителе» пучок атомов распространяется в пространственно неоднородном магнитном поле, в котором происходит расщепление и сдвиг магнитных подуровней и изменение частоты перехода между подуровнями основного и возбуждённого состояний. Замедляющее лазерное излучение направляется навстречу атомному пучку (см. рис. 1.4).

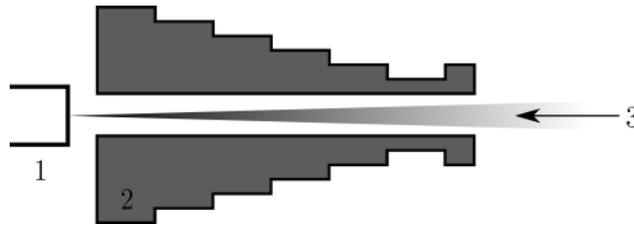


Рис. 1.4: Схема эксперимента по замедлению пучка атомов при сканировании частоты атомного перехода («зеемановский замедлитель»). 1 — источник атомов, 2 — соленоид, 3 — лазерное излучение.

### 1.3 Лазерное охлаждение пленённых атомов

Рассмотрим гармоническую связь по трём некопланарным направлениям декартовой системы координат для интерпретации и демонстрации важных особенностей в любой связанной системе. Для простоты возьмём атом, связанный невесомыми пружинками по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$  — аналог электромагнитной возвращающей силы (см. рисунок 1.5). Предполагаем, что пружинки,

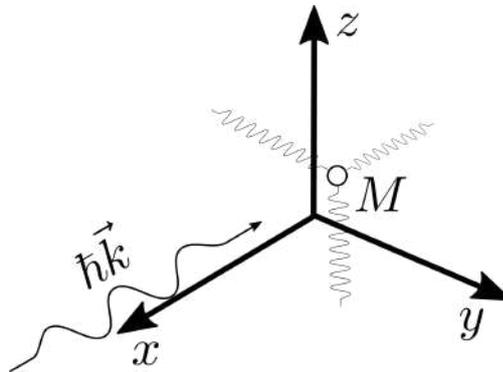


Рис. 1.5: Идеализация пленённого атома. Связывающие силы обеспечиваются безмассовыми пружинками — аналог электромагнитной возвращающей силы.

жёсткости, крепящиеся к массивному корпусу, независимы и имеют различные частоты собственных колебаний  $\Omega_x$ ,  $\Omega_y$  и  $\Omega_z$  в трёх направлениях, где  $\{\Omega_i\} \ll \omega_0$ ,  $i = x, y, z$ .

#### 1.3.1 Сильная связь

В случае сильной связи ( $\gamma \ll \{\Omega_i\}$ ) спектр поглощения значительно видоизменяется. Рассмотрим плоскую электромагнитную волну, падающую

на атом вдоль оси  $x$ :

$$\vec{E}_{atom} = \vec{E}_0 \sin(kx - \omega t), \quad (1.16)$$

где  $x$  — координата атома,  $k$  — волновой вектор,  $\omega$  — частота электромагнитной волны. Теперь

$$x = x_a \sin(\Omega_x t + \phi_x),$$

где  $x_a$  — амплитуда,  $\phi_x$  — фаза колебания атома. Выбрав  $\phi_x = 0$ , имеем

$$\vec{E}_{atom} = \vec{E}_0 \sin(kx_a \sin \Omega_x t - \omega t). \quad (1.17)$$

Это выражение схоже с частотно-модулированным сигналом с частотой модуляции  $\Omega_x$  и амплитудой модуляции  $kx_a$ . Спектр соответствующего сигнала выражается через функции Бесселя (см. рис. 1.6а).

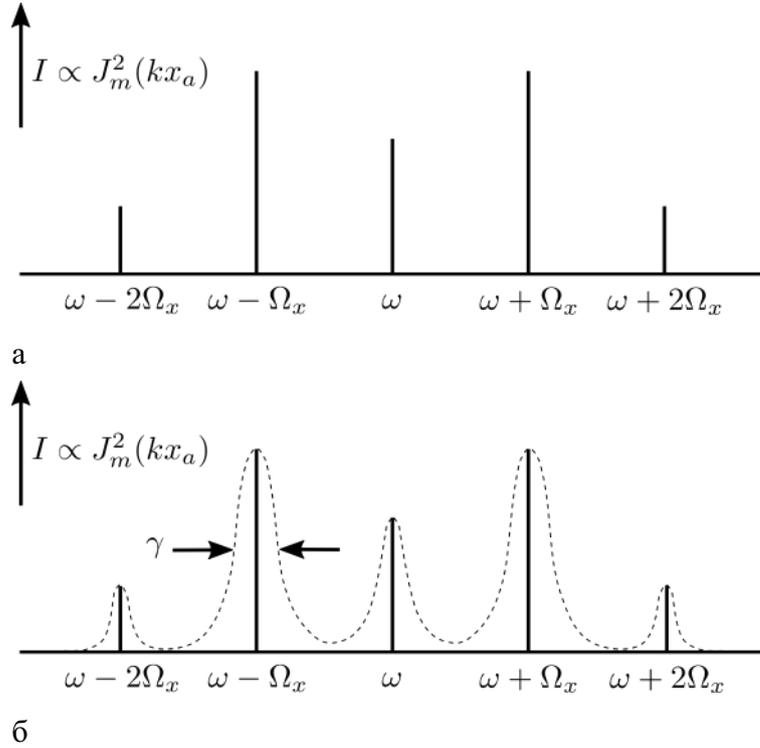


Рис. 1.6: Спектр поглощения при  $\gamma \ll \{\Omega_x\}$ . а) Спектр плоской, падающей на атом, волны  $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(kx - \omega t)$  воспринимаемый колеблющимся атомом  $x = x_a \sin \Omega_x t$  при  $kx_a = 1.5$ . б) Спектр поглощения с учётом конечности времени жизни возбуждённого состояния.

Таким образом спектр состоит из несущей частоты  $\omega$  и боковых частот  $\omega + m\Omega_x$  ( $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ), интенсивность которых пропорциональна  $J_m^2(kx_a)$ . С учётом естественной ширины линии  $\gamma$ , спектр примет вид, показанный на рисунке 1.6б.

Отстроившись лазерным излучением в одну из боковых частот с  $m < 0$  при  $\gamma \ll \{\Omega_x\}$ , атом будет поглощать фотоны преимущественно с энергией  $\hbar(\omega_0 + m\Omega_x)$ , а переизлучать в среднем с энергией  $\hbar$ . Скорость охлаждения в этом случае, если пренебречь эффектом отдачи:

$$\frac{dE_K}{dt} = (\hbar m \Omega_x) \frac{I \sigma_0}{\hbar \omega} J_m^2(kx_a). \quad (1.18)$$

Следовательно можно добиться значительной скорости охлаждения выбором сильной боковой линии. Кроме того, если направить лазерное излучение, например, по  $\vec{i} + \vec{j} + \vec{k}$ , то можно охлаждать сразу все колебательные степени свободы, когда  $\{\Omega_i\}$  относятся как целые числа (но не равны) или если, например, далеко-действующие электростатические силы приводят к термолизации всех колебательных степеней свободы. Этот метод был назван «охлаждение на боковых колебательных частотах» [26], [27].

Для ансамбля слаботермолизующихся атомов ( $\gamma_c \ll \gamma$ ) в уравнении 1.18 нужно учитывать температурное распределение:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = (\hbar m \Omega_x) \frac{I \sigma_0}{\hbar \omega} \times \left( \frac{1}{k_B T} \int \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) J_m^2(kx_a) dE \right).$$

Но  $E = \frac{1}{2} M \Omega_x^2 x_a^2$ , тогда после интегрирования получаем:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = (\hbar m \Omega_x) \frac{I \sigma_0}{\hbar \omega} \exp(-k^2 \langle x^2 \rangle) \times I_m(k^2 \langle x^2 \rangle), \quad (1.19)$$

где  $I_m$  — модифицированная функция Бесселя порядка  $m$ , а  $k^2 \langle x^2 \rangle = 2Rk_B T / (\hbar \Omega_x)^2$ . Предположим, что  $|m| \lesssim k(\langle x^2 \rangle)^{1/2}$ . При больших температурах или коротковолновом излучении ( $k(\langle x^2 \rangle)^{1/2} \gg 1$ ) можно использовать асимптотическое выражение для  $I_m$ :

$$I_m(z) \rightarrow (2\pi z)^{-1/2} \exp(z - m^2/2z) \quad z \gg m \gg 1, \quad (1.20)$$

тогда

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = (\hbar m \Omega_x) \frac{I \sigma_0}{\hbar \omega} \frac{\Omega_x}{\sqrt{\pi \omega_D}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_D}\right)^2\right], \quad (1.21)$$

где  $\omega - \omega_0 = m\Omega_x$ . Последний множитель даёт доплеровский контур.

Приведённое выше выражение для скорости охлаждения имеет оценочный характер, так как при его выводе не учитывался эффект отдачи, который искажает симметричные спектры поглощения и переизлучения 1.6.

Рассмотрим, например, переизлучение на частотах  $\omega_0 \pm \Omega_x$  когда  $kx_a < 1$ . Из закона сохранения энергии при излучении фотона с частотой  $\omega_0 - \Omega_x$  увеличивается  $kx_a$ , что делает спектральную компоненту  $\omega_0 - \Omega_x$  больше, а компоненту  $\omega_0 + \Omega_x$  меньше. В итоге в среднем энергетический спектр смещается немного ниже  $\hbar\omega_0$ . Эта проблема решается при квантовомеханическом рассмотрении. Однако при  $kx_a \ll 1$ , достаточно квазиклассического подхода [14].

При  $\gamma \ll \Omega_x$  необходимо использовать квантовомеханический подход, так как при классическом рассмотрении минимальная кинетическая энергия меньше энергии нулевых колебаний.

### 1.3.2 Слабая связь

При  $\gamma \gg \Omega_i$  период колебаний атома много больше времени испускания фотона. Таким образом в течение одного периода, скорость атома достигает значения, при котором падающее излучение находится в резонансе, и для каждого рассеяния справедливо уравнение 1.3. В пределе слабой связи взаимодействие атома с излучением рассматривается в фиксированный момент времени. Такое приближение допустимо, так как атом «забывает» оптическую фазу за один период колебания и, следовательно, когерентностью последовательных цугов (что приводит к пикам на боковых частотах) можно пренебречь.

Значит в пределе слабой связи можно применить уравнение 1.5 и найти среднюю скорость охлаждения при усреднении  $v_x$  за период колебания атома. Для ансамбля слаботермализующихся атомов уравнения 1.7 и 1.8 также применимы. При использовании одного лазерного луча необходимо, чтобы скорость перехода была достаточно мала, иначе будет происходить нагревание из-за эффекта отдачи в перпендикулярном лучу направлении [28]. Если взять три взаимноперпендикулярных луча это ограничение не играет роли, однако суммарная мощность должна быть не слишком велика, чтобы избежать эффектов, связанных с наведённым дипольным моментом.

## 1.4 Лазерное охлаждение ионов в радиочастотной ловушке Пауля

Движение иона в радиочастотной ловушке Пауля представляет собой комбинацию нескольких движений. В радиальной плоскости линейной ловушки происходит относительно медленное колебание с секулярной частотой  $\Omega$ , называемое секулярным движением, на которое накладываются быстрые малые осцилляции с частотой радиочастотного поля ловушки  $\omega_{rf}$  — микродвижения. В аксиальном направлении совершается гармоническое колебание с угловой частотой  $\Omega_z$ . Таким образом, во многих экспериментах с использованием доплеровского охлаждения, в случае когда  $\omega_{rf} \gtrsim \gamma$ , наблюдаются боковые полосы в спектре флуоресценции, обусловленные микродвижением [29]. Также должна быть пересмотрена кинетическая энергия пленённого иона, так как микродвижения дают дополнительный вклад. Однако для исследования скорости охлаждения достаточно усреднить кинетическую энергию на временах порядка  $2\pi/\omega_{rf}$  (усреднение обозначено чертой сверху):

$$E_K = \frac{M \overline{\langle \vec{v}(t) \rangle}}{2}. \quad (1.22)$$

Охлаждение заключается в минимизации этого выражения.

При доплеровском охлаждении амплитуда колебаний ионов  $x_a$  обычно меньше длины волны охлаждающего излучения (режим Лэмба-Дике [6]). В этом случае, согласно [30], гамильтониан взаимодействия иона с бегущей волной в первом порядке по  $\eta$  ( $\eta = kx_a$  — параметр Лэмба-Дике, где  $x_a = \sqrt{\hbar/(2M\Omega)}$ ) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int}^{LD}(t) = & (\hbar/2)\Omega_R[\hat{\sigma}_+ \exp(-i\delta t) + H.c.] \\ & + (\hbar/2)\Omega_R \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} i\eta C_{2n} \hat{\sigma}_+ e^{-i\delta t} \right. \\ & \left. \times [\hat{a} e^{-i(\Omega+n\omega_{rf}t)} + \hat{a}^\dagger e^{i(\Omega+n\omega_{rf}t)}] + H.c. \right\}, \quad (1.23) \end{aligned}$$

где  $\Omega_R$  — частота Раби;  $\hat{\sigma}_+ = \frac{1}{2}(\hat{\sigma}_x + i\hat{\sigma}_y)$ ;  $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$  — матрицы Паули;  $\delta = \omega - \omega_0$  — отстройка;  $\hat{a}, \hat{a}^\dagger$  — операторы уничтожения и рождения. Первый член выражения 1.23 представляет собой сильное возбуждение, про-

порциональное частоте Раби  $\Omega_R$ . Остальные члены — возмущения, связанные с секулярным движением и микродвижением, с отстройкой  $\pm(\Omega + n\omega_{rf})(n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$  и пропорциональны малой величине  $\eta\Omega_R|C_{2n}|$ . Величина  $|C_{2n}|$  быстро уменьшается с ростом  $|n|$ . В случае когда все боковые линии разрешены,  $|\omega_{rf}| \gg \Omega \gg \gamma$ , можно выбрать отстройку  $\delta$  такой, что только одно слагаемое в 1.23 будет в резонансе. При  $\gamma \geq |\omega_{rf}|$ ,  $\Omega$  динамика более сложна и здесь не описывается.

На рисунке 1.7 схематически обозначены боковые линии и их относительные силы. Дополнительные боковые линии приводят к дополнитель-

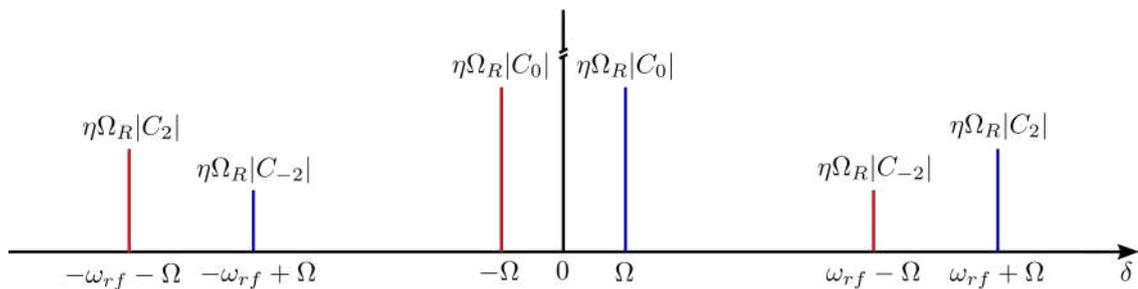


Рис. 1.7: Спектр с учётом секулярного движения и микродвижения. Высота пропорциональна силе линии.

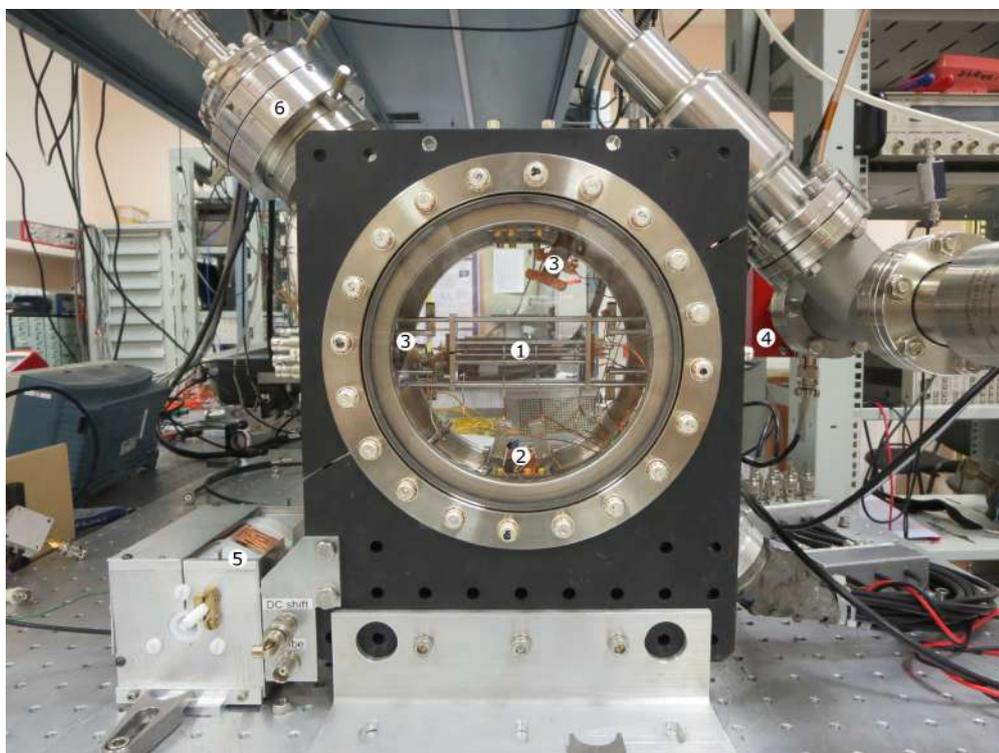
ным каналам поглощения и испускания. Поглощение на красных (синих) секулярных линиях приводят к уменьшению (увеличению) кинетической энергии. Стоит отметить, что поглощение, например, на боковых линиях  $n\omega_{rf} + \Omega$  ведёт к нагреванию, даже если  $n < 0$  (красная отстройка), так как амплитуду микродвижений лазерным охлаждением снизить не удаётся.

## ГЛАВА 2

### Экспериментальная установка

В данной главе будет кратко описана экспериментальная установка, созданная нашей группой для реализации оптического стандарта частоты на основе пленённых в ней ионов  $^{27}\text{Al}^+$  и  $^{24}\text{Mg}^+$ . Более подробно будет описана лазерная система для реализации доплеровского охлаждения пленённых в радиочастотной линейной ловушке Пауля ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ .

Рис. 2.1: Фотография установки. 1 — ионная ловушка, 2 — атомные пушки, 3 — каналные электронные умножители (каналотроны), 4 — ион-геттерный насос, 5 — резонансный трансформатор, 6 — электронная пушка.



Установка состоит из вакуумной камеры KIMBALL PHYSICS MCF800-SphOct-G2C8 с расположенными в ней радиочастотной линейной ловушкой Пауля, источниками атомов магния и алюминия, электронной пушкой EGA-1012 KIMBALL PHYSICS, каналных электронных умножителей PHOTONIS MAGNUM<sup>TM</sup> 5901, ион-геттерным насосом NEX Torr D100-5; резонансного трансформатора и части, связанной с детектированием и анализом сигналов с каналатронов, состоящую из усилителя Minicircuits ZFL-500LN+, осциллографа, счетчика импульсов STANFORD RESEARCH SR400 и компьютера.

Преимуществами созданной радиочастотной линейной ловушки Пауля являются хороший оптический доступ к пленённым ионам, малый ангармонизм радиочастотного поля и отсутствие диэлектрических поверхностей вблизи её центра.

В вакуумной камере достигнуто давление порядка  $10^{-8}$  мбар. Ионная ловушка позволяет захватывать до десяти ионов. Наблюдения флюоресценции будут осуществляются, посредством созданного широкоапертурного объектива с пятикратным увеличением и коммерческой высокочувствительной EMCCD камеры Raptor Photonics Falcon Blue.

## 2.1 Лазерная система

Доплеровское охлаждение ионов магния осуществляется на переходе  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  с длиной волны 279.635510 нм, естественной шириной линии  $\gamma = 2\pi \cdot 41.4$  МГц и интенсивностью насыщения  $I_{sat} \simeq 250$  мВт/см<sup>2</sup> [15]. Доплеровский предел охлаждения на этом переходе соответствует 1 мК. Для эффективного охлаждения необходимо около 10 мВт непрерывного перестраиваемого лазерного излучения, отстроенного на  $\gamma/2$  в красную область от рассматриваемого перехода и стабилизированного с точность порядка 1 МГц. Нашей группой создана соответствующая лазерная система (см. рис. 2.2). В качестве охлаждающего излучения используется четвёртая гармони-

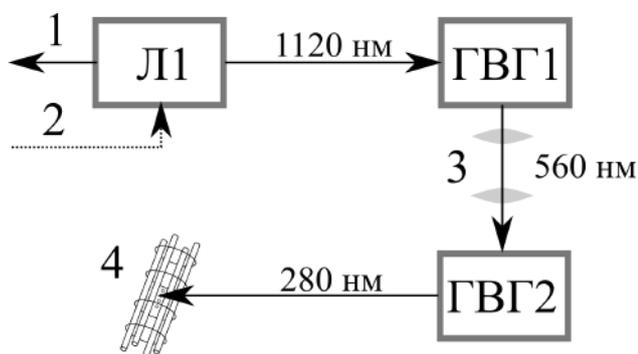


Рис. 2.2: Схема лазерной системы. Л1 — задающий лазер, 1 — излучение к волномеру Angstrom WS-U, 2 — генерируемый волномером сигнал ошибки, 3 — согласующие сферические линзы, 4 — ионная ловушка с пленёнными ионами магния, ГВГ1 и ГВГ2 — каскады удвоения частоты.

ка коммерческого диодного лазера Toptica DL PRO со встроенным рупор-

ным усилителем. Оптические генераторы второй гармоники (ГВГ) основаны на нелинейных кристаллах LBO и VBO. Выходная мощность системы составляет 25 мВт на длине волны 280 нм, что соответствует общей эффективности в 3.3%. Частота системы стабилизирована по спектроскопии насыщенного поглощения в парах  $^{87}\text{Rb}$  с передачей стабильности через интерферометрический волномер Angstrom WS-U на уровне 1 МГц.

### 2.1.1 Первый каскад удвоения

Принципиальная схема ГВГ представлена на рисунке 2.3.

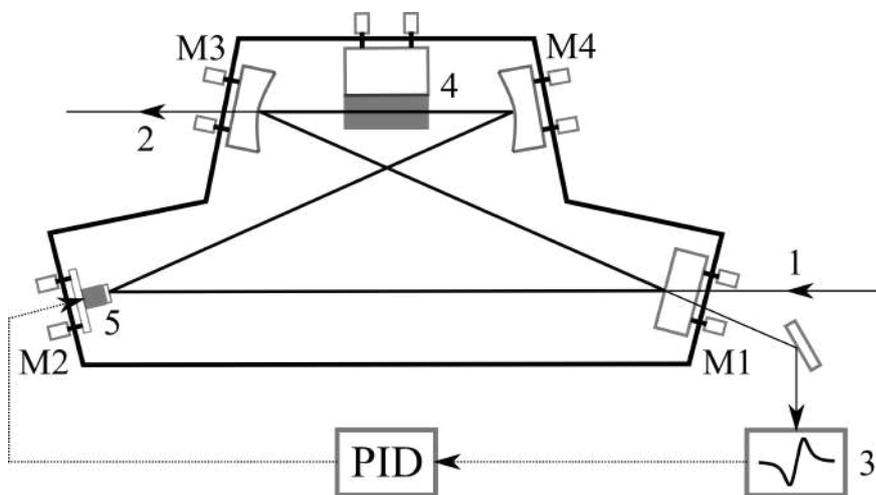


Рис. 2.3: Принципиальная схема монолитного ГВГ. 1 — излучение на фундаментальной частоте, 2 — удвоенное по частоте излучение, 3 — дифференциальный фотоприёмник для формирования сигнала ошибки, 4 — нелинейный кристалл, 5 — пьезоактюатор, M1, . . . ,M4 — внутренние зеркала резонатора, PID — электронный блок управления петли обратной связи.

Первый каскад удвоения частоты для преобразования  $1120 \text{ нм} \rightarrow 560 \text{ нм}$  основан на оптически двуосном кристалле  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  (LBO). Кристалл трибората лития изготовлен под нормальное падение ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ) и просветлён с обоих торцов. Схема с некритического синхронизмом является менее чувствительной к углу между излучением и осью кристалла и приводит к большей эффективности преобразования во вторую гармонику. Также возможно использование более длинных кристаллов, так как в плоскости распространения двулучепреломление отсутствует [31].

Профиль пучка после удвоителя, проанализированный на расстоянии 200 мм и 300 мм от выходного зеркала, почти гауссов и фактически без

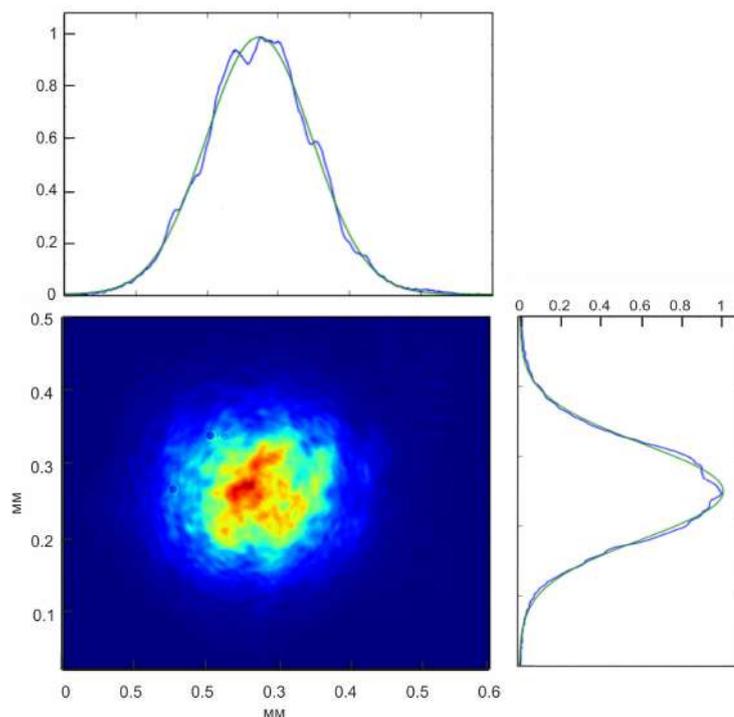


Рис. 2.4: Профиль пучка излучения 560 нм после ГВГ1. Показаны профили интенсивности по осям  $x$  и  $y$  и их подгонка гауссовыми контурами. Параметр пучка  $M^2 = 1.02$ .

астигматизма и эллиптичности [32]. Некритический синхронизм получен термостабилизацией кристалла: кристалл, размером 3 мм × 3 мм × 15 мм, помещён на термостабилизированную медную подложку со стабильностью температуры 100 мК и центрирован относительно перетяжки резонатора. Полная длина оптического пути резонатора равна 248 мм, межмодовое расстояние — 1.2 ГГц. Миниатюрное зеркало M2 закреплено на пьезокерамическом актюаторе, позволяющем стабилизировать длину резонатора при помощи петли обратной связи и сканировать длину резонатора.

Стабилизация длины резонатора выполнена поляризационным методом Хэнша-Куйо [33]. В основе работы метода лежит поляризационная чувствительность резонатора, появляющаяся из-за скошенных зеркал и кристалла. Отражённый от резонатора пучок разделяется по поляризациям и направляется на дифференциальный фотодиод, формирующий сигнал ошибки дисперсионной формы. Достоинствами данного метода являются простота, доступность и отсутствие дополнительной модуляции выходного излучения. Однако присутствует постоянная составляющая в сигнале ошибки, которая зависит от юстировок. Возможно использование альтернативного фазово-модуляционного метода привязки Паунда-Драйвера-Холла [34].

Максимальный коэффициент конверсии резонатора с кристаллом LBO достигается при температуре нагревателя  $93^{\circ}\text{C}$ , что практически совпадает с ожидаемой температурой не критического синхронизма. Получено время работы в привязанном состоянии более шести часов.

Профиль пучка на выходе ГВГ1 близок к гауссовому (см. рис. 2.4). Для описания качества пучка использовался параметр  $M^2$  [35]. Для ГВГ1  $M^2 = 1.02$ , что указывает на высокое качество пучка на длине волны 560 нм. Выходящий после первого каскада удвоения пучок согласован с модой второго при помощи двух сферических линз.

### 2.1.2 Второй каскад удвоения

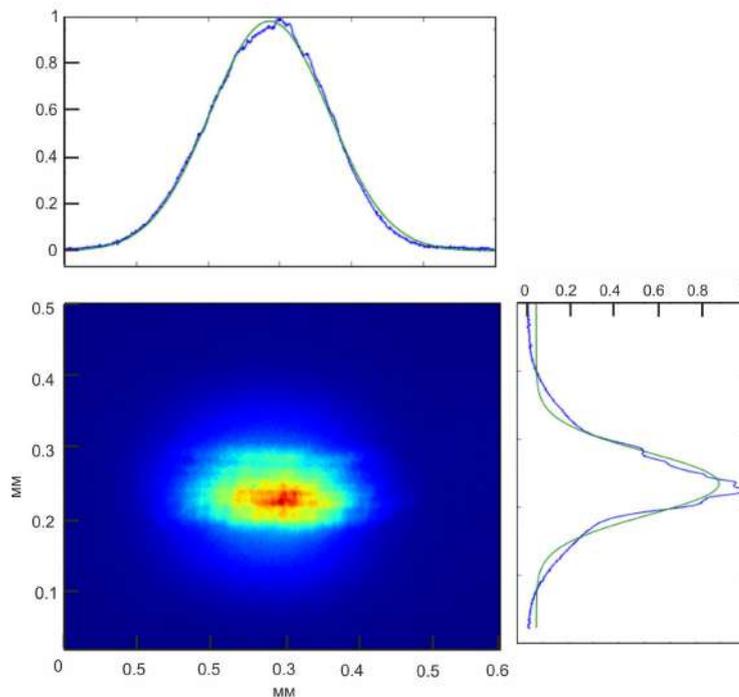


Рис. 2.5: Профиль пучка излучения 280 нм после ГВГ2. Показаны профили интенсивности по осям  $x$  и  $y$  и их подгонка гауссовыми контурами. Параметр пучка  $M^2 = 1.3$ .

Второй каскад удвоения частоты для преобразования  $560 \text{ нм} \rightarrow 280 \text{ нм}$  основан на оптически одноосном кристалле  $\text{BaV}_2\text{O}_4$  (BVO). Кристалл бора-та бария обладает первым типом критического синхронизма ( $\theta = 90^{\circ}$ ,  $\phi = 44.1^{\circ}$ ) и просветлён под нормальное падение с обоих торцов на длины волн 560 нм, 280 нм (нелинейные кристаллы с не критическим синхронизмом для данной пары длин волн недоступны). Кристалл, размером  $3 \text{ мм} \times 3 \text{ мм} \times$

10 мм, гигроскопичен и помещён на аналогичную термостабилизированную медную подложку, поддерживаемую при температуре 50°C, для предотвращения разрушения кристалла водяными парами. Длина резонатора равна 250 мм, межмодовое расстояние — 1.2 ГГц. Стабилизация резонатора также выполнена поляризационным методом Хэнша-Куйо. Профиль пучка после ГВГ2 близок к гауссовому с параметром  $M^2 = 1.3$  (см. рис. 2.5).

### 2.1.3 Система стабилизации

Схема стабилизации частоты лазерной системы представлена на рисунке 2.6. Свет от опорного лазера мощностью 48 мВт на длине волны 780 нм

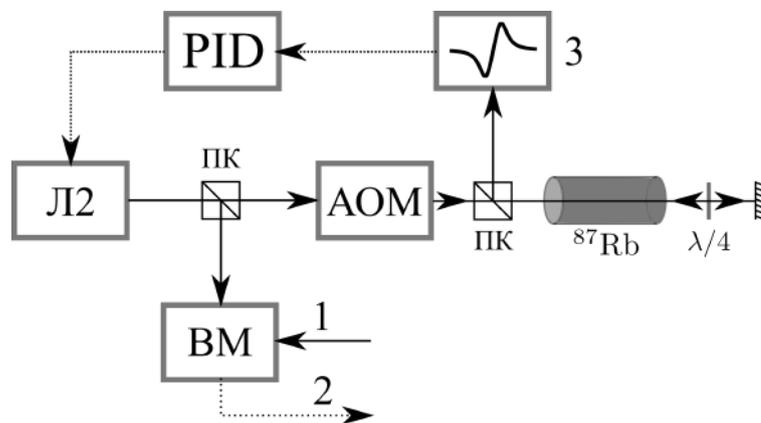


Рис. 2.6: Схема стабилизации частоты опорного диодного лазера по насыщенному поглощению в парах рубидия. Л12 — опорный лазер, ВМ — волномер Angstrom WS-U, АОМ — акусто-оптический модулятор, 1 — излучение от задающего лазера, 2 — сигнал ошибки волномера (к задающему лазеру), 3 — фотоприёмник, PID — электронный блок управления петли обратной связи,  $^{87}\text{Rb}$  — кювета с парами рубидия, ПК — поляризационный кубик,  $\lambda/4$  — четвертьволновая пластинка.

проходит через перестраиваемый акустооптический модулятор (АОМ), частота которого модулируется, после чего этот пучок направляется в схему с насыщенным поглощением [36]. Пройдя кювету с атомными парами  $^{87}\text{Rb}$ , пучок отражается от зеркала и возвращается по тому же оптическому пути. Наблюдение интенсивности прошедшего пучка осуществляется при помощи фотоприёмника. Для увеличения амплитуды резонансов насыщенного поглощения кювета нагревается до 60°C, увеличивая давление насыщенных паров рубидия в кювете. Стабилизация частоты производится по пи-

ку сигнала поглощения на частоте перекрестного резонанса, которая равна среднему арифметическому от частот переходов  $5S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 2)$  и  $5S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 3)$  (см. рис. 2.7).

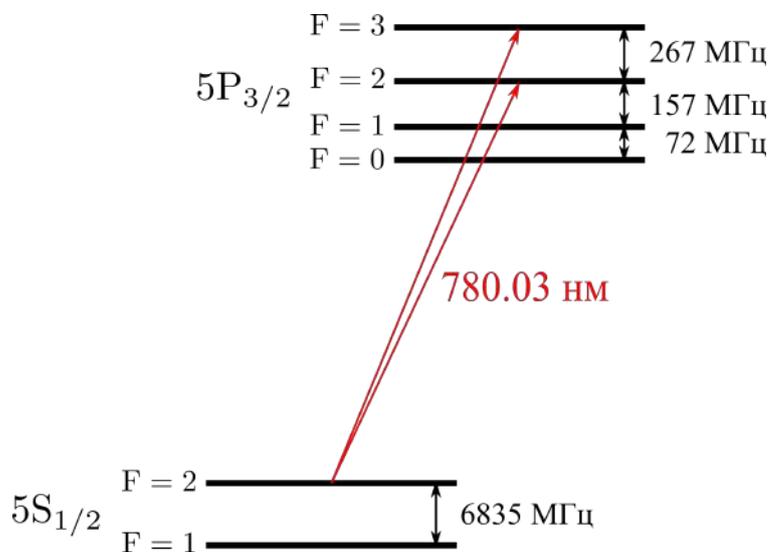


Рис. 2.7: Уровни рубидия, используемые для стабилизации опорного лазера по насыщенному поглощению.

Передача точности осуществляется посредством интерферометрического волномера Angstrom WS-U, позволяя активно стабилизировать охлаждающий лазер на уровне 1 МГц.

## ГЛАВА 3

### Экспериментальные результаты

В данной главе будет приведено описание экспериментов, выполненных на данной установке, и представлены полученные результаты. Исследовалась эффективность каскадов удвоения и профиль пучков после преобразования.

#### 3.1 Эффективность первого каскада удвоения

В данном эксперименте исследовалась эффективность преобразования во вторую гармонику в зависимости от входной мощности фундаментальной гармоники на 1118 нм. Мощность диодного лазера Toptica DL PRO со встроенным рупорным усилителем варьировалась в диапазоне от 25 мВт до 500 мВт.

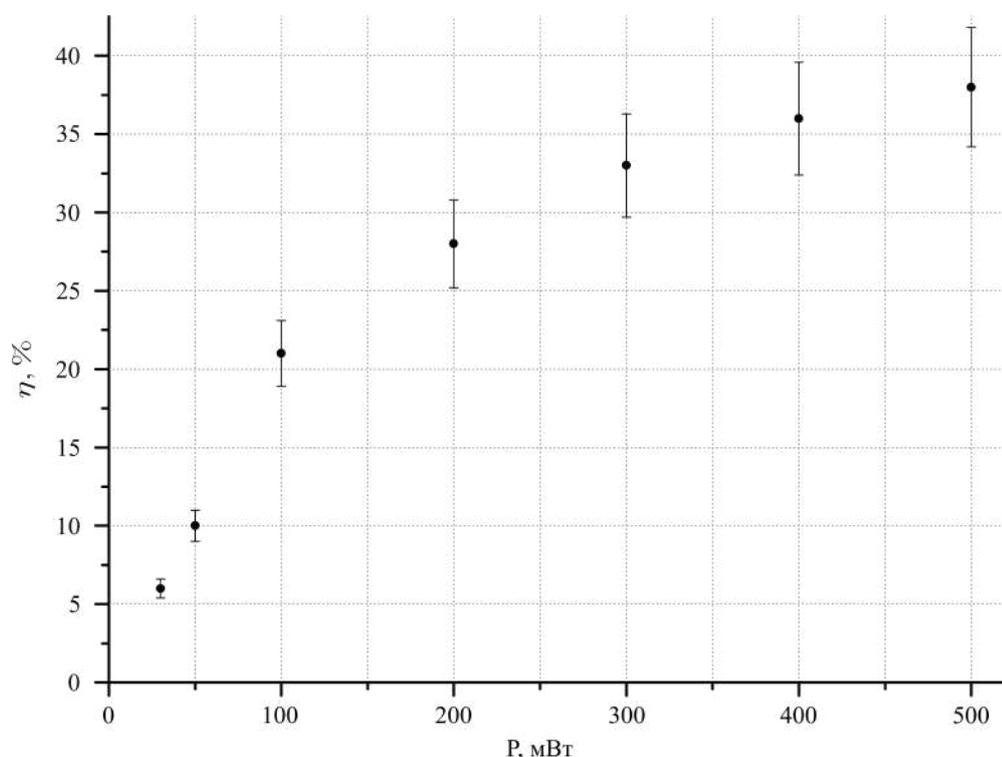


Рис. 3.1: Зависимость эффективности преобразования ГВГ1 от входной мощности фундаментальной гармоники 1120 нм.

Результаты эксперимента приведены на рисунке 3.1. Эффективность преобразования выходит на константу, составляющую 40%, при мощностях бо-

лее 500 мВт, так как из-за нагрева излучением, увеличивается градиент температуры в кристалле, ограничивая предельную эффективность.

После первого каскада удвоения получено 300 мВт узкополносного излучения на длине волны 559 нм с гауссовым профилем пучка.

### 3.2 Эффективность второго каскада удвоения

В данном эксперименте исследовалась эффективность второго каскада удвоения в зависимости от входной мощности на длине волны 559 нм. Входная мощность варировалась в диапазоне от 100 мВт до 300 мВт.

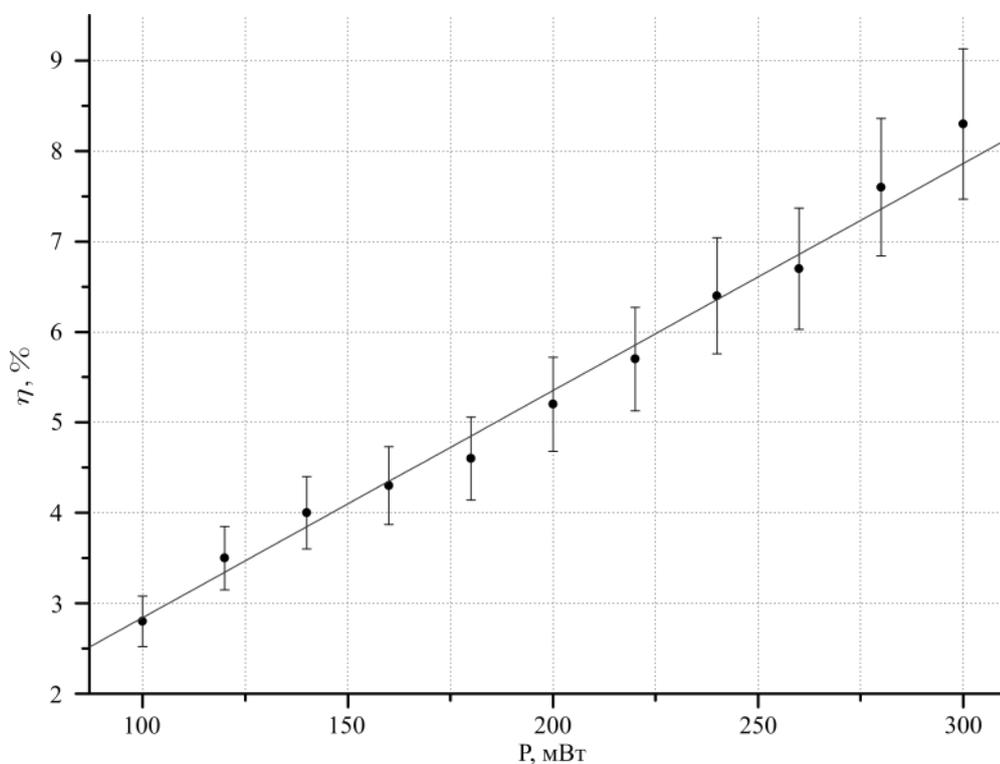


Рис. 3.2: Зависимость эффективности преобразования ГВГ2 от входной мощности фундаментальной гармоники 560 нм.

Результаты эксперимента приведены на рисунке 3.2. Эффективность преобразования линейно зависит от мощности излучения в приведённом диапазоне.

Достигнута эффективность преобразования в 8% при мощности входного излучения 300 мВт. Интегральная эффективность двух каскадов удвоения составила 3.3% при 800 мВт входного излучения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен метод доплеровского охлаждения для нейтральных атомов и пленённых ионов в случае сильной и слабой связи. Расчитана минимально достижимая температура захваченных ионов при доплеровском охлаждении.

В результате работы создана лазерная система для доплеровского охлаждения пленённых ионов магния-24 в радиочастотной линейной ловушке Пауля. Лазерная система, основанная на коммерческом диодном лазере Topica DL PRO со встроенным рупорным усилителем и на разработанных монолитных генераторах второй гармоники, обеспечивает 25 мВт непрерывного лазерного излучения на длине волны 280 нм. Эффективность генераторов второй гармоники при преобразовании 1120 нм  $\rightarrow$  560 нм  $\rightarrow$  280 нм составила 3.3% при 800 мВт входного излучения.

Частота лазерной системы стабилизирована по спектроскопии насыщенного поглощения в парах  $^{87}\text{Rb}$  с передачей стабильности через интерферометрический волномер Angstrom WS-U на уровне 1 МГц.

На данный момент установка полностью готова для регистрации флюоресценции пленённых ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  на переходе  $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{P}_{3/2}$ , посредством созданного широкоапертурного объектива с пятикратным увеличением и коммерческой высокочувствительной EMCCD камеры Raptor Photonics Falcon Blue.

Следующим шагом является осуществление лазерного охлаждения, наблюдение флюоресценции облака ионов магния-24 в радиочастотной линейной ловушке Пауля и оценка температуры.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Scheibe A. and Adelsberger U. "Schwankungen der astromischen Tageslänge und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt". *Physikal. Zeitschrift*, **37**, 185–203 (1936).
2. The 13<sup>th</sup> General Conference on Weights and Measures (CGPM) (1967).
3. Bize S., Laurent P., Abgrall M., Marion H., Maksimovic I., Cacciapuoti L., Grunert J., Vian C., dos Santos F., Rosenbusch P., Lemonde P., Santarelli G., Wolf P., Clairon A., Luiten A., Tobar M., Salomon C. "Cold atom clocks and applications". *J. Phys. B-At. Mol. Opt. Phys.*, **38**, S449 (2005).
4. Diddams S. A., Udem Th., Bergquist J. C., Curtis E. A., Drullinger R. E., Hollberg L., Itano W. M., Lee W. D., Oates C. W., Vogel K. R., Wineland D. J. "An optical clock based on a single trapped  $^{199}\text{Hg}^+$  ion". *Science*, **293**, 825–828 (2001).
5. Dehmelt H. G. "Mono-ion oscillator as potential ultimate laser frequency standard". *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **IM-31**, 83–87 (1982).
6. Dicke R. H. "The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines". *Phys. Rev.*, **89**, 472–473 (1953).
7. Paul W., Raether M. "Das elektrische Massenfilter". *Z. Phys.*, **140**, 262–273 (1955).
8. Dehmelt H. G. "Radiofrequency spectroscopy of stored ions II: Spectroscopy". *Advances in Atomic and Molecular Physics*, **5**, 109–154 (1982).
9. Beverini N., Lagomarsino V., Manuzio G., Scuri F., Testera G., Torelli G. "Experimental verification of stochastic cooling in a Penning trap". *Physica Scripta*, **T22**, 238–239 (1988).
10. Wuerker R. F., Shelton H., Langmuir R. V. "Electrodynamic containment of charged particles". *J. Appl. Phys.*, **30**, 342–349 (1959).
11. Major F. G., Dehmelt H. G. "Exchange-collision technique for the rf spectroscopy of stored ions". *Phys. Rev.*, **170**, 91–107 (1968).
12. Cutler L. S., Giffard R. P., McGuire M. D. "Thermalization of  $^{199}\text{Hg}$  ion

- macromotion by a light background gas in an rf quadrupole trap". Appl. Phys. B, **36**, 137–142 (1985).
13. Wineland D. J., Dehmelt H. "Proposed  $10^{14}\Delta\nu/\nu$  laser fluorescence spectroscopy on  $Tl^+$  mono-ion oscillator III". Bull. Am. Phys. Soc., **20**, 637 (1975).
  14. Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P., Dehmelt H. "Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well". Phys. Rev. Lett. **41**, 233–236 (1978).
  15. Wineland D. J., Drullinger R. E., Walls F. L. "Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers". Phys. Rev. Lett., **40**, 1639–1642 (1978).
  16. Rosenband T., Schmidt P. O., Hume D. B., Itano W. M., Fortier T. M., Stalnaker J. E., Kim K., Diddams S. A., Koelemeij J. C. J., Bergquist J. C., Wineland D. J. "Observation of the  $^1S_0 \longleftrightarrow ^3P_0$  Clock Transition in  $^{27}Al$ ". PRL, **98**, 220801 (2007).
  17. Barrett M. D., DeMarco B., Schaetz T., Leibfried D., Britton J., Chiaverini J., Itano W. M., Jelenković B., Jost J. D., Langer C., Rosenband T., Wineland D. J. "Sympathetic cooling of  $^9Be^+$  and  $^{24}Mg^+$  for quantum logic". Phys. Rev. A, **68**, 042302 (2003).
  18. Kramida A. E., Ralchenko Yu., Reader J. and NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (Version 5.0) [Online]. Available: <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>
  19. Chou C.W., Hume D., Koelemeij J.C.J., Wineland D.J., Rosenband T. "Frequency Comparison of Two High-Accuracy  $Al^+$  Optical Clocks". Phys. Rev. Lett., **104**, 070802 (2010).
  20. Ashkin A., Phys. Rev. Lett. **24**, 156 (1970); **25**, 1321 (1970).
  21. Loudon R. "The quantum theory of light". Clarendon Press (1973).
  22. Миногин В. Г., Летохов В. С. "Давление лазерного излучения на атомы". Москва: "Физматлит", (1986).
  23. Балыкин В. И., В. С. Летохов, Миногин В. Г. "Охлаждение атомов давлением лазерного излучения". Успехи физических наук **147**, 117 (1985).
  24. Phillips W. D., Metcalf H. Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
  25. Prodan J. V., Phillips W. D., Metcalf H. Ibidem **49**, 1149.
  26. Dehmelt H. G. "Entropy reduction by motional sideband excitation". Nature

- 262**, 777 (1976).
27. Wineland D. J. and Dehmelt H. G. "Line shifts and widths of axial, cyclotron and G-2 resonances in tailored, stored electron (ion) cloud". *Int. J. Mass Spectrometry Ion Phys.* **16**, 338 (1975); **19**, 251(E) (1976).
  28. Wineland D. J. and Itano W. M. "Laser cooling of atoms". *Phys. Rev. A* **20**, 1521–1540 (1979).
  29. Leibfried D., Blatt R., Monroe C., Wineland D. "Quantum dynamics of single trapped ions". *Reviews of modern physics* **75**, 297 (2003).
  30. Cirac J. I., Garay L. J., Blatt R., Parkins A. S., Zoller P. "Laser cooling of trapped ions: The influence of micromotion". *Phys. Rev. A* **49**, 421 (1994).
  31. Коренева Л. Г., Золин В. Ф., Давыдов Б. Л. "Нелинейная оптика молекулярных кристаллов". Москва: "Наука", (1985).
  32. Friedenauer A., Markert F. et al *Appl. Phys. B* **84**, 371 (2006).
  33. Hänsch T. W., Couillaud B. "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity". *Opt. Commun.* **35**, 441 (1980).
  34. Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V., Hough J., Ford G. M., Munley A. J., Ward H. "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator". *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983).
  35. Siegman A. E. "Defining, measuring, and optimizing laser beam quality". *Proc. SPIE* 1868, 2 (1993).
  36. Летохов В. С., Чеботаев В. П. "Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения". Москва: "Наука", (1990).