

10

© 1991 г.

СКОРОСТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМНОГО ПУЧКА В НЕКОТОРЫХ РАСПРОСТРАНЕННЫХ СХЕМАХ ЭКСПЕРИМЕНТА

Л. Ю. Хрящев

Описан флуоресцентный метод измерения скоростных распределений атомов. Приводятся результаты экспериментальных измерений скоростных распределений пучка атомов натрия для исходного атомного пучка и после взаимодействия с излучением. Рассмотрено влияние на скоростное распределение эффектов оптической накачки основного состояния и резонансного светового давления.

Введение

Скоростное распределение потока частиц является одной из основных характеристик коллимированных атомных пучков [1]. Вид скоростного распределения зависит от типа источника атомного пучка [1, 2] и может меняться в процессе эксперимента в результате взаимодействия частиц, например, с излучением [3] или поверхностью [4].

Имеется ряд методов исследования скоростных распределений атомных пучков. Это, например, времяпролетный метод, основанный на измерении временной зависимости сигнала с детектора частиц, расположенного на определенном расстоянии от механического прерывателя [4-6]. При использовании в эксперименте узкополосных перестраиваемых лазеров скоростное распределение можно получить, измеряя зависимость сигнала флуоресценции атомов от частоты возбуждающего лазерного излучения при неортогональной схеме возбуждения атомов [3, 7].

Был предложен также флуоресцентный метод измерения скоростных распределений для пучков атомов, которые могут быть переведены при ортогональном возбуждении узкополосным лазерным излучением на подуровни, не взаимодействующие с данным излучением [8, 9]. Этот метод обладает избирательной способностью измерения скоростных распределений не только по сорту атомов, но и по различным подуровням основного состояния, характеризуется достаточно высокой точностью и не требует сканирования частоты лазерного излучения в широких пределах.

В настоящей работе описываются результаты экспериментальных исследований скоростных распределений пучков атомов натрия в условиях, характерных для методов лазерной спектроскопии на атомных пучках [10], селективного детектирования атомов методами фотоотклонения и резонансной флуоресценции [11], поляризации атомных пучков [12] и т. д.

Флуоресцентный метод измерения скоростных распределений атомных пучков и экспериментальная установка

Рассмотрим атомный пучок, последовательно пересекающий два ортогональных ему лазерных пучка, частота излучения в которых одинакова и равна резонансной частоте атомов ν_0 . В ряде случаев эту частоту можно выбрать та-

кой, что взаимодействие с лазерным излучением обеспечивает перекачку атомов на не взаимодействующие с этим излучением подуровни [13]. Если за время пролета через первый лазерный пучок все атомы переходят на не взаимодействующие с излучением подуровни, то тогда атомы во втором лазерном пучке не возбуждаются. При регистрации флуоресценции от атомов, возбуждаемых во втором лазерном пучке, наличие или отсутствие первого лазерного пучка проявляется, наоборот, в отсутствии или наличии сигнала резонансной флуоресценции [14].

Предположим, что облучение атомов в первом лазерном пучке проводится периодически во времени. Если первый лазерный пучок прекращается в мо-

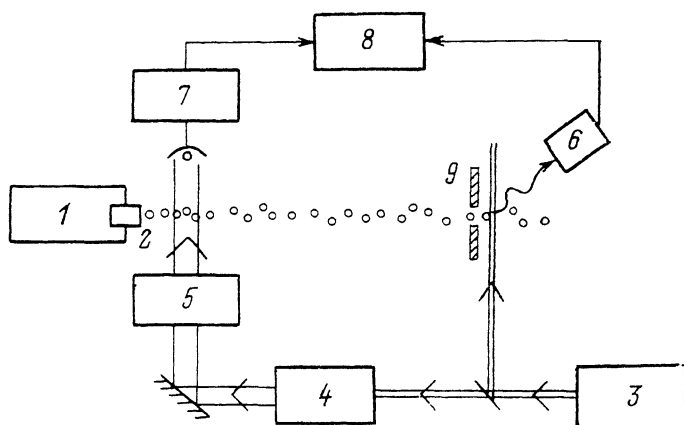


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — камера с парами натрия, 2 — коллиматор, 3 — лазер на красителе, 4 — расширитель лазерного пучка, 5 — модулятор, 6 — ФЭУ, 7 — формирователь импульсов запуска, 8 — ЭВМ.

мент времени t_0 , то временная зависимость сигнала резонансной флуоресценции определяется следующим выражением [9]:

$$S(\tau) \sim \int_{L/\tau}^{\infty} \frac{W(v)}{v^n(v)} dv, \quad (1)$$

где $\tau = t - t_0$; $W(v)$ — скоростное распределение частиц, перешедших за время пролета через первый лазерный пучок на не взаимодействующие с излучением подуровни; L — расстояние между лазерными пучками.

Функция $n(v)$ принимает в двух предельных случаях детерминированный вид, а именно $n=1$, если зондирующий лазерный пучок может считаться слабым, и $n=0$, если в зондирующем лазерном пучке обеспечивается полная перекачка всех атомов на не взаимодействующие с излучением подуровни.

Скоростное распределение $W(v)$ в свою очередь связано с измеренным в эксперименте сигналом соотношением

$$W\left(\frac{1}{\tau}\right) \sim \tau^{2-n} \frac{\partial S(\tau)}{\partial \tau}. \quad (2)$$

Это выражение в принципе позволяет из полученной в эксперименте зависимости $S(\tau)$ вычислить скоростное распределение. Если за время пролета через первый лазерный пучок обеспечивается полная перекачка атомов, то вычисленное распределение относится к распределению всех частиц, находившихся до взаимодействия с излучением на подуровне, с которого производится возбуждение. Если перекачка неполная, то измеряется скоростное распределение только частиц, перешедших за время пролета на подуровни, не взаимодействующие с излучением, что дает возможность, например, исследовать временные аспекты оптической накачки.

В случае атома натрия частота излучения, обеспечивающая эффективную перекачку атомов на не взаимодействующие с излучением подуровни, соответствует, например, переходу $3^2S_{1/2} (F_0 = 1) - 3^2P_{3/2} (F = 2)$. При этом легко достигается практически полная перекачка атомов [15] на второй сверхтонкий подуровень основного состояния и $n=0$. Если возбуждение проводится на переходе $3^2S_{1/2} (F_0 = 2) - 3^2P_{3/2} (F = 3)$, то во втором лазерном пучке легко достигается приближение малой интенсивности, т. е. $n=1$, но в этом случае реализуется многократное взаимодействие атомов с излучением и перекачка всех атомов на подуровень $F_0=1$ основного состояния обеспечивается лишь при значительных размерах области взаимодействия l или при высокой интенсивности излучения I .

Опишем используемую экспериментальную установку (рис. 1). В качестве объекта исследований использовался пучок атомов натрия, формируемый при расширении паров в вакуум через стеклянный многоканальный коллиматор. Расходимость атомного пучка составляла около 2.5 мрад. Облучение атомного пучка проводилось в поперечном с точностью до 2 мрад направлении излучением одностороннего лазера на красителе с шириной спектра около 1 МГц при характерном дрейфе частоты излучения несколько МГц в мин. Резонансность возбуждения атомов контролировалась по сигналу флуоресценции от вспомогательного коллимированного пучка атомов натрия, который на рис. 1 не показан. Для модуляции первого лазерного пучка использовался тонкий вращающийся диск с двумя прорезями. Типичный период следования модулирующих импульсов составлял 10 мс при длительности импульса 5 мс, причем время нарастания фронта светового импульса не превышало 10 мкс. Второй лазерный пучок пересекал атомный пучок на расстоянии $L = 0.67$ м от места первого взаимодействия. Регистрация возбуждаемой резонансной флуоресценции производилась фотозлектронным умножителем.

Зависимость сигнала резонансной флуоресценции от времени накапливалась в памяти микроЭВМ, подсоединенной к ФЭУ через многоканальный аналогоцифровой преобразователь. Накопление запускалось синхронно с перекрытием первого лазерного пучка от формирователя импульсов запуска. Накапливалось 1024 значения сигнала резонансной флуоресценции с временным интервалом несколько мкс. Постоянная времени регистрирующего тракта была менее 20 мкс. Использовалось примерно 5000 циклов накопления, что соответствовало времени накопления около 200 с.

Скоростное распределение исходного атомного пучка

Типичные экспериментальные зависимости $S(\tau)$ показаны кривыми 1 и 2 на рис. 2 для температур источника 160 и 250 °С при условиях возбуждения, обеспечивающих полную перекачку атомов на не взаимодействующие с излучением подуровни в обоих лазерных пучках. Форма зависимостей соответствует расчетному выражению

$$S(\tau) = \left(1 + \frac{L^2}{\tau^2 u^2}\right) \exp\left(-\frac{L^2}{\tau^2 u^2}\right), \quad (3)$$

получаемому из (1) при подстановке обычного теплового скоростного распределения [1]

$$W(v) = \frac{2v^3}{u^4} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right), \quad (4)$$

где u — средняя тепловая скорость.

Для сравнения на рис. 2 пунктиром дана зависимость (3) для $n=600$ м/с. Подгонка зависимости вида (3) дала для экспериментальных кривых 1 и 2 значения $u=550$ и 620 м/с соответственно, что хорошо согласуется со значениями средней тепловой скорости максвелловского распределения для используемых температур источника. Построенные при этих значениях параметра u зависимости (3) совпали в пределах погрешности с экспериментальными кривыми.

Тот факт, что скоростное распределение используемого атомного пучка хорошо описывается формулой (4), позволило провести измерение средней тепловой скорости с помощью выражения

$$S\left(\frac{1}{v}\right) = 0.74S(\infty). \quad (5)$$

Полученные экспериментальные значения скорости u при различных температурах $t^\circ\text{C}$ источника приведены на рис. 3. Сплошной линией на рисунке

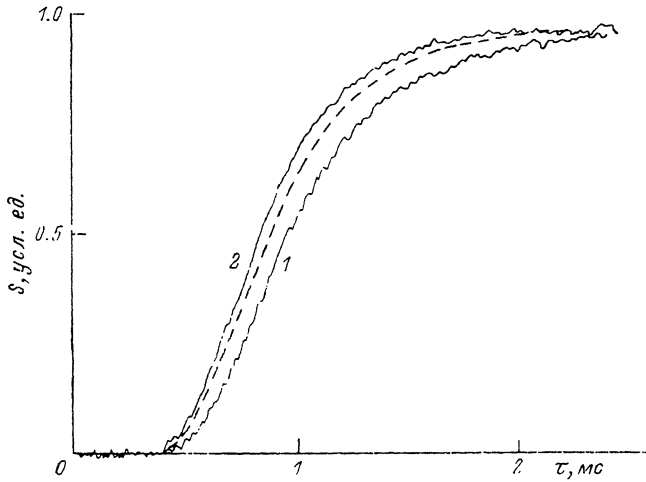


Рис. 2. Временная зависимость сигнала флуоресценции для различных температур источника атомного пучка.

показан а расчетная зависимость u ($t^\circ\text{C}$). Из рис. 3 видно, что определение средней тепловой скорости осуществляется с помощью выражения (5) с погрешностью не более нескольких процентов.

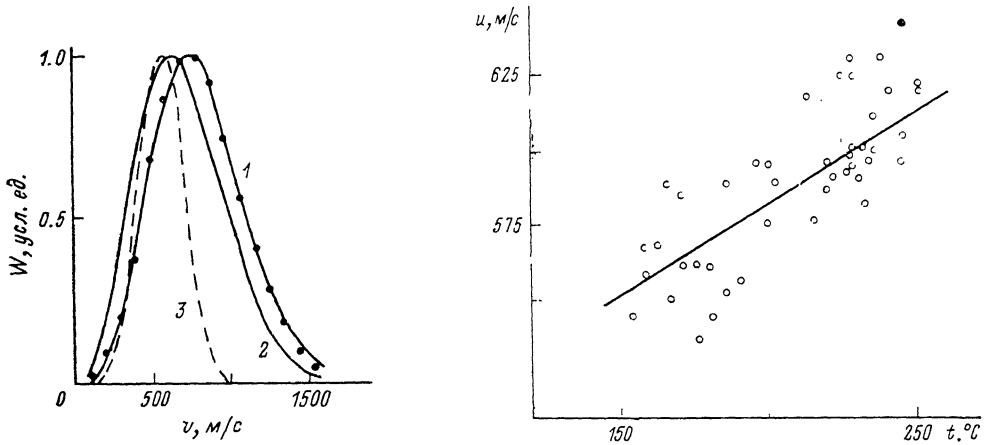


Рис. 3. Температурная зависимость средней тепловой скорости.
Сплошная линия — расчет.

Рис. 4. Скоростные распределения атомов.

1 — для исходного атомного пучка, 2 — $W_1(v)$, 3 — для выделенного диафрагмой участка фотоотклоненного атомного пучка.

Использование выражения типа (5) для исследования параметров движения атомных пучков возможно только при известной форме скоростного распределения. В то же время прямое численное дифференцирование экспериментальной зависимости $S(\tau)$ с использованием стандартных методов сглаживания дало для наших экспериментальных зависимостей очень высокую погрешность, что объясняется близостью спектров шумов и сигнала.

Пертому для вычисления зависимости $W(v)$ в общем случае проводилась сначала численная аппроксимация экспериментальной зависимости $S(\tau)$ выражениями вида

$$P(\tau) = A_1 + \left(\sum_{k=3}^{10} A_k (\tau - A_2)^{k-2} \right)^{-1} \quad (6)$$

или

$$Y(\tau) = \left(\frac{A_1}{\tau} + \frac{A_2}{\tau^2} + \frac{A_3}{\tau^3} \right) \exp \left(- \frac{A_4}{(\tau - A_5)^2} - A_6 \tau \right). \quad (7)$$

Вычисленные в результате аппроксимации коэффициенты A_k определяют в соответствии с выражением (2) вид скоростного распределения в явном виде. Формула (6) не несет априорной информации о форме скоростного распределения, а выражение (7) построено таким образом, что в нем содержится зависимость $S(\tau)$ вида (3), характерная для обычного теплового распределения. Полученная с помощью формулы (6) зависимость $W(v)$ показана на рис. 4 кривой 1 для температуры источника 220 °C.

При температурах источника ниже 250 °C наблюдается хорошее совпадение формы экспериментального скоростного распределения с кривой вида (4) для соответствующей температуры (рассчитанные по формуле (4) значения показаны на рис. 4 точками), их ширина и положение максимума совпадают с точностью до единиц процентов. В частности, отношение скорости v^{\max} , соответствующей максимуму распределения, к его ширине на половине высоты Δv в эксперименте составило в среднем 1.11, в то время как для распределения (4) оно равно 1.06. Тот факт, что полученное с помощью формулы (6) скоростное распределение соответствует естественному для этого случая виду (4), указывает на возможность измерения описанным способом скоростных распределений общего вида. При этом для атомного пучка, характеризующегося скоростным распределением (4), определение средней скорости с помощью выражения (5) и аппроксимация по формулам (6) и (7) дают близкие результаты.

При повышенных температурах источника (в наших экспериментах выше 250 °C) наблюдалось отличие формы скоростного распределения от вида (4). Конкретно, доля быстрых атомов в общем потоке становится больше, чем в формуле (4). Этот факт удается объяснить увеличением влияния соударений с откачиваемыми парами натрия вблизи коллиматора, которые наиболее эффективно выводят из атомного пучка медленные атомы. Простейшие расчеты для пучка атомов, пролетающих через буферный газ, проведенные на основе модели атомов как твердых шаров, подтверждают данный вывод. В частности, расчеты дают рост v^{\max} при увеличении давления буферного газа и увеличение доли быстрых атомов в распределении. Изменение скоростного распределения при повышении температуры сопровождается также уменьшением интенсивности атомного пучка [15] и уширением его углового распределения. Величина этих эффектов сильно зависит от эффективности откачки и некоторых других элементов экспериментальной установки.

Изменение скоростного распределения атомов на различных подуровнях основного состояния при ортогональном возбуждении

Известно, что при движении реальных атомов через поперечный лазерный пучок происходит перекачка атомов на невзаимодействующую с данным излучением подуровни. При этом очевидно, что вероятность перекачки зависит от времени взаимодействия, т. е. от скорости атомов, что обуславливает постепенное изменение скоростного распределения атомов, взаимодействующих с излучением. Представлялось интересным рассмотреть изменение скоростного распределения при поперечном облучении атомов натрия излучением, настроенным на переход $F_0=2 \rightarrow F=3$, на котором удается получить значительное число рассеянных отдельным атомом фотонов и возбуждение на котором используется для детектирования, фотоотклонения атомов натрия и других целей. Указанный

процесс, например, приводит к отличию экспериментальных угловых распределений фотоотклоненных атомных пучков, полученных при одночастотном возбуждении, от кривых, рассчитанных для двухуровневых атомов [16].

Населенность основного подуровня $F_0=2$ после вылета из лазерного пучка в зависимости от скорости атома v и условий возбуждения в упрощенном виде можно представить следующим образом [17]:

$$N_2(v) = N_0 \exp\left(-\frac{W_1(A+W_2)l}{2G(A+2W_1)v}\right), \quad (8)$$

где N_0 — исходная населенность этого подуровня, W_1 — скорость вынужденных переходов в лазерном пучке, A — скорость спонтанного распада, l — размер области взаимодействия, коэффициент G приблизительно равен 400.

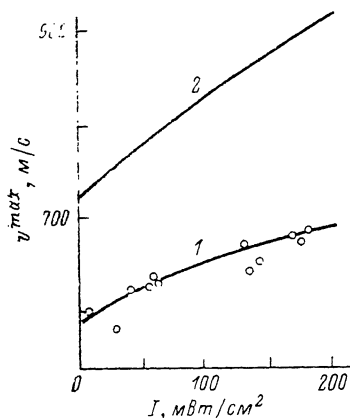
Видно, что скоростное распределение $W_1(v)$ атомов, переходящих за время пролета на подуровень $F_0=1$, сдвинуто в область меньших v . Наоборот, на подуровне $F_0=2$ остаются в основном более быстрые атомы, а максимум соответствующего распределения $W_2(v)$ сдвинут в сторону больших скоростей.

На рис. 5 кривыми 1 и 2 показаны рассчитанные зависимости скоростей v_1^{\max} и v_2^{\max} , соответствующие максимумам скоростных распределений $W_1(v)$ и $W_2(v)$, от скорости вынужденных переходов. Исходное скоростное распределение полагалось вида (4), а $l=2$ мм.

В эксперименте регистрировалось скоростное распределение атомов $W_1(v)$, перешедших за время взаимодействия на подуровень основного состояния $F_0=1$, возбуждение с которого не производится. Полученное таким образом распределение показано кривой 2 на рис. 4 для средней интенсивности в первом лазерном пучке 16 мВт/см^2 и размере области взаимодействия 2 мм (температура источника 220°C). Видно, что максимум кривой сдвинут в сторону меньших скоростей, причем форма распределения отличается от вида (4). Полученное с помощью выражения (8) распределение

Рис. 5. Зависимости v_1^{\max} (1) и v_2^{\max} (2) от интенсивности лазерного излучения.

Сплошные линии — расчет.



$$W_1(v) = W(v) \left(1 - \frac{N_2(v)}{N_0}\right) \quad (9)$$

хорошо согласуется с полученным в эксперименте.

Полученная в эксперименте зависимость v_1^{\max} от интенсивности излучения в первом лазерном пучке показана кружками на рис. 5. Видно хорошее количественное совпадение экспериментальных данных с расчетом по формуле (8). При этом было принято, что интенсивность лазерного излучения связана с скоростью вынужденных переходов соотношением

$$W = I \frac{A}{I_S}, \quad (10)$$

где интенсивность насыщения $I_S = 12 \text{ мВт/см}^2$ [18].

Корректировка расчетов угловых распределений фотоотклоненных атомных пучков [19], выполненных для двухуровневых атомов с учетом описанного изменения скоростных распределений, привела к совпадению экспериментальных данных с расчетами. Таким образом, было показано, что выведенные в [18] выражения могут быть использованы для реального атома с точностью до деформации скоростного распределения подуровней основного состояния.

Скоростные распределения различных участков фотоотклоненного атомного пучка

При проведении измерений скоростей атомов в выделенных диафрагмой участках фотоотклоненного атомного пучка удается экспериментально проследить связь между формой его пространственного профиля и скоростными распределениями этих участков, которая вытекает из проведенных ранее расчетов [19]. Кроме того, очевидно, что скоростное распределение данного выделенного участка фотоотклоненного атомного пучка может быть сделано более узким, чем скоростное распределение исходного атомного пучка, причем это распределение, как и профиль фотоотклоненного атомного пучка, должно в значительной степени зависеть от условий возбуждения.

Расчеты проводились для условий, характерных для пучка атомов натрия [20]. Вычислялось скоростное распределение атомов, прошедших диафрагму шириной 1 мм, расположенную на расстоянии $L=600$ мм от области фотоотклонения, для интенсивностей излучения, не приводящих к заметному уширению контура поглощения атомов. Расчеты показали, что атомы, проходящие через диафрагму, образуют пучок, который в значительной степени монокинетизирован. Так, при строго поперечном ($\varphi=0$) возбуждении без отстройки $\Delta\nu=\nu_0-\nu=0$ ширина соответствующего скоростного распределения составляет около 160 м/с, что в несколько раз меньше, чем у исходного атомного пучка. Этот факт может быть использован для создания коллимированных атомных пучков с узким скоростным распределением с заданным максимумом. При этом следует иметь в виду, что ширина получаемого распределения зависит от расхождения и поперечного размера исходного атомного пучка, от ширины диафрагмы, ширины линии излучения используемого лазера и ограничена квантовыми флуктуациями силы резонансного светового давления [21].

Скоростное распределение потока атомов, выделенных смещенной узкой диафрагмой, в значительной степени зависит от условий фотоотклонения. Например, при отстройке частоты излучения в красную сторону относительно резонанса $\Delta\nu > 0$ и при некотором наклоне лазерного пучка навстречу атомному пучку $\varphi > 0$, согласно расчетам, происходит расширение и сдвиг кривых распределения, причем при определенном сдвиге диафрагмы с оси исходного атомного пучка увеличивается суммарный поток атомов через диафрагму. Последний факт полностью согласуется с выводами работ [16, 19] о том, что при подобном подборе условий фотоотклонения происходит угловая концентрация фотоотклоненных атомов для широкой области скоростей. При значительных наклонах и отстройках частоты излучения ($\varphi=20$ мрад, $\Delta\nu=20$ МГц) может быть сформировано скоростное распределение с двумя пиками, причем доля атомов, фотоотклоненных на большие углы, при этом падает.

На рис. 6 представлена зависимость положения максимума скоростного распределения атомов, проходящих через диафрагму, от смещения диафрагмы X . Перемещение диафрагмы приводит к перестройке центра максимума распределения, что может быть легко осуществлено на практике. При строго ортогональном облучении без отстройки узость формируемого скоростного распределения связана с достаточно плавным спадом зависимости $v^{\max}(X)$ (кривая 1). Более крутая зависимость $v^{\max}(X)$ при введении отстройки частоты излучения и его наклона связана с уширением формируемого скоростного распределения (кривая 2). При значительных наклонах и отстройках частоты излучения данная

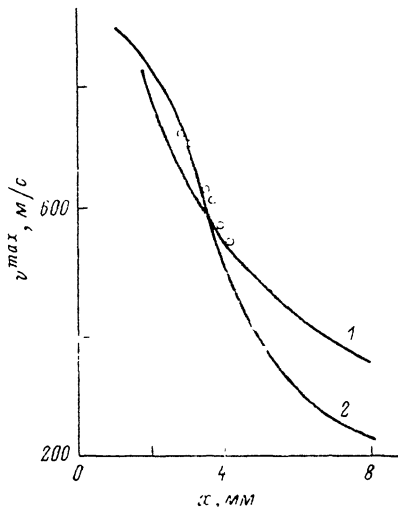


Рис. 6. Зависимости v^{\max} от величины сдвига диафрагмы при фотоотклонении атомов.

Сплошные линии — расчет; $\Delta\nu$, МГц: 1 — 0, 2 — 10; φ , мрад: 1 — 0, 2 — 10.

зависимость имеет две ветви, соответствующие двум максимумам сформированного скоростного распределения.

Для экспериментального измерения скоростных распределений выделенных диафрагмой участков фотоотклоненного атомного пучка осуществлялось периодическое прерывание отклоняющего лазерного пучка (рис. 1). При этом поток атомов через диафрагму также промодулирован. Пусть диафрагма сдвинута таким образом, что при отсутствии отклоняющего излучения атомы через нее практически не проходят. Воздействие первого лазерного пучка обеспечивает поток атомов через сдвинутую диафрагму. При резком перекрытии первого лазерного пучка происходит постепенный спад потока атомов через диафрагму, причем зависимость потока от времени определяется скоростным распределением атомов, проходивших через диафрагму.

Данный подход к измерению скоростных распределений различных участков фотоотклоненного атомного пучка является обобщением рассмотренного выше флуоресцентного метода на случай модуляции потока атомов резонансным световым давлением. При этом искомое скоростное распределение определяется с помощью таких же численных методов, как и выше. Следует только отметить, что по сравнению с рассмотренными в работе [9] в данном случае имеется дополнительный фактор, уширяющий аппаратную функцию метода. Действительно, при перекрытии первого лазерного пучка через диафрагму пройдут также атомы, которые находятся в середине лазерного пучка, но обладают меньшими скоростями. Можно показать, что погрешность измерения скоростных распределений, вносимая этим процессом, имеет порядок l/L (в этих экспериментах l около 8 мм).

Возбуждение атомов натрия проводилось на частоте перехода $F_0 = 2 - F = 3$, на котором можно получить существенное фотоотклонение атомов [16]. При этом обеспечивается предел слабого зондирующего лазерного пучка. Дрейф частоты лазерного излучения за время измерения не превышал 5 МГц. Параметры эксперимента практически соответствовали принятым ранее в расчетах. Для аппроксимации зависимости сигнала резонансной флуоресценции от времени использовалось выражение (7).

Экспериментально было зарегистрировано сужение скоростного распределения при выделении диафрагмой отдельного участка фотоотклоненного атомного пучка. На рис. 4 кривой 3 показано полученное таким образом скоростное распределение при величине сдвига диафрагмы 3,5 мм (температура источника атомного пучка 220 °С). Приведенное скоростное распределение имеет максимум на 595 м/с и ширину на половине высоты около 400 м/с, что примерно в два раза меньше ширины исходного скоростного распределения.

В то же время полученное в эксперименте распределение существенно шире чем рассчитанное. Это, по-видимому, в основном объясняется дрейфом частоты излучения за время накопления, нестрогой ортогональностью лазерного и атомного пучков, пульсациями интенсивности лазера на красителе, а также неучтенными при расчете квантовыми флуктуациями силы резонансного светового давления.

Кроме того, к некоторому искажению формы скоростного распределения относительно расчетной приводит эффект оптической накачки основного состояния, который, как было рассмотрено выше, деформирует при одночастотном возбуждении скоростное распределение атомов, остающихся после взаимодействия с первым лазерным пучком на подуровне $F_0 = 2$ и, следовательно, регистрируемых в зондирующем лазерном пучке.

Были проведены измерения скоростных распределений участков фотоотклоненного атомного пучка при различных положениях диафрагмы. Значения скоростей, соответствующих максимумам полученных скоростных распределений, приведены на рис. 6. Видно, что зарегистрированное изменение центральной скорости распределения хорошо описывается расчетами.

В экспериментах положение диафрагмы определяло максимум регистрируемого скоростного распределения с точностью до 10 м/с.

Рассмотрен основанный на эффекте оптической накачки флуоресцентный метод измерения скоростных распределений атомных пучков. Этот метод использован для исследования данной характеристики в экспериментальных условиях, типичных для лазерной спектроскопии на атомных пучках и смежных областях. Показано, что развитый метод измерения распределений атомов по скоростям позволяет исследовать форму скоростных распределений произвольного вида, причем погрешность измерения параметров распределений (ширина и положение максимума) не превышает нескольких процентов.

Проведенные измерения показали, что скоростное распределение используемого атомного пучка с хорошей точностью описывается обычным выражением для эффузионного пучка, причем это распределение может быть деформировано в зависимости от условий эксперимента. Например, к деформации скоростного распределения приводят соударения потока атомов с буферным газом. Процесс оптической накачки основного состояния при одночастотном возбуждении приводит к перераспределению атомов по подуровням основного состояния, эффективность которого зависит от времени взаимодействия атомов с излучением, в результате чего изменяются скоростные распределения атомов на различных подуровнях основного состояния. При выделении узкой диафрагмой определенных участков фотоотклоненного атомного пучка удается получить коллимированный атомный пучок с более узким скоростным распределением, центральная скорость которого перестраивается при перемещении диафрагмы.

Автор выражает благодарность В. Г. Домелунксену и А. Ю. Николаеву за помощь при подготовке экспериментов и К. К. Боярскому и И. В. Журкину за помощь при проведении расчетов.

Список литературы

- [1] *Pendlebury J., Smith K.* // *Contemp. Phys.* 1987. Vol. 28. N 1. P. 3—32.
- [2] *Kita S., Hubner H., Kraht W., Duren R.* // *Rev. Sci. Instr.* 1981. Vol. 52. N 5. P. 684—689.
- [3] *Балыкин В. И., Летохов В. С., Милогин В. Г.* // УФН. 1985. Т. 147. № 1. С. 117—156.
- [4] *Fisher S. S., Hagen O. F., Wilmoth R. G.* // *J. Chem. Phys.* 1968. Vol. 49. N 4. P. 1562—1573.
- [5] *Yamamoto S., Habi T.* // *J. Appl. Phys.* 1985. Vol. 57. N 9. P. 4490—4492.
- [6] *Варенцов В. Л., Ежов В. Ф., Князьков В. А.* и др. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 152—154.
- [7] *Ertmer W., Blatt R., Hall J. L., Zhu M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 54. N 10. P. 996—999.
- [8] *Домелунксен В. Г., Николаев А. Ю., Хрящев Л. Ю.* // *Опт. и спектр.* 1988. Т. 64. Вып. 5. С. 1175—1177.
- [9] *Домелунксен В. Г., Николаев А. Ю., Хрящев Л. Ю.* // *Опт. и спектр.* 1989. Т. 66. Вып. 2. С. 265—270.
- [10] *Лазерная спектроскопия атомов и молекул / Под ред. Г. Вальтера.* М.: Мир, 1979.
- [11] *Балыкин В. И., Бекоев Г. И., Летохов В. С., Мишин В. И.* // УФН. 1980. Т. 132. № 2. С. 293—345.
- [12] *Custa J. T., Anderson L. W.* // *Phys. Rev.* 1983. Vol. A28. N 2. P. 1195—1197.
- [13] *Steel D. G., McFarlane R. A.* // *Opt. Lett.* 1983. Vol. 8. N 1. P. 33—35.
- [14] *Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю.* // *Опт. и спектр.* 1987. Т. 62. Вып. 6. С. 1219—1222.
- [15] *Хрящев Л. Ю., Домелунксен В. Г., Котликов Е. Н., Николаев А. Ю.* // *ЖТФ.* 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1368—1374.
- [16] *Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю.* // *Опт. и спектр.* 1986. Т. 61. Вып. 3. С. 646—648.
- [17] *Домелунксен В. Г., Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю., Хрящева А. В.* // *Опт. и спектр.* 1985. Т. 59. Вып. 4. С. 755—759.
- [18] *Домелунксен В. Г., Журкин И. В., Николаев А. Ю., Хрящев Л. Ю.* // *Опт. и спектр.* 1989. Т. 67. Вып. 6. С. 1238—1243.
- [19] *Боярский К. К., Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю.* // *Опт. и спектр.* 1985. Т. 59. Вып. 3. С. 523—526.
- [20] *Боярский К. К., Хрящев Л. Ю.* // *Письма в ЖТФ.* 1989. Т. 15. Вып. 22. С. 62—66.
- [21] *Pique J. L.* // *Phys. Rev.* 1979. Vol. A19. N 4. P. 1622—1628.