

ЛАЗЕРНОЕ ЗЕЕМАНОВСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ ^{85}Rb В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

П. Н. Мелентьев, П. А. Борисов, В. И. Балыкин*

*Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 7 августа 2003 г.

Представлено экспериментальное исследование лазерного зеemanовского охлаждения атомов ^{85}Rb в новой схеме, использующей поперечное магнитное поле. При средней скорости холодных атомов в пучке 12 м/с интенсивность пучка составила $7.2 \cdot 10^{12}$ ат./с, плотность атомов — $4.7 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$.

PACS: 32.80.Pj, 32.80.Lg, 42.50.Vk

1. ВВЕДЕНИЕ

Холодные атомные пучки с малой средней скоростью атомов, большой интенсивностью и фазовой плотностью представляют большой интерес ввиду их широкого применения в различных экспериментах по атомной оптике, атомной интерферометрии, атомной литографии [1, 2].

В настоящее время известно несколько способов получения медленных атомных пучков на основе лазерного охлаждения атомов: зеemanовское охлаждение атомов [3, 4], охлаждение сканированием частоты лазерного излучения [5], охлаждение изотропным светом [6], охлаждение широкополосным лазерным излучением [7]. Во всех этих методах процесс охлаждения сопровождается неизбежным увеличением поперечной температуры атомов в пучке и, соответственно, уменьшением его яркости и фазовой плотности. Одним из эффективных способов решения этой проблемы является использование двумерной магнитооптической ловушки (2ММОЛ), в которой происходит одновременно поперечное сжатие пучка и уменьшение поперечной скорости атомов [8–10]. Степень сжатия и охлаждения в 2ММОЛ, как правило, ограничена конечным временем пролета атомов через такую ловушку, поэтому для эффективного использования 2ММОЛ необходимо, чтобы атомы имели малую продольную скорость.

Альтернативным способом получения пучков с

высокой яркостью и фазовой плотностью является извлечение атомов из трехмерной магнитооптической ловушки (МОЛ) [11]. Преимущество этого метода заключается в том, что фазовая плотность атомов в МОЛ довольно велика, но из-за большого времени накопления атомов в МОЛ применимость такой техники ограничена при достижении больших интенсивностей непрерывных атомных пучков.

В данной работе предлагается и исследуется метод получения холодного атомного пучка с высокой интенсивностью ($7.2 \cdot 10^{12}$ ат./с) и, одновременно, малым значением средней скорости атомов (12 м/с). Метод основан на лазерном зеemanовском охлаждении тепловых атомов ^{85}Rb в поперечном магнитном поле [12]. При использовании поперечного магнитного поля удалось реализовать нужное (для эффективного лазерного охлаждения) распределение магнитного поля вдоль оси пучка. Конфигурация с поперечным магнитным полем позволила создать компактный и эффективный «зеemanовский охладитель», позволивший получить интенсивные потоки медленных атомов со средними скоростями до 10 м/с.

2. ЛАЗЕРНОЕ ЗЕЕМАНОВСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

2.1. Зеemanовское охлаждение в продольном магнитном поле

При лазерном охлаждении атомный пучок облучается встречным лазерным излучением, часто-

*E-mail: melentiev@isan.troitsk.ru

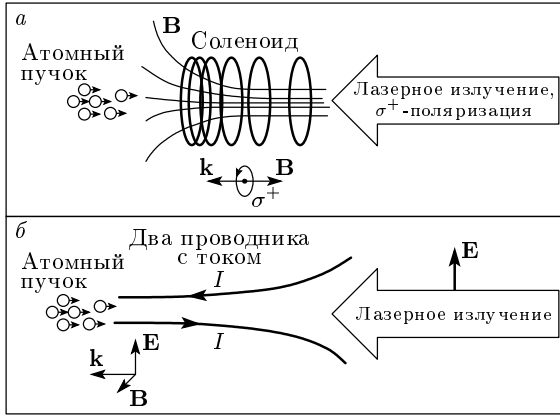


Рис. 1. Принципиальная схема лазерного зеемановского охлаждения в продольном (а) и поперечном (б) магнитных полях

та которого настроена в резонанс с частотой атомного перехода. В процессе замедления атома происходит доплеровское смещение частоты поглощения атома по отношению к частоте лазерного излучения и эффективность процесса замедления уменьшается. Использование линейного эффекта Зеемана позволяет компенсировать доплеровское смещение частоты. Схема лазерного охлаждения атомов с использованием магнитного поля (получившая название зеемановское охлаждение) является в настоящее время наиболее распространенной схемой получения замедленных атомных пучков.

Типичная экспериментальная установка по зеемановскому охлаждению состоит из источника нейтральных атомов и зеемановского охладителя, создающего нужное распределение магнитного поля в зоне взаимодействия атомов с лазерным излучением. Замедляющее лазерное излучение настраивается в резонанс с атомным переходом и направлено навстречу движению атомов. Большинство схем зеемановского охлаждения организовано так, что замедление атомов осуществляется в зеемановском охладителе, а во всех других точках пространства атомы не взаимодействуют с силовым лазерным излучением. Необходимая конфигурация магнитного поля зеемановского охладителя создается с помощью соленоида с переменным расстоянием между витками, что позволяет получить нужное пространственное распределение магнитного поля на его оси. Ось соленоида в эксперименте совпадает с осью атомного пучка и лазерного луча (рис. 1а). Вместо соленоида используются также кольцевые постоянные магниты. В обеих схемах вектор магнитной индукции в

зеемановском охладителе совпадает с направлением волнового вектора лазерного излучения. Лазерное излучение имеет σ^+ -поляризацию и возбуждает переходы между зеемановскими подуровнями с изменением магнитного квантового числа $\Delta m = +1$.

Зеемановское смещение частоты атомного перехода пропорционально величине магнитного поля: $\Delta\omega_{Zeeman} = \alpha B$, где постоянная α определяется эффектом Зеемана. Условие резонансного взаимодействия атома с лазерным излучением в зеемановском охладителе определяется соотношением

$$\Delta + kV - \alpha B = 0, \quad (1)$$

где $\Delta = \omega_{laser} - \omega_0$ — отстройка частоты лазерного излучения ω_{laser} от частоты атомного перехода ω_0 в нулевом магнитном поле, V — скорость атома, $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор. Если магнитное поле B меняется в пространстве таким образом, что в процессе замедления в каждой точке траектории атома выполняется условие (1), тогда атом находится в резонансе с лазерным излучением. Нетрудно определить необходимое распределение магнитного поля в зеемановском охладителе. Если в каждой точке траектории атома выполняется условие (1), то радиационная сила светового давления сообщает атому постоянное ускорение a и его скорость V_0 уменьшается согласно закону

$$V(z) = \sqrt{V_0^2 - 2az}.$$

При этом ускорение атома определяется выражением

$$a = \frac{\hbar k \Gamma}{2M} \frac{G}{1 + G + (\Delta + kV - \alpha B)^2 / \gamma^2}. \quad (2)$$

Здесь 2γ — естественная ширина атомного перехода, M — масса атома, параметр насыщения атомного перехода $G = I/I_{sat}$, где I — интенсивность лазерного излучения,

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega_0}{2\tau\sigma} \quad (3)$$

— интенсивность насыщения атомного перехода, $\tau = 1/2\gamma$ — время спонтанного распада, ω_0 — частота атомного перехода, σ — сечение поглощения.

Пусть частота лазера настроена в точный резонанс с атомным переходом. Тогда, используя условие (1), получим

$$B(z) = B_0 \sqrt{1 - \frac{2az}{V_0^2}}.$$

Существование максимально возможного значения ускорения атома в лазерном поле $a_{max} = 2\hbar k \Gamma / M$

(реализуется при $I \gg I_{sat}$) накладывает ограничение на максимальный градиент магнитного поля [3]:

$$\left(\frac{dB}{dz}\right)_{max} \leq \left(\frac{dB}{d\omega}\right) \frac{a_{max}}{\lambda V}, \quad (4)$$

где $d\omega/dB = \alpha$. При градиенте магнитного поля меньше максимального на интенсивность лазерного излучения накладывається условие

$$G \geq \frac{1}{1 + \frac{a_{max}}{V\lambda} \frac{dB}{d\omega} \frac{dz}{dB}}. \quad (5)$$

Минимально достижимая температура атомов при зеемановском охлаждении, так называемый доплеровский предел охлаждения, определяется выражением [13]

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}. \quad (6)$$

Для атома ^{85}Rb $T_D = 141$ мкК, что соответствует скорости атомов $V_D = 0.12$ м/с. Существует ряд ограничений, препятствующих получению такой низкой скорости при зеемановском охлаждении. Основная проблема заключается в извлечении атомов с малыми скоростями из зеемановского охладителя [4]: при малых атомных скоростях (~ 10 м/с) длина взаимодействия атома с лазерным полем, приводящая к изменению его скорости на противоположную, составляет всего лишь доли миллиметра. Это является причиной, почему до настоящего времени с помощью зеемановского охлаждения не было получено больших потоков атомов со скоростью меньшей 50 м/с.

2.2. Зеемановское охлаждение в поперечном магнитном поле

Принципиальным отличием этой схемы зеемановского охлаждения является то, что направление магнитного поля перпендикулярно волновому вектору лазерного излучения (в общепринятой схеме зеемановского охлаждения эти векторы коллинеарны). Такое взаимное расположение вектора магнитной индукции \mathbf{B} и волнового вектора \mathbf{k} определяет, в свою очередь, поляризацию лазерного излучения, которая должна быть линейной, а вектор электрического поля лазерного излучения перпендикулярен вектору магнитной индукции \mathbf{B} (рис. 1б). В такой конфигурации возможны переходы с изменением магнитного квантового числа на $\Delta m = +1$ или $\Delta m = -1$. Схема охлаждения с поперечным магнитным полем обладает следующими преимуществами по сравнению с традиционной схемой: во-первых,

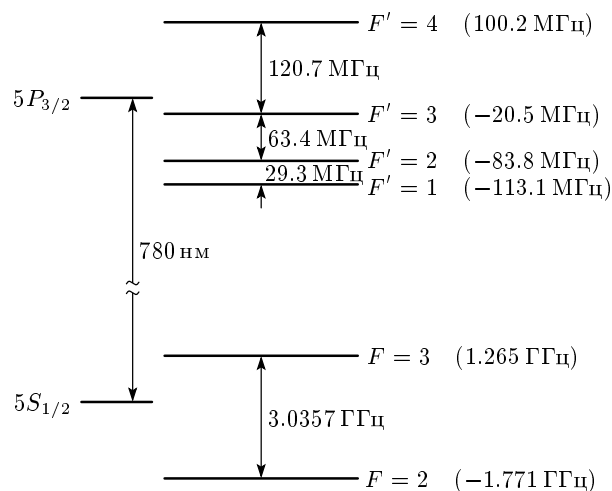


Рис. 2. Схема энергетических уровней линии D_2 атома ^{85}Rb

проще реализовать нужное распределение магнитного поля зеемановского охладителя, во-вторых, схема с поперечным магнитным полем позволяет с большей точностью контролировать длину взаимодействия атома с силовым лазерным излучением, так что становится возможным извлечение холодных атомов из зеемановского охладителя. Рассмотрим реализацию этой схемы охлаждения на примере атомов ^{85}Rb .

Наличие у щелочных атомов сверхтонкого расщепления основного и возбужденного состояний приводит к переходам между различными подуровнями сверхтонкой структуры. При возбуждении одностотным лазерным излучением происходит оптическая накачка атомов на один из подуровней сверхтонкой структуры основного состояния, при этом атом выходит из резонанса с лазерным излучением. Для атома ^{85}Rb (рис. 2) переход из основного состояния с $F = 3$ в возбужденное состояние с $F' = 4$ является циклическим: атом в результате таких переходов оказывается на том же подуровне сверхтонкой структуры основного состояния (переход $F' = 4 \rightarrow F' = 2$ в дипольном приближении запрещен). Поэтому этот переход может быть использован для зеемановского охлаждения атомов. Однако существует вероятность, равная $6 \cdot 10^{-4}$ (при интенсивности лазера, равной интенсивности насыщения), перехода атома на подуровень $F' = 3$ возбужденного состояния, откуда примерно с равной вероятностью атом может перейти как обратно на подуровень основного состояния с $F = 3$, так и на подуровень с $F = 2$, отстоящий на 3 ГГц от под-

уровня с $F = 3$, что приведет к потере цикличности взаимодействия с лазерным излучением. Прямое и общепринятое решение этой проблемы — использование двухчастотного лазерного излучения. При этом основная мода лазерного излучения (замедляющее поле) настраивается в резонанс с переходом $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Вторая мода лазерного излучения настраивается в резонанс с переходом $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Эта мода обеспечивает оптическую накачку атомов на подуровень $F = 3$ основного состояния.

Для атомов ^{85}Rb , имеющих тепловую скорость, доплеровское смещение частоты оказывается больше, чем расстояние между подуровнями сверхтонкой структуры возбужденного состояния, поэтому при вычислении положения уровней энергии в магнитном поле нужно рассматривать как случай слабых магнитных полей, так и случай сильных полей. В слабом магнитном поле каждая из сверхтонких компонент основного и возбужденного состояний атома расщепляется на $2F + 1$ зеемановских компонент, характеризуемых магнитным квантовым числом m_F :

$$U_{m_F} = \mu_B g_F m_F B, \quad (7)$$

где $\mu_B = 9.27 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл — магнетон Бора, g_F — фактор Ланде.

При больших значениях B , таких что энергия атома в магнитном поле становится больше энергии взаимодействия электрона атома с ядром, характер расщепления существенно меняется. Уровень, характеризующийся квантовым числом J , расщепляется на $(2J + 1)(2I + 1)$ подуровней, определяемых квантовыми числами m_I и m_J . Каждый подуровень имеет энергию

$$U_{m_J m_I} = \mu_B g_J m_J B + A m_I m_J, \quad (8)$$

где A — константа сверхтонкого расщепления, которая для уровня $5P_{3/2}$ атома ^{85}Rb равна 25 МГц.

На рис. 3 представлены зависимости положений энергий магнитных подуровней основного, $5S_{1/2}$, и возбужденного, $5P_{3/2}$, состояний атомов ^{85}Rb от величины магнитного поля B . Из рисунка видно, что для большинства рассматриваемых подуровней приближение слабого магнитного поля справедливо для значений B меньших 20 Гс, а приближение сильного поля — для полей больших 80 Гс. Исключение составляет уровень с $F' = 4$, а также уровни основного состояния. В рассматриваемом диапазоне магнитных полей значения энергии этих уровней линейно зависят от величины магнитного поля.

Для уровня основного состояния с $F = 2$ значение фактора Ланде является отрицательным, а для

уровня с $F = 3$ — положительным. Это означает, что зеемановские подуровни энергий основного состояния с одинаковой проекцией магнитного момента m_F при увеличении магнитного поля ведут себя по-разному. Как видно на рис. 3, зависимости частоты переходов между магнитными подуровнями состояния с $F = 3$ и соответствующего подуровня с $F' = 4$ существенно отличаются от соответствующих зависимостей для состояний с $F = 2$ и $F' = 3$.

Поскольку доплеровское смещение одинаково для рассматриваемых уровней, сложный характер поведения магнитных подуровней в магнитном поле приведет к неэффективному возбуждению атомов второй модой двухчастотного лазерного излучения в процессе их лазерного охлаждения. Увеличить эффективность взаимодействия атома с лазерным излучением можно за счет полевого уширения. При этом, согласно нашим расчетам, параметры насыщения атомного перехода основной модой лазерного излучения G_1 и второй модой G_2 должны удовлетворять условию: $G_2 \gg 0.1G_1$.

При облучении атомов рубидия двухчастотным лазерным излучением в присутствии магнитного поля за несколько циклов поглощения–переизлучения фотонов атомы оптически накачиваются на подуровень $F = 3$, $m_F = 3$ и $F = 2$, $m_F = 2$. Поэтому для анализа зеемановского охлаждения двухчастотным лазерным излучением достаточно рассматривать только переходы $F = 3$, $m_F = 3 \rightarrow F' = 4$, $m_F = 4$ и $F = 2$, $m_F = 2 \rightarrow F' = 3$, $m_F = 3$.

Число охлажденных атомов на выходе зеемановского охладителя (наряду со средней скоростью атомов) является одним из основных параметров, характеризующих эффективность охлаждения. Число охлажденных атомов определяется в основном двумя факторами: долей начального скоростного распределения атомов, охлаждаемых лазерным излучением в зеемановском охладителе, и долей начального потока атомов, инжектируемого в зеемановский охладитель. Первый фактор диктует необходимость увеличения охлажденного скоростного интервала атомов, однако это приводит, как правило, к значительной длине зеемановского охладителя и, соответственно, уменьшению потока тепловых атомов, которые могут быть инжектированы в зеемановский охладитель. Анализ показывает, что чем меньше длина зеемановского охладителя, тем больше интенсивность потока холодных атомов. Однако при выборе длины зеемановского охладителя в эксперименте необходимо учитывать, что реальное распределение атомов по скоростям в пучке обеднено в низкоскоростной части из-за столкновений меж-

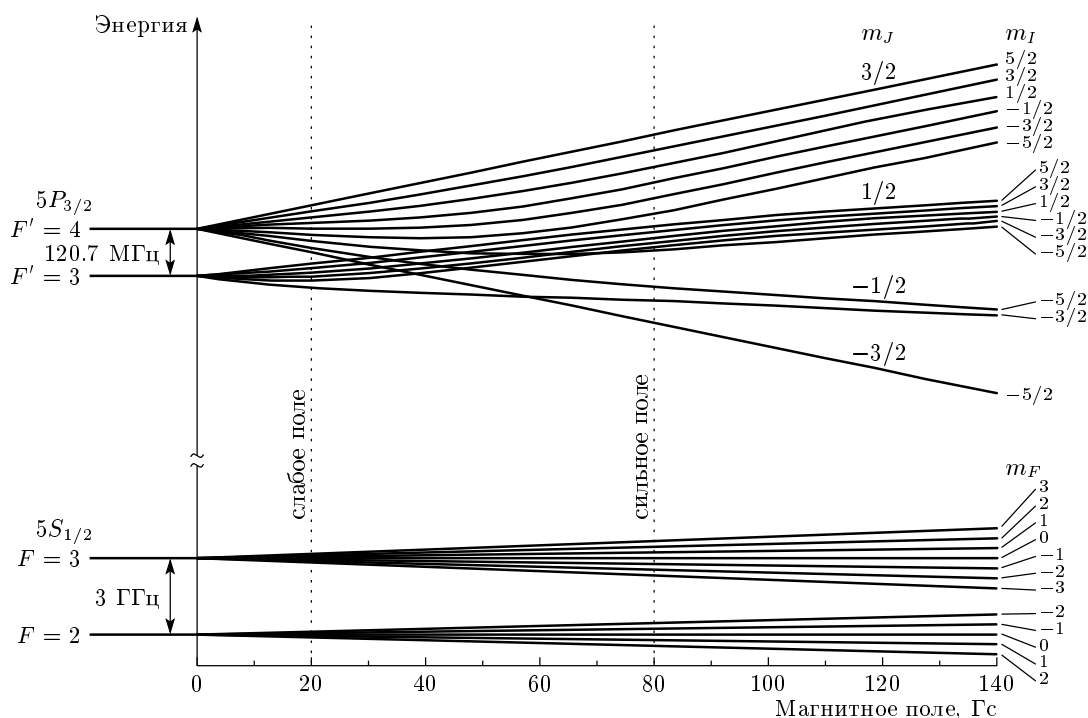


Рис. 3. Расщепление уровней энергии сверхтонкой структуры основного состояния $5S_{1/2}$ и возбужденного $5P_{3/2}$ (уровней $F' = 3, 4$) состояний атома ^{85}Rb в магнитном поле

ду атомами в пучке [14]. Учитывая этот факт, нами была выбрана такая конфигурация магнитного поля зеемановского охладителя, при которой замедление атомов начинается со скорости в два раза меньшей наиболее вероятной скорости атомов в пучке.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки для наблюдения зеемановского охлаждения атомов изображена на рис. 4. В качестве источников лазерного излучения использовались полупроводниковые лазеры в схеме Литтрова. Оба лазера работали в двухчастотном режиме генерации, который достигался при использовании метода резонансного возбуждения релаксационных колебаний лазера за счет СВЧ-модуляции тока инжекции [15]. Частота СВЧ-модуляции лазеров равнялась разности частот переходов $F = 3 \rightarrow F' = 4$ и $F = 2 \rightarrow F' = 3$ (2916 МГц), а мощность СВЧ-генератора выбиралась такой, чтобы интенсивность излучения основной моды превышала интенсивность излучения соседней в четыре раза. Основная мода силового двухчастотного лазерного излучения использовалась для возбуждения атомов рубидия на перехо-

де $F = 3 \rightarrow F' = 4$, при этом одна из боковых мод лазера возбуждает переход $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Максимальная выходная мощность лазеров составила 15 мВт. Луч силового лазера имел диаметры 5 мм на выходе охладителя и 3.5 мм на входе. Силовой лазер работал в режиме активной стабилизации частоты по сигналу поглощения в ячейке, помещенной в магнитное поле [16]. Кратковременная стабильность частоты лазера составила 3 МГц, а долгосрочный дрейф частоты — 9 МГц в час. Частота зондирующего лазера сканировалась вблизи перехода $F = 3 \rightarrow F' = 4$ атома ^{85}Rb . Скоростное распределение измерялось по сигналу флуоресценции атомов с помощью фотоумножителя.

Для того чтобы избавиться от влияния силового лазерного излучения на время регистрации скоростного распределения, силовое лазерное излучение выключалось с помощью акустооптического модулятора. Регистрация сигнала флуоресценции проводилась с использованием электронного ключа VoxCar (рис. 5). Для того чтобы регистрировать стационарное распределение атомов по скоростям, время, на которое включается силовое лазерное излучение, выбиралось достаточно большим, чтобы вылетевшие из охладителя замедленные атомы могли успеть до-

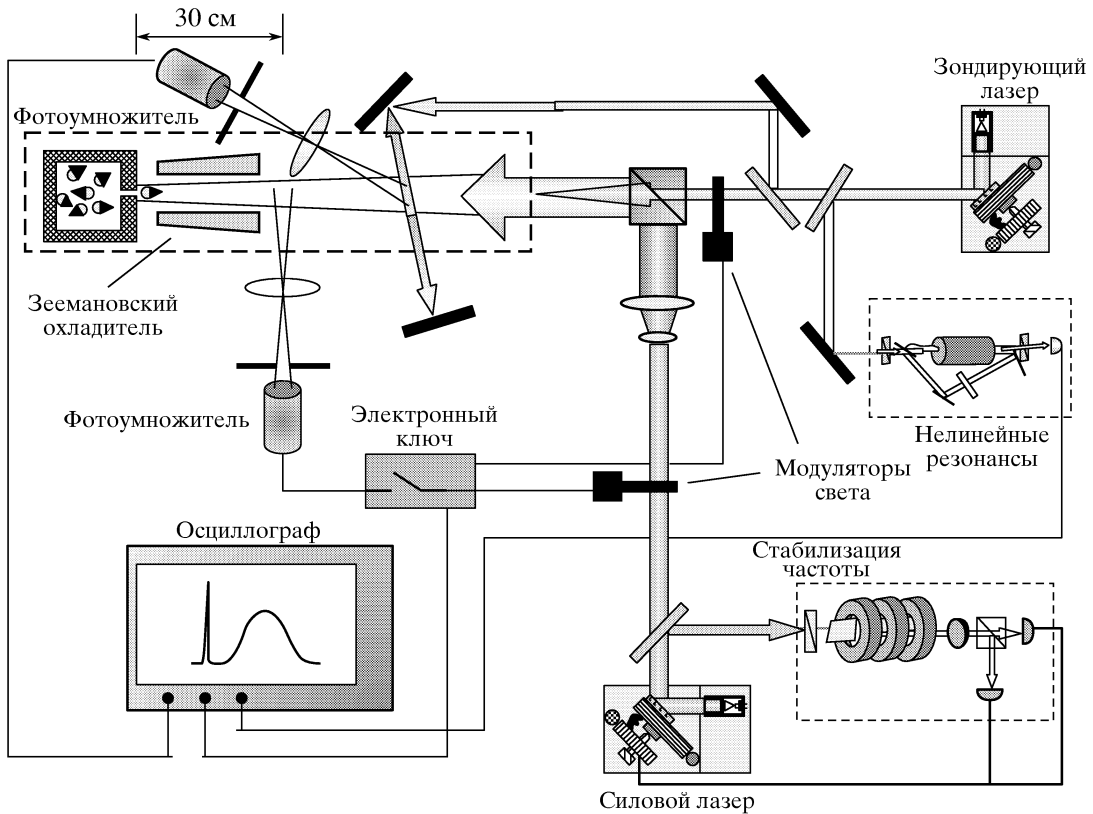


Рис. 4. Схема экспериментальной установки

лететь до зоны регистрации до момента выключения лазерного излучения. В нашей конфигурации это время равно 6 мс. При таком времени задержки нами регистрировалось стационарное распределение атомов по скоростям. Именно такое распределение атомов устанавливается при постоянно включенном силовом лазерном излучении. Для уменьшения влияния механического воздействия на атомы зондирующее лазерное излучение включалось с помощью акустооптического модулятора только на время регистрации.

Поскольку нами использовалась низкоскоростная часть начального скоростного распределения атомов, были приняты специальные меры по получению атомного теплового пучка с необходимым содержанием атомов в этой части его скоростного распределения. Это достигалось с помощью использования конструкции источника атомов рубидия по аналогии с работой [17]. Температура источника могла варьироваться от 20 до 500 °С. Интенсивность атомов в зоне регистрации через площадку диаметром 4 мм при температуре источника $T = 250\text{ °C}$ составила $4.5 \cdot 10^{13}$ ат./с (что оказалось примерно в два

раза меньше расчетного значения). Исследование характеристик атомного пучка показало, что в таком атомном источнике не происходит обеднения низкоскоростной части скоростного распределения, обусловленного рассеянием на атомах пара, находящегося вблизи выходной диафрагмы атомной пушки.

В данной работе реализована конфигурация зеемановского охладителя с поперечным к оси атомного пучка магнитным полем. Расчетное распределение магнитного поля на оси охладителя имеет вид

$$B(z) = B_0 \sqrt{1 - \frac{a_{max} z}{V_0^2}},$$

где $a_{max} = 1.07 \cdot 10^5$ м/с², а начальная скорость равна $V_0 = 150$ м/с. Зеемановский охладитель был изготовлен из двух алюминиевых полосок длиной 22 см с прорезями разной глубины, образующих «гребенку» (рис. 6). Использование прорезей разной глубины вдоль оси охладителя позволило формировать нужную конфигурацию магнитного поля, поскольку в такой конфигурации ток течет только по сплошной части алюминиевой полоски. Гребенка нужна для увеличения эффективной массы и площади по-

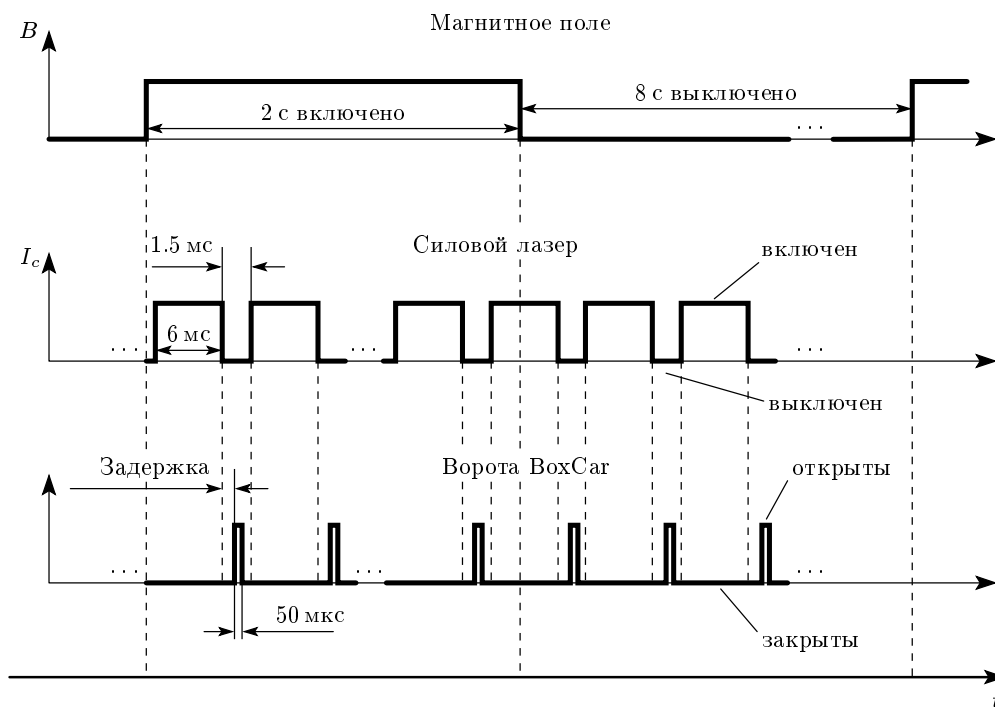


Рис. 5. Временные последовательности включения магнитного поля $B(t)$, силового поля $I_c(t)$ и открывания электронного ключа VoxCar для регистрации скоростного распределения атомов при зеемановском охлаждении

верхности проводника, для увеличения теплоотвода в условиях высокого вакуума.

На рис. 7 представлены расчетное и экспериментально измеренные значения магнитного поля на оси охладителя при пропускании через него тока $I = 170$ А. Из рисунка видно, что максимальное отклонение величины магнитного поля от расчетной конфигурации составило $\Delta B = 15$ Гс. Такое отклонение может привести к потере эффективности зеемановского охлаждения за счет выхода атома из резонанса с силовым лазерным излучением. Отклонение магнитного поля от требуемого для эффективного охлаждения компенсировалось увеличением интенсивности лазерного излучения. Для этого параметр насыщения перехода должен иметь значение не меньше, чем

$$G \approx 14.$$

Электрическое сопротивление полученного охладителя вместе с подводящими ток проводами (расположенными в вакуумной камере), составило $R = 3 \cdot 10^{-3}$ Ом. При пропускании через охладитель тока 170 А выделяемая в тепло электрическая мощность составила 90 Вт. Для уменьшения влияния нагрева зеемановского охладителя на давление остаточного газа в вакуумной камере ток через

него пропускался квазипериодически: в течение 2 секунд подавался полный ток, а следующие 8 секунд значение тока равнялось нулю. При этом давление остаточного газа в вакуумной камере составило $3 \cdot 10^{-7}$ Торр.

При анализе полученных скоростных распределений принципиально важно знать положение нулевой скорости. С этой целью часть зондирующего лазерного излучения заводилась перпендикулярно атомному пучку, и флуоресценция атомов от этого излучения регистрировалась с помощью дополнительного ФЭУ. Поскольку в такой схеме устраняется доплеровское уширение, резонанс в сигнале флуоресценции атомов с зондирующим излучением указывает на положение частоты точного резонанса с переходом $F = 3 \rightarrow F' = 4$ и таким образом определяет атомы с нулевыми скоростями. Следует отметить, что отклонение угла пересечения лазерного излучения и атомного пучка от 90° приводит к ошибке в определении нулевых скоростей. Для минимизации ошибки в положении нулевых скоростей лазерное излучение пересекало пучок под углом, приблизительно равным 89° , и затем отражалось зеркалом обратно. При этом возникают два пика, смещенных от положения нулевых скоростей на одну и ту же величину. Точность определения нуля скоростей опре-

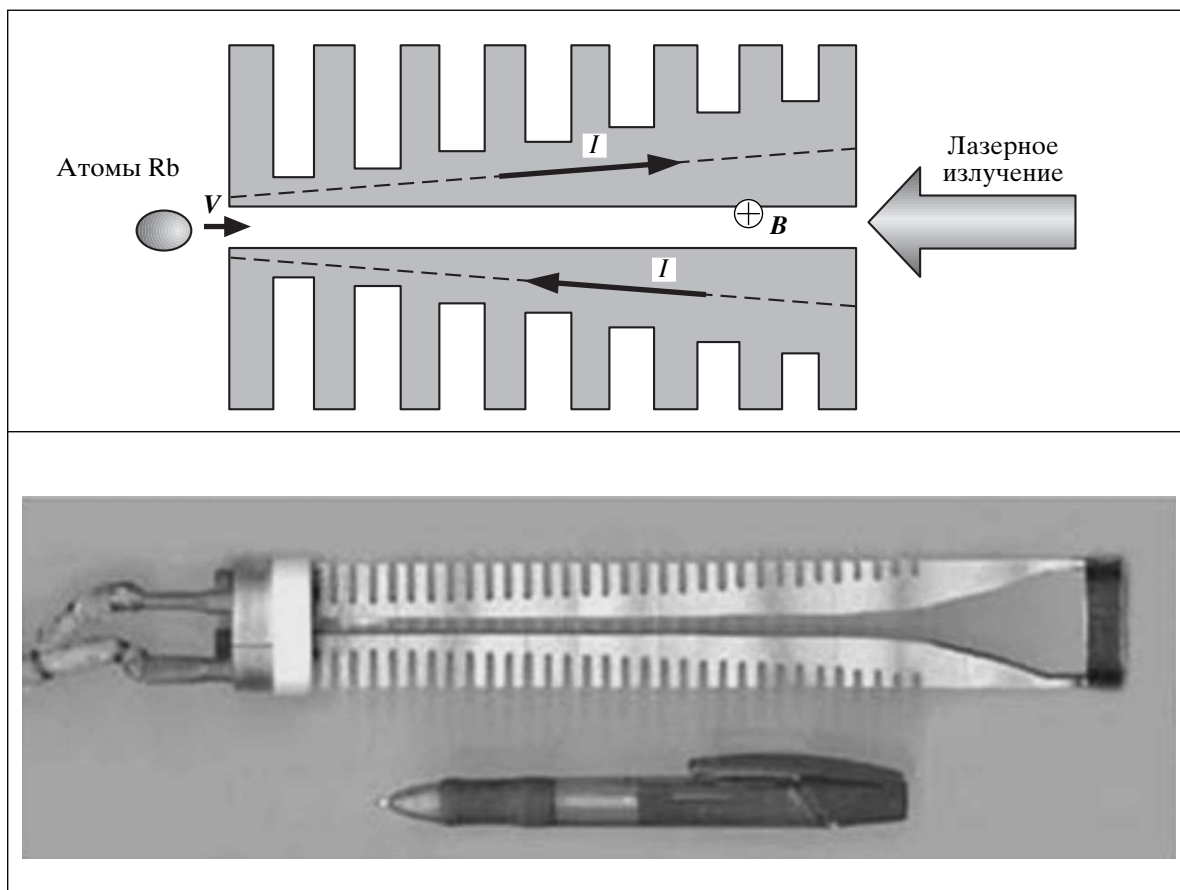


Рис. 6. Зеемановский охладитель. Принципиальная схема и практическая реализация

деляется степенью совмещения в пространстве прямого и обратного лазерных лучей. В нашем случае это приводит к погрешности, меньшей чем 2 м/с. Мы также использовали другую технику определения нуля скоростей, основанную на получении нелинейных резонансов поглощения в ячейке с парами рубидия.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 8 представлены контуры скоростного распределения атомов в пучке после зеемановского охлаждения при различных отстройках частоты силового лазерного излучения Δ . Температура атомного источника составила величину $T = 250^\circ\text{C}$. Пик в низкоскоростной части скоростного распределения соответствует замедленным в результате зеемановского охлаждения атомам. Из графиков видно, что средняя скорость атомов в пике, а также его амплитуда зависят от величины отстройки лазерного излу-

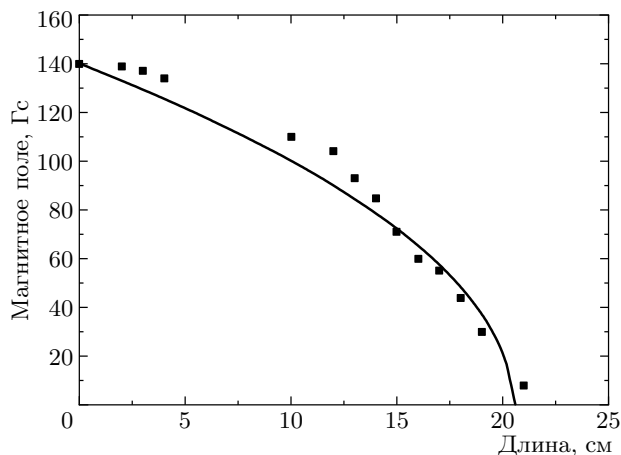


Рис. 7. Распределение магнитного поля на оси зеемановского охладителя. Сплошная линия — расчетная кривая, точки — экспериментальные данные

чения. Чем ближе частота силового лазера к частоте перехода, тем меньше средняя скорость охлажден-

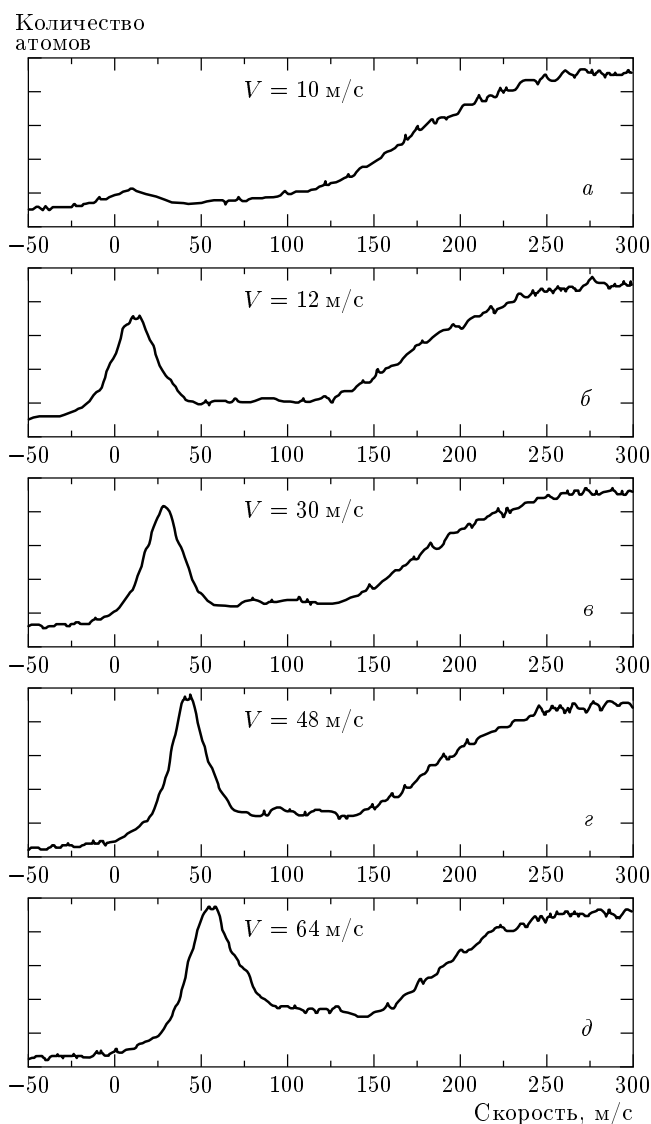


Рис. 8. Скоростное распределение атомов Rb в пучке, полученное в результате зеемановского охлаждения при различных отстройках частоты силового лазерного излучения, $\Delta = -39$ (а), -46 (б), -54 (в), -66 (г), -77 (д) МГц

ных атомов.

На рис. 8 видно, что амплитуда пика холодных атомов практически не меняется при таких значениях отстройки Δ , при которых средняя скорость атомов в пике больше 12 м/с. В этом случае в пике находится около 7% атомов всего скоростного распределения, что соответствует теоретическим оценкам. При средних скоростях, меньших 12 м/с, амплитуда пика уменьшается с уменьшением отстройки частоты Δ . Минимальная средняя скорость, такая что в пике еще есть заметная доля атомов на-

чального скоростного распределения, имеет значение 10 м/с ($\Delta = -39$ МГц). Такое уменьшение амплитуды пика объясняется снижением эффективности регистрации медленных атомов, обусловленной большой расходимостью холодного пучка, с продольной скоростью, меньшей 15 м/с. Соответствие экспериментально полученных значений количества охлажденных атомов расчетным свидетельствует о том, что в данной схеме реализуется эффективное извлечение холодных атомов из зеемановского охладителя.

На приведенных графиках ширина пика замедленных атомов на полувысоте имеет значение $\Delta V = 28 \pm 2$ м/с. Эта ширина существенно больше минимальной ширины, определяемой доплеровским пределом (6). Существует ряд причин, приводящих к увеличению температуры атомного пучка. Согласно нашим расчетам, пространственная неоднородность интенсивности лазерного излучения приводит к конечной ширине скоростного распределения атомов, равной 6 м/с; пространственная неоднородность магнитного поля приводит к уширению 3 м/с. Вклад импульсной диффузии составил 0.5 м/с. Расчетная суммарная ширина скоростного пика составила величину $\Delta V \approx 10$ м/с (этой ширине соответствует температура атомов $T \approx 1$ К). Эта величина меньше измеренной в эксперименте. Такое несоответствие связано с конечной длиной зоны регистрации: на длине зоны регистрации атомы продолжают взаимодействовать с силовым лазерным излучением. Это приводит к тому, что в различных точках зоны регистрации средняя скорость атомов в пике имеет разное значение.

С целью исследования зависимости эффективности зеемановского охлаждения от величины магнитного поля в зеемановском охладителе мы варьировали значения тока через зеемановский охладитель при фиксированных остальных параметрах эксперимента. На рис. 9 представлены соответствующие скоростные распределения. Из рисунка видно, что для значений тока, превышающих оптимальное $I_{opt} = 170$ А, в скоростном распределении присутствуют два пика. Это связано с тем, что при больших токах не выполняется условие на максимально допустимый при зеемановском охлаждении градиент магнитного поля (4), что приводит к потере взаимодействия атомов со светом. При токах, меньших оптимального, градиент магнитного поля уменьшается и, следовательно, снижается эффективность охлаждения.

Экспериментально исследовалась зависимость потока холодных атомов от интенсивности I_{laser}

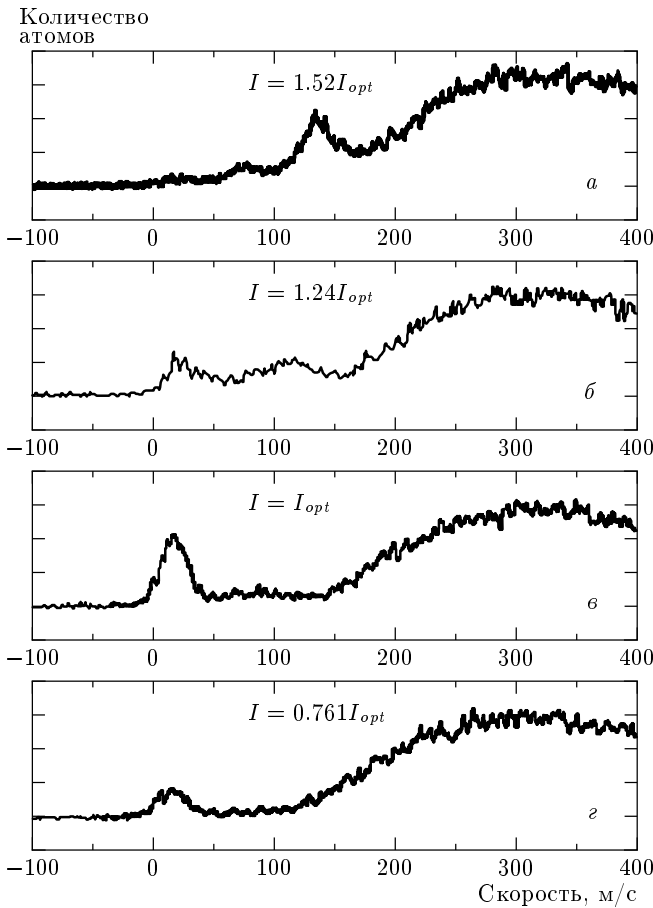


Рис. 9. Влияние магнитного поля зеемановского охладителя на процесс охлаждения атомов. Наибольшая эффективность зеемановского охлаждения реализуется при токе через зеемановский охладитель $I = I_{opt} = 170$ А

лазерного излучения. Увеличение I_{laser} до значения интенсивности I_{sat} насыщения атомного перехода приводит к увеличению силы светового давления на атомы. При дальнейшем увеличении I_{laser} величина этой силы остается постоянной. В эксперименте максимальное значение интенсивности лазерного излучения соответствовало параметру насыщения атомного перехода $G = 30$. Уменьшение этого значения в два раза снижает регистрируемый поток холодных атомов примерно в два раза, средняя скорость атомов при этом не меняется. Уменьшение величины I_{laser} в четыре раза приводит к существенному обеднению количества холодных атомов, средняя скорость атомов при этом возрастает примерно в 1.4 раза. Такое поведение объясняется тем, что распределение магнитного поля в зеемановском охладителе отличается от

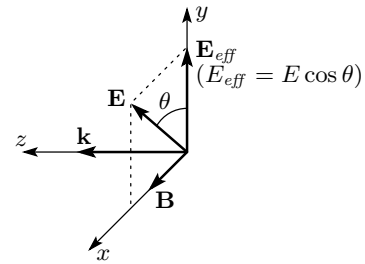


Рис. 10. К объяснению зависимости эффективности зеемановского охлаждения от взаимной ориентации вектора магнитной индукции \mathbf{B} и вектора напряженности поля лазерного излучения \mathbf{E}

идеального. Увеличение интенсивности лазерного излучения приводит к компенсации отклонений распределения магнитного поля за счет полевого уширения, что приводит к уменьшению средней скорости и увеличению потока холодных атомов. Согласно приведенным выше оценкам, для компенсации несовершенства распределения магнитного поля интенсивность лазерного излучения должна быть такой, чтобы параметр насыщения атомного перехода был равен $G = 14$. В нашем эксперименте при параметре насыщения перехода для основной моды $G_1 = 14$ соответствующий параметр для второй моды имеет значение всего лишь $G_2 = 3.5$, недостаточное для осуществления эффективного процесса зеемановского охлаждения.

Исследовалась также зависимость эффективности зеемановского охлаждения от поляризации лазерного излучения и от взаимной ориентации вектора \mathbf{E} и вектора магнитной индукции \mathbf{B} . Как и ожидалось, любые отклонения поляризации лазерного излучения от оптимальной (линейной) приводят к уменьшению эффективности охлаждения. Изменение поляризации лазерного излучения по сравнению с оптимальной приводит к уменьшению интенсивности в компоненте лазерного излучения, возбуждающей переходы с $\Delta m = +1$, что, соответственно, приводит к уменьшению эффективности охлаждения атомов (рис. 10).

5. ПАРАМЕТРЫ ПУЧКА ХОЛОДНЫХ АТОМОВ

Были определены основные параметры пучка холодных атомов: интенсивность, плотность, расходимость, яркость, фазовая плотность. Интенсивность пучка холодных атомов, имеющего среднюю скорость 12 м/с (при температуре атомного источни-

ка 250 °С), составила значение $3 \cdot 10^{12}$ ат./с. Мы исследовали возможность увеличения этого параметра за счет увеличения температуры атомного источника. Повышение температуры источника до значения 400 °С приводило к увеличению интенсивности пучка холодных атомов в 2.4 раза. Дальнейшее повышение температуры приводило к уменьшению интенсивности. Это связано с обеднением пучка медленными атомами из-за рассеяния на быстрых атомах. Таким образом, максимальная интенсивность пучка холодных атомов в эксперименте имела значение $I_{max} = 7.2 \cdot 10^{12}$ ат./с. Этой интенсивности соответствует плотность холодных атомов $n_{max} = I_{max}/S\bar{V} \approx 4.7 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

Яркость атомного пучка определяется выражением:

$$R = \frac{I}{\pi(\Delta x_{\perp})^2 \Delta\Omega},$$

где Δx_{\perp} — поперечный размер атомного пучка, $\Delta\Omega$ — телесный угол, в котором распространяются атомы. Телесный угол равен $\Delta\Omega = \pi(\Delta V_{\perp}/\bar{V}_{\parallel})^2$, где ΔV_{\perp} — ширина распределения поперечной компоненты скорости, \bar{V}_{\parallel} — среднее значение продольной скорости атомов. Поперечная скорость атомов определялась формирующими пучок диафрагмами и равна $V_{\perp} \approx 4.5$ м/с. Таким образом, при средней скорости $\bar{V}_{\parallel} = 12$ м/с холодные атомы пучка образуют телесный угол $\Delta\Omega = 0.14\pi$. При максимальном полученном в эксперименте потоке атомов $I_{max} = 7.2 \cdot 10^{12}$ ат./с яркость составила величину $R = 1.3 \cdot 10^{18}$ ат./ср · м² · с. Спектральная яркость определяется выражением

$$B_r = R \frac{\bar{p}_{\parallel}}{\Delta p_{\parallel}}.$$

В нашем случае спектральная яркость равна $B_r = 1.7 \cdot 10^{18}$ ат./ср · м² · с. Фазовая плотность определяется выражением

$$\tilde{\Lambda} = B_r \frac{\pi}{m^3 \bar{V}_{\parallel}^4} h^3.$$

Максимальная фазовая плотность, полученная в нашей работе, равна $\tilde{\Lambda} = 2.4 \cdot 10^{-11}$.

На рис. 11 представлено сравнение параметров холодных пучков (интенсивности и средней скорости), полученных в различных лабораториях. Из графика видно, что полученная в нашей работе интенсивность превосходит более чем на два порядка интенсивность холодных атомных пучков, продемонстрированных в других работах. Такое увеличение полного потока замедленных атомов стало возможным по двум причинам. Во-первых, схе-

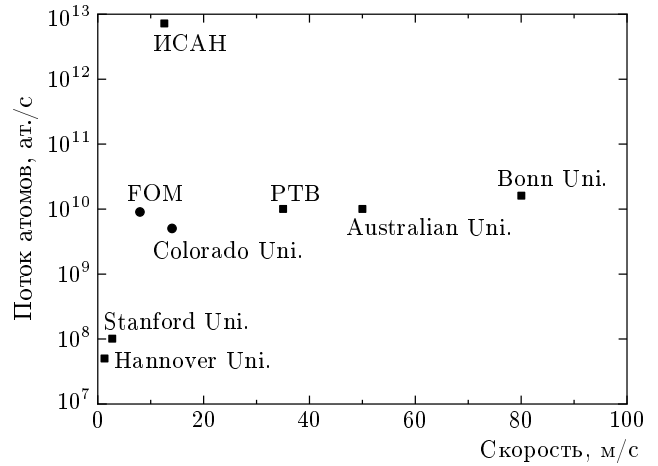


Рис. 11. Сравнение потока и средней скорости атомных источников, полученных в различных группах. Охлажденный атомный пучок (■): ИСАН, Hannover Uni. [8], PTB [20], Australian Uni. [21], Bonn Uni. [19], Stanford Uni. [9]. Атомный пучок из МОЛ (●): FOM [23], Colorado Uni. [11]

ма с поперечным магнитным полем позволила существенно уменьшить длину охлаждающего тракта, во-вторых, использовался атомный источник, обеспечивающий интенсивный тепловой пучок с необходимой низкоскоростной частью скоростного распределения.

Нами были проведены оценки возможности повышения яркости и фазовой плотности полученного в данной работе холодного атомного пучка с применением техники двумерной магнитооптической ловушки. Плотность атомов в 2ММОЛ ограничивается следующими физическими процессами: диполь-дипольным взаимодействием атомов, отталкивательным потенциалом, создаваемым рассеянным лазерным излучением, и потенциалом притяжения, обусловленным поглощением лазерного излучения [18]. В нашем случае из-за большой достигнутой интенсивности холодного пучка представляется, что наиболее важным фактором, который будет определять его поперечный размер и температуру при поперечном лазерном охлаждении, является перепоглощение фотонов внутри атомного ансамбля. Многократное перепоглощение фотонов приводит к нагреву атомов и уменьшению сжимающей силы, вследствие чего максимально достижимая плотность атомов в пучке ограничена значением порядка $n_{max} = 10^{12}$ см⁻³ [18]. С учетом этого ограничения при полученной в данной работе интенсивности и средней скорости атомного пучка минимально

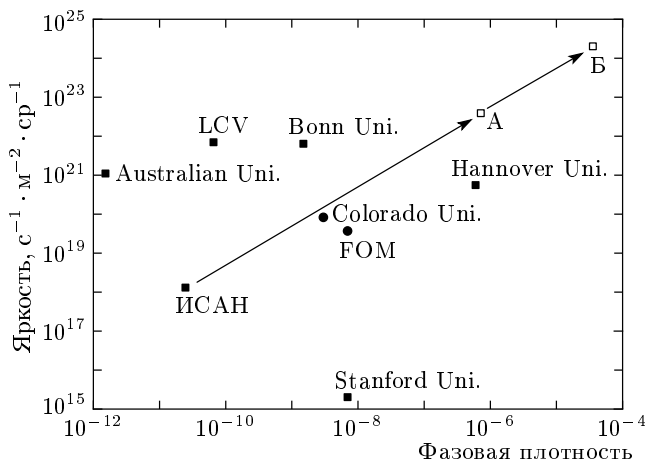


Рис. 12. Сравнение яркости и фазовой плотности атомных пучков, полученных в разных лабораториях: ИСАН, Australian Uni. [21], LCV Uni. [22], Bonn Uni. [19], Colorado Uni. [11], Stanford Uni. [9], FOM [23], Hannover Uni. [8]. Стрелками показаны расчетные значения интенсивности и яркости полученного нами холодного пучка после охлаждения в 2ММОЛ: А — поперечное охлаждение до температуры доплеровского предела охлаждения, Б — субдоплеровское поперечное охлаждение

достижимый с использованием техники 2ММОЛ поперечный размер пучка составит $\Delta x_{\perp} \approx 430$ мкм. При охлаждении атомов в 2ММОЛ до значений доплеровского предела лазерного охлаждения угловая расходимость атомного пучка становится равной $2 \cdot 10^{-2}$ рад, а при достижении субдоплеровских температур порядка 3 мкК расходимость имеет значение $2.7 \cdot 10^{-3}$ рад. Поэтому использование техники 2ММОЛ позволит в нашем случае увеличить яркость и фазовую плотность пучка в $3 \cdot 10^4$ раз в первом случае и в $1.5 \cdot 10^6$ раз во втором. На рис. 12 представлены значения яркости и фазовой плотности охлажденных атомных пучков, полученных в различных лабораториях с использованием техники 2ММОЛ. На этом графике мы показали также значение фазовой плотности атомного пучка, полученного в данной работе, и ожидаемое значение фазовой плотности с нашим пучком при использовании 2ММОЛ с доплеровским (точка А на рис. 12) и субдоплеровским (точка Б) механизмами охлаждения. Из графика видно, что полученные в нашей работе параметры пучка холодных атомов даже без использования техники 2ММОЛ оказываются сравнимыми с соответствующими характеристиками пучков замедленных атомов, полученных в работах с использованием такой техники. Стрелки на графике пока-

зывают расчетное значение рассматриваемых характеристик для нашего атомного пучка при применении техники 2ММОЛ. Как следует из рис. 11, 12, реализованный нами способ получения пучка холодных атомов позволяет существенно улучшить фазовую плотность пучка.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием метода лазерного зеemanовского охлаждения атомов в поперечном магнитном поле получен источник холодных атомов ^{85}Rb с интенсивностью $7.2 \cdot 10^{12}$ ат./с и средней скоростью атомов 12 м/с. Плотность атомов в источнике составила $4.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Авторы выражают благодарность А. П. Черкуну, И. В. Морозову, Д. В. Серебрякову за помощь при подготовке эксперимента, М. В. Субботину за активное участие на начальном этапе эксперимента.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 01-02-16337, 02-02-17014), гранта президента РФ НИИ 1772.2003.2 и INTAS (грант № 479).

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Ketterle, Rev. Mod. Phys. **74**, 1131 (2002).
2. J. T. M. Walraven, in *Quantum Dynamics of Simple Systems*, ed. by G. L. Oppo and S. M. Barnett, Inst. of Phys. Publ., London (1996), p. 315.
3. W. D. Phillips, J. V. Prodan, and H. J. Metcalf, J. Opt. Soc. Amer. B **2**, 1751 (1985).
4. T. E. Barrett, S. W. Dapore-Schwartz, M. D. Ray et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3483 (1991).
5. W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985).
6. W. Ketterle, A. Martin, M. A. Joffe et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 2483 (1992).
7. M. Zhu, C. W. Oates, and J. S. Hall, Phys. Rev. Lett. **67**, 46 (1991).
8. M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka et al., Opt. Comm. **134**, 423 (1997).
9. E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 1658 (1990).
10. J. Nellesen, J. Werner, and W. Ertmer, Opt. Comm. **78**, 300 (1990).

11. Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3331 (1996).
12. S. N. Bagayev, V. I. Baraulia, A. E. Bonert et al., *Laser Phys.* **11**, 1178 (2001).
13. В. С. Летохов, В. Г. Миногин, Б. Д. Павлик, *ЖЭТФ* **72**, 1328 (1977).
14. Н. Рамзей, *Молекулярные пучки*, Изд-во иностр. лит., Москва (1960), с. 23.
15. P. N. Melentiev, M. V. Subbotin, and V. I. Balykin, *Laser Phys.* **11**, 1 (2001).
16. K. L. Corwin, Z. T. Lu, C. F. Hand et al., *Appl. Opt.* **37**, 3295 (1998).
17. R. D. Swenunson and U. Even, *Rev. Sci. Instr.* **52**, 559 (1981).
18. В. И. Балыкин, В. Г. Миногин, *ЖЭТФ* **123**, 13 (2003).
19. F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich et al., *Phys. Rev. A* **61**, 13405 (2000).
20. A. Witte, T. Kisters, F. Riehle et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **9**, 1030 (1992).
21. M. D. Hoogerland, D. Milic, W. Lu et al., *Australian J. Phys.* **49**, 567 (1996).
22. W. Rooijackers, W. Hogervorst, and W. Vassen, *Opt. Comm.* **123**, 321 (1996).
23. K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidenmuller et al., *Phys. Rev. A* **58**, 3891 (1998).