

02;07;12

©1993 г.

МЕТОД РЕЗОНАНСНОГО СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ СЕЛЕКТИВНОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ АТОМОВ

Л.Ю.Хрящев

Рассмотрены возможности метода резонансного светового давления для селективного детектирования атомов. Исследованы вопросы транспортировки атомов в области регистрации в схемах одноступенчатого и двухступенчатого отклонения. Показано, что схема двухступенчатого отклонения может обеспечить значительно более высокую селективность разделения частиц не только при больших, но и при малых интервалах между резонансными частотами разделяемых частиц.

Введение

Задача спектрального анализа вещества получила свое развитие с появлением перестраиваемых лазеров на красителях [1]. Использование лазерных методов позволило повысить селективность и чувствительность анализа. Высокая селективность анализа обеспечивается избирательным возбуждением атомов узкополосным резонансным излучением с шириной спектра, меньшей частотного интервала между линиями присутствующих в пробе атомов, в том числе различных изотопов. Лазерные методы в принципе позволяют получить предельную чувствительность детектирования одного атома в области регистрации. Получили развитие такие методы лазерного детектирования атомов, как многоступенчатая ионизация [2], флуоресцентное детектирование [3] и метод резонансного светового давления [4].

В настоящей работе мы остановимся на исследовании возможностей метода резонансного светового давления для селективного детектирования атомов. Принципиальная схема метода такова. Коллимированный атомный пучок облучается в поперечном направлении узкополосным излучением. При этом резонансные атомы эффективно отклоняются за счет многократного рассеяния фотонов, проходят систему диафрагм и попадают на детектор. Нерезонансные (фоновые) атомы отклоняются менее эффективно, а их поток в области регистрации значительно меньше исходного.

Реализация метода требует получения для резонансных атомов существенных углов отклонения, превышающих расходимость исходного атомного пучка. Для этого должен быть обеспечен режим многократного взаимодействия атомов с излучением, который может быть нарушен из-за

оптической накачки подуровней основного состояния атомов [5]. Добиться увеличения числа актов взаимодействия отдельного атома с излучением можно подбором условий возбуждения одночастотным излучением [6], использованием циркулярно-поляризованного [7] или двухчастотного излучения [8].

Кроме селективного детектирования атомов резонансное световое давление может быть использовано для выделения из атомного пучка частиц, находящихся в определенном состоянии [9], создания атомных пучков с узким скоростным распределением [10,11], охлаждения и пленения атомов [12,13], охлаждения захваченных в электромагнитные ловушки ионов [14]. Отметим также, что экспериментальная схема с фотоотклонением атомного пучка может быть использована для исследования самого эффекта резонансного светового давления [15,16].

Схема одноступенчатого фотоотклонения

Рассмотрим сначала описанный выше случай, когда атомы испытывают отклонение в одной области взаимодействия. Имеются три основные причины, снижающие селективность детектирования методом резонансного светового давления: конечная расходимость исходного атомного пучка, рассеяние фоновыми атомами фотонов на крыле линии поглощения и столкновения. Благодаря этим причинам фоновые частицы могут миновать диафрагму, задерживающую исходный атомный пучок, и попасть в область регистрации. Для изотопических сдвигов, характерных для изотопов натрия [17], и типичных давлений остаточных газов в вакуумной камере два последних фактора незначительно сказываются на величине потока фоновых атомов в фотоотклоненном атомном пучке, и основная причина, ограничивающая селективность одноступенчатого фотоотклонения, — это конечная расходимость исходного атомного пучка.

Увеличить селективность разделения можно как за счет снижения расходимости исходного атомного пучка, так и за счет повышения эффективности фотоотклонения. В последнем случае важна не только величина среднего угла отклонения, но и ширина углового распределения фотоотклоненного атомного пучка. Ухудшение коллимации атомного пучка при отклонении, которое наблюдалось в экспериментах [8], затрудняет детектирование или дальнейшее использование значительной части отклоненных атомов. Значительная площадь сбора отклоненных частиц увеличивает вероятность попадания на нее фоновых частиц, т.е. снижает селективность метода.

Подбор условий возбуждения при фотоотклонении позволяет формировать предпочтительный пространственный профиль фотоотклоненного атомного пучка. Расчет формы пространственного профиля отклоненного атомного пучка сводится к определению числа рассеянных атомом фотонов N , которое определяется уравнением [18]

$$l/v = \int_0^N dn/P(n), \quad (1)$$

где l — размер области взаимодействия, v — продольная скорость атома, $P(n)$ — число актов рассеяния в единицу времени.

Расчеты позволяют учесть влияние таких факторов, как отстройка частоты излучения от резонанса, наклон лазерного пучка относительно атомного пучка, скоростное распределение и расходимость исходного атомного пучка. Для многих практически важных случаев уравнение (1) решается относительно N в явном виде. Расчеты, например, показали, что при введении определенной отстройки частоты лазерного излучения от резонанса и наклона лазерного пучка относительно направления строгой ортогональности увеличивается средний угол фотоотклонения атомов и возможна некоторая коллимация отклоненного атомного пучка.

Двухступенчатое фотоотклонение

Для более эффективного выделения из исходного атомного пучка резонансных частиц может быть использована схема двухступенчатого фотоотклонения, в которой направление распространения излучения при двух фотоотклонениях противоположно [19]. Идея метода заключается в достижении транспортировки атомов, резонансно взаимодействующих с излучением, на детектор, который не виден из места расположения источника атомного пучка. При этом фоновые атомы не могут попасть в область детектирования без изменения направления своего движения.

Схема двухступенчатого фотоотклонения показана на рис. 1. Резонансные атомы сначала отклоняются в сечении A , а потом в противоположном направлении в области взаимодействия B , расположенной за диафрагмой D_1 . Пусть ширина второй области взаимодействия атомов с излучением в два раза больше, чем ширина первой, а интенсивность излучения такая же. Видно, что осевые атомы независимо от скорости соберутся в точке C , такой что $AB=BC$. В расходящемся атомном пучке это не так. Однако расчеты показывают, что поперечное отклонение внеосевых атомов в сечении C значительно меньше поперечных размеров, какие имеет отклоненный атомный пучок в сечении B . Иными словами, происходит поперечная фокусировка атомного пучка.

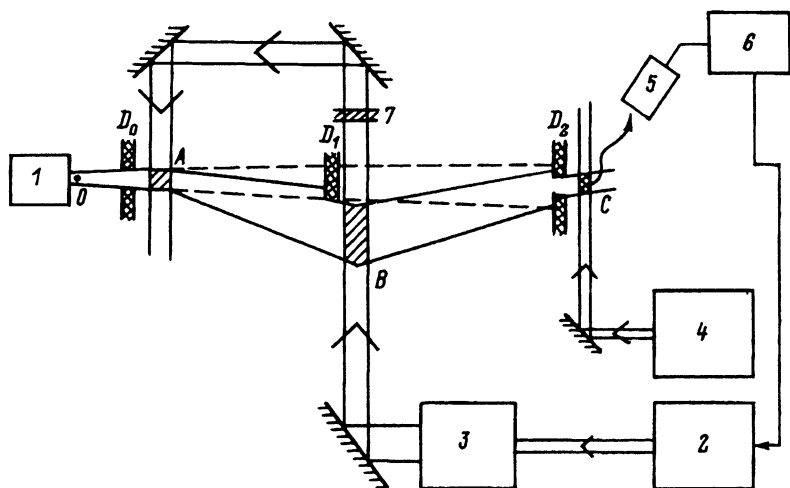


Рис. 1. Схема эксперимента по двухступенчатому фотоотклонению.

1 — источник коллимированного атомного пучка, 2 — двухчастотный лазер на красителе, 3 — расширитель лазерного пучка, 4 — одночастотный лазер на красителе, 5 — фотоэлектронный умножитель, 6 — компьютер, 7 — фильтр.

Расчет, проведенный для условий, типичных для экспериментов с атомами натрия, показал, что в таких условиях диафрагма D_1 , расположенная перед второй областью взаимодействия и задерживающая более 90% нерезонансных частиц, пропускает большую часть частиц резонансно взаимодействующих с излучением. Большинство резонансных частиц отклоняется во второй области взаимодействия таким образом, что попадают на детектор, который не виден из точки 0. Рассчитанная ширина атомного пучка в сечении C была близка к ширине атомного пучка в сечении A , что демонстрирует фокусировку отклоненного атомного пучка на детектор.

Детектирование резонансных атомов после их выделения возможно многими известными методами, например с помощью датчиков поверхностной ионизации. Однако наибольший интерес представляет возможность комбинации метода резонансного светового давления с флуоресцентным детектированием единичных атомов, которое осуществляется после разделения частиц. Селективности двух частей такого комбинированного метода перемножаются, а флуоресцентное детектирование обеспечивает высокую чувствительность анализа. Принципиальная возможность объединения этих двух методов основана на том, что для их осуществления требуется обеспечить многократное возбуждение атомов излучением, т.е. они практически реализуются на частицах одного вида.

Потенциальные селективности детектирования методом фотоотклонения

При разделении частиц под селективностью понимают степень увеличения относительной концентрации выделяемых частиц в пробе. При исследованиях удобно пользоваться понятием потенциальной селективности метода, которая равна степени уменьшения регистрируемого сигнала при отстройке частоты излучения от резонанса на заданный интервал Δ . Такая величина характеризует селективность разделения частиц, для которых относительный сдвиг резонансных частот равен Δ , а все остальные характеристики совпадают.

Как уже указывалось выше, двухступенчатая схема обеспечивает более селективное разделение частиц по сравнению с одноступенчатым фотоотклонением. Основная причина повышения селективности в двухступенчатой схеме заключается в том, что фоновые частицы не могут попасть на детектор без внешних воздействий. Полностью исключается вероятность попадания фоновых частиц в область регистрации из-за конечной расходимости исходного атомного пучка.

При двухступенчатом отклонении селективность разделения частиц ограничивается в основном тем, что фоновые частицы, прошедшие диафрагму D_1 , имеют некоторую вероятность попасть на детектор в результате столкновения с буферными частицами или деталями установки и при нерезонансном поглощении фотонов. Вероятность попадания частиц на детектор вследствие рассеяния на деталях установки может быть практически исключена при охлаждении диафрагм и стенок вакуумной камеры, и мы этим фактором пренебрежем.

Рассмотрим вероятность попадания этих частиц на детектор за счет соударений с частицами буферного газа. При этом примем модель атома как сферы, радиус которой определяет сечение соударений с изменением скорости $\sigma^2 = 10^{-14} \text{ см}^2$, и положим, что атомы после соударений рав-

номерно распределяются в телесном угле 1 ср с осью, совпадающей с направлением первоначального движения.

Число соударений в единицу времени фоновой частицы с атомами остаточного газа запишется в виде

$$f = N_r \sigma^2 u, \quad (2)$$

где N_r — концентрация частиц остаточного газа, u — средняя скорость частиц.

В этом случае поток фоновых частиц, попадающих на детектор, можно оценить выражением

$$\dot{N}'_\phi = \dot{N}_\phi (N_r \sigma^2 S/L) = \dot{N}_\phi / R_2, \quad (3)$$

где \dot{N}_ϕ — поток фоновых частиц, проходящих диафрагму D_1 ; S — площадь детектора; L — среднее расстояние от места соударения до детектора.

Выражение в скобках задает селективность второй ступени R_2 . Если подставить в (3) типичные значения $N_r = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $S = 0.1 \text{ см}^2$, $L = 10 \text{ см}$, то получаем $R_2 = 10^6$.

Селективность разделения частиц при фотоотклонении ограничивается также поглощением фотонов фоновыми частицами. Можно показать, что влияние этого эффекта значительно меньше, чем оцененный выше вклад соударений, если сдвиг Δ линии поглощения фоновых частиц относительно частоты излучения лазера достаточно велик (больше 20 естественных шириин линии поглощения). При малом сдвиге резонансных частот необходимо проводить оценки для каждого конкретного случая.

Приведенные оценки показывают, что суммарная селективность комбинированного метода, состоящего из двухступенчатого разделения и флуоресцентного детектирования единичных атомов, может быть очень высокой. Так как потенциальная селективность флуоресцентного детектирования R_ϕ при $\Delta = 20\gamma$ составляет величину до 10^{10} [3], то суммарная селективность метода при таком Δ может достигать величины порядка 10^{17} .

Случай малой расстройки

При малой расстройке резонансных частот детектируемых и фоновых частиц (до нескольких естественных шириин) на селективность разделения основное влияние оказывает рассеяние фоновыми частицами фотонов на крыле линии поглощения.

Были проведены расчеты зависимости потоков атомов через диафрагму после одноступенчатого и двухступенчатого фотоотклонений от частоты излучения. Результаты приведены на рис. 2. При одноступенчатом фотоотклонении контур $\dot{N}(\nu)$ практически симметричен и имеет ширину несколько больше естественной γ (кривая 1). Введение второй ступени отклонения существенно искажает зависимость потока атомов на детекторе от частоты излучения, а именно контур становится в значительной степени несимметричным (кривая 2). В этом случае синее крыло контура

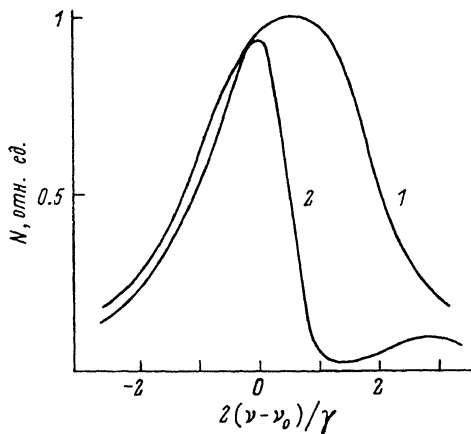


Рис. 2. Расчет зависимостей потоков атомов в области регистрации от частоты излучения.

1 — одноступенчатое отклонение, 2 — двухступенчатое отклонение.

спадает значительно быстрее, а ширина контура уменьшается примерно в 2 раза по сравнению с кривой 1.

Наблюдается резкое уменьшение потока атомов на коллектор по сравнению с потоком атомов через диафрагму в некоторой области частот $\nu > \nu_0$. Такая зависимость потока атомов от частоты излучения объясняется различными знаками доплеровских сдвигов, приобретаемыми атомами при фотоотклонении для противоположно направленных лазерных пучков. При $\nu > \nu_0$ доплеровский сдвиг δ , приобретенный атомом за время первого взаимодействия, увеличивает начальную отстройку частоты излучения от резонанса на второй ступени, что снижает эффективность отклонения.

Интервал частот при $\nu > \nu_0$, когда поток атомов в области регистрации значительно снижен, может регулироваться в широких пределах изменением таких параметров эксперимента, как интенсивность излучения и размер области взаимодействия. Это определяет практическую возможность эффективного разделения частиц, интервал между резонансными линиями которых находится на уровне нескольких естественных ширин перехода.

Экспериментальная установка

Схема эксперимента показана на рис. 1. В экспериментах использовался пучок атомов натрия, который формировался при расширении паров в вакуум через многоканальный коллиматор и имел угловую расходимость на половине интенсивности около 2.5 мрад [20]. Температура в нагревательной камере поддерживалась на уровне 220°C. Полный поперечный размер коллиматора был 0.65 мм. Давление остаточных газов в вакуумной камере не превышало 1 мкТор.

В экспериментах измерялась зависимость сигнала флуоресценции, возбуждаемой лазерным излучением в области регистрации, от частоты излучения. Зависимости записывались в памяти компьютера, из них определялась величина сигнала флуоресценции на интересующей нас частоте. Частотный масштаб вводился при одновременной регистрации контуров флуоресценции от реперного пучка атомов натрия.

В установке имелись два непрерывных лазера на красителе, работавших в одночастотном и двухчастотном режимах. Активная стабилизация

частоты излучения позволяла получить ширину линии излучения лазеров порядка нескольких МГц при характерном дрейфе 1 МГц/мин. Одночастотный лазер на красителе использовался для создания зондирующего излучения.

Для получения эффективного фотоотклонения атомов натрия использовался двухчастотный лазер на красителе. Выделение двухчастотного режима осуществлялось двоякопреломляющим фильтром, двумя ненапыленными эталонами из плавленого кварца с толщинами 0.48 и 4.0 мм, а также резонансным отражателем, образованным двумя зеркалами, расположенными на расстоянии 87.6 мм. Лазер был настроен таким образом, что одновременно возбуждались переходы 1-2 и 2-3 D_2 -линии натрия, что исключало влияние оптической накачки основного состояния на цикличность взаимодействия атомов с излучением. При этом частотный интервал между компонентами спектра излучения лазера соответствовал сверхтонкому расщеплению атома натрия с точностью до 1 МГц, что контролировалось по контурам флуоресценции, возбуждаемой двухчастотным излучением на D_1 -линии.

Эксперименты проводились в условиях, соответствующих принятым в расчетах, результаты которых приведены на рис. 2.

Результаты экспериментов

На рис. 3 представлены пространственные профили атомных пучков в различных схемах фотоотклонения. При введении одной ступени фотоотклонения профиль отклоненного атомного пучка сдвигается с оси исходного атомного пучка и расширяется вследствие разброса атомов по скоростям, при этом полного разделения исходного и отклоненного атомных пучков не достигается. Регистрируемый профиль отклоненного атомного пучка соответствует рассчитанному для двухуровневых атомов [18] (кривая 1).

При двухступенчатом фотоотклонении перед второй областью взаимодействия помещалась диафрагма D_1 , сдвинутая в направлении первого фотоотклонения примерно на 1 мм от оси исходного атомного пучка. Такая диафрагма задерживает подавляющую часть неотклоняемых час-

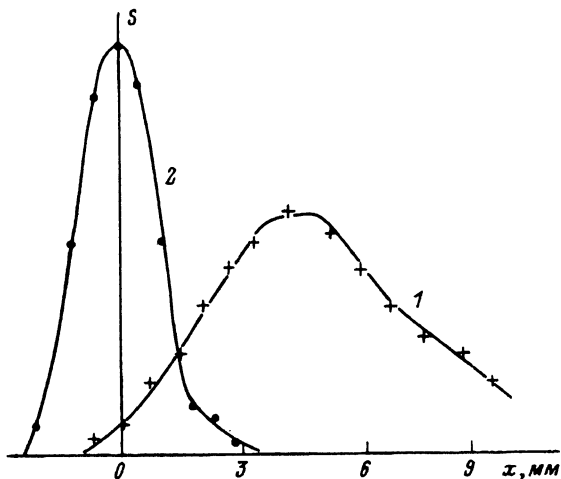


Рис. 3. Пространственные профили фотоотклоненных атомных пучков.

1 — одноступенчатое отклонение, 2 — двухступенчатое отклонение.

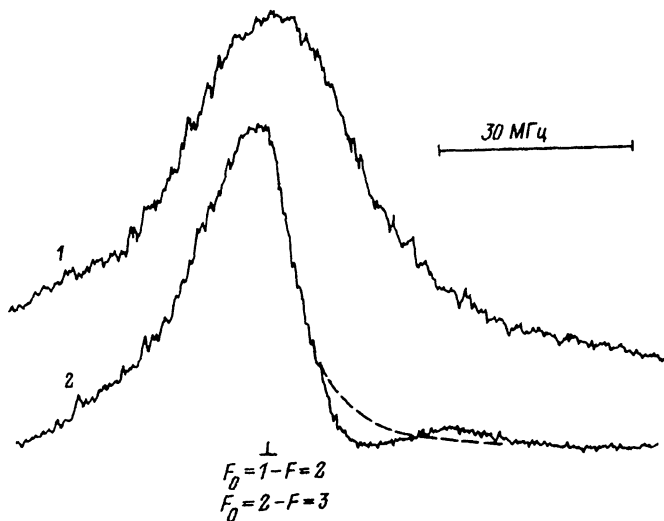


Рис. 4. Примеры экспериментальных зависимостей флуоресценции атомов от частоты отклоняющего лазерного излучения.

1 — одноступенчатое отклонение, 2 — двухступенчатое отклонение.

тиц, а также около 25% резонансных частиц. Основная часть атомов, прошедших диафрагму D_1 , регистрируется в области, которая не видна из места расположения источника атомного пучка. Ширина профиля атомного пучка после двухступенчатого отклонения составила 2.8 мм (кривая 2), что примерно в два раза меньше, чем ширина пучка в сечении B . Таким образом, атомы, резонансно взаимодействующие с излучением, транспортируются в область регистрации, из которой не виден источник атомного пучка, при этом происходит фокусировка атомного пучка.

На рис. 4 показаны зависимости сигнала флуоресценции, возбуждаемой зондирующим излучением на переходе 2-3 D_2 -линии, от частоты отклоняющего излучения. Кривая 1 демонстрирует контур резонансной флуоресценции $S(\nu)$ после одной ступени фотоотклонения. Контур практически симметричен и имеет ширину на половине высоты около 30 МГц, что находится в хорошем соответствии с приведенными выше результатами расчета при учете насыщения поглощения излучения.

При введении второй ступени отклонения форма контура $S(\nu)$ в значительной степени изменяется, а именно он сужается и становится несимметричным. Полная ширина на половине высоты контура $S(\nu)$ составила в наших экспериментах 11 ± 1 МГц при $I = 10$ мВт/см² и 16.5 ± 1 МГц при $I = 100$ мВт/см². Вместе с тем при $\nu > \nu_0$ уменьшение сигнала в 2 раза наблюдалось уже при отстройках 4 ± 1 и 6.5 ± 1 МГц соответственно для таких же интенсивностей излучения, причем нижнее значение могло ограничиваться нестабильностью частоты излучения двухчастотного лазера на красителе. Таким образом, синее крыло контура спадает значительно быстрее красного, что соответствует результатам расчетов, приведенным на рис. 2.

Также наблюдался провал в контуре $S(\nu)$ при $\nu > \nu_0$, который был получен ранее в расчетах. Наличие данного провала зависело в основ-

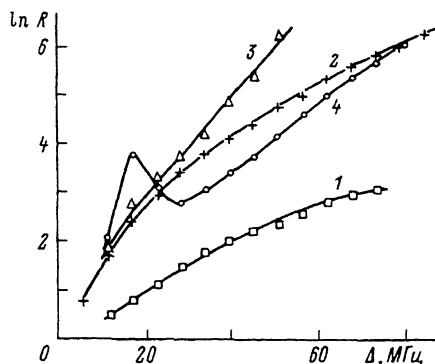


Рис. 5. Потенциальные селективности разделения атомов при флуоресцентном детектировании в зависимости от отстройки частоты отклоняющего излучения.

1 — одноступенчатое отклонение, 2-4 — двухступенчатое отклонение; 1,4 — отклоняющие лазерные пучки параллельны; 2,3 — угол между лазерными пучками 5 мрад (2 и 3 получены при различных положениях диафрагмы D_1).

ном от угла между отклоняющими атомы лазерными пучками, а именно он наблюдался, когда лазерные пучки были с высокой степенью точности параллельны. При угле между лазерными пучками приблизительно 5 мрад и больше спад зависимости $S(\nu)$ происходил монотонно. Также мы не наблюдали провала на регистрируемых контурах при малых интенсивностях излучения ($I < 10 \text{ мВт/см}^2$).

Потенциальные селективности разделения методом резонансного светового давления для случая флуоресцентного детектирования могут быть определены как

$$R(\Delta) = S(\nu_{\max})/S(\nu_{\max} + \Delta), \quad (4)$$

где ν_{\max} — соответствует максимуму флуоресцентного сигнала.

Следует отметить, что получаемая из эксперимента величина R зависит от метода детектирования атомов. В частности, когда зондирующее излучение настроено на переход $F_0 = 2 - F = 3 D_2$ -линии натрия, то сигнал обратно пропорционален скорости атомов и для атомов, обладающих малыми скоростями он будет максимальным. Это приводит к тому, что спад флуоресцентного сигнала при существенных отстройках будет происходить медленнее, чем уменьшение потока атомов, так как в этом случае диафрагму проходят в среднем более медленные атомы. Получаемые при этом из зависимостей $S(\nu)$ селективности будут меньше, чем коэффициент разделения частиц, взятый как отношение соответствующих потоков. При настройке зондирующего излучения на переход 2-2 той же линии изменение флуоресцентного сигнала пропорционально потоку атомов в широком диапазоне скоростей [21] т.е. в этом случае эксперимент дает значение потенциального коэффициента разделения. Однако в последнем случае ввиду уменьшения отношения сигнал-шум измерения имеют более высокую погрешность.

На рис. 5 показаны зависимости полученных в эксперименте потенциальных селективностей от расстройки Δ . При одноступенчатом отклонении рост селективности с увеличением отстройки в приведенном примере ограничен на уровне 30 частью атомов, попадающих в область регистрации вследствие конечной расходимости исходного атомного пучка (кривая 1).

Селективность двухступенчатой схемы увеличивается с ростом Δ значительно быстрее, а именно при $\Delta = 50 \text{ МГц}$ имеем R более 250 ($I = 100 \text{ мВт/см}^2$) (кривая 2). Ограничения роста кривой $R(\Delta)$ при уве-

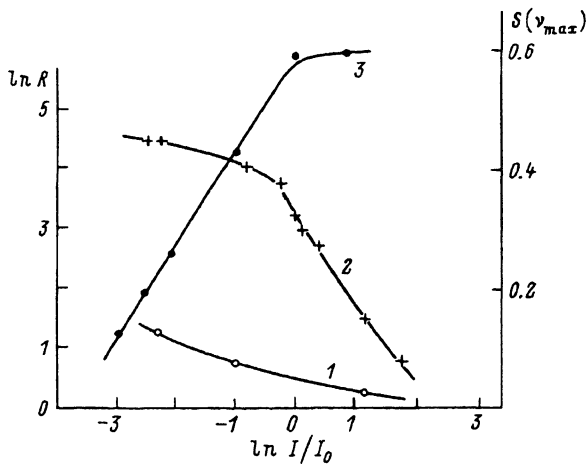


Рис. 6. Потенциальная селективность разделения при $\Delta = 25$ МГц (1,2) и амплитуда сигналов флуоресценции (3) как функции интенсивности отклоняющего излучения.

1 — одноступенчатое отклонение;
2,3 — двухступенчатое отклонение.
 $I_0 = 50$ мВт/см².

личении отстройки в экспериментах замечено не было. Увеличения селективности разделения можно добиться, например, сдвигая диафрагму D_1 в направлении первого отклонения (кривая 3).

При строгой параллельности отклоняющих лазерных пучков на зависимости $R(\Delta)$ имеется пик, соответствующий провалу на кривой $S(\nu)$ (кривая 4). Этот факт позволяет получить высокую селективность разделения при малых отстройках. Например, было получено $R = 40$ при отстройке 15 МГц. Введение угла между отклоняющими лазерными пучками уменьшает потенциальную селективность для такой отстройки примерно в 4 раза. При больших отстройках нарушение параллельности в пределах 5 мрад влияет на селективность существенно в меньшей степени.

Экспериментально было подтверждено увеличение селективности, получаемой с помощью выражения (4), когда зондирующее излучение настроено на переход 2-2. В частности, при отстройке 25 МГц коэффициент разделения по потоку частиц оказался почти в 2 раза больше, чем селективность при флуоресцентном детектировании на переходе 2-3. При увеличении отстройки разница между двумя названными величинами, по-видимому, будет увеличиваться.

Селективность разделения частиц методом резонансного светового давления в значительной степени зависит от интенсивности отклоняющего излучения. При интенсивности излучения много больше интенсивности насыщения I_S (6 мВт/см² для атома натрия) отстройка частоты излучения от резонанса в широких пределах не приводит к заметному уменьшению числа актов рассеяния атомом фотонов и селективность разделения будет низкой. Высокой селективности можно ожидать только при малых интенсивностях, незначительно насыщающих переход.

Это подтверждается результатами экспериментов, представленных на рис. 6 для отстройки 25 МГц. В обеих схемах фотоотклонения наблюдается спад селективности R с ростом интенсивности (кривые 1,2). При малых интенсивностях селективность двухступенчатого отклонения изменяется незначительно, ее резкий спад наблюдается при $I > 3I_S$. Вместе с тем уменьшение интенсивности излучения вызывает снижение амплитуды регистрируемого флуоресцентного сигнала (кривая 3, для двухсту-

пятиугольного отклонения), что связано с уменьшением среднего числа рассеянных атомами фотонов. Это определяет необходимость проведения фотоотклонения в области взаимодействия с максимальными размерами при низкой интенсивности излучения.

Заключение

Мы рассмотрели некоторые возможности метода фотоотклонения для задачи выделения из атомного пучка частиц, резонансно взаимодействующих с излучением. При значительной разнице резонансных частот разделяемых частиц на селективность метода одноступенчатого отклонения основное влияние оказывает конечная расходимость используемого атомного пучка, а при введении второй ступени отклонения, которая снижает влияние этого фактора, селективность ограничивается соударениями атомов с остаточными газами. Поглощение фоновыми атомами фотонов на крыльях линий переходов определяет селективность выделения резонансных частиц при малых значениях Δ .

В работе экспериментально показана возможность транспортировки атомов за счет сил резонансного светового давления через диафрагму, которая не видна из места расположения источника атомного пучка (двухступенчатое фотоотклонение), и фокусировки атомов на узкую диафрагму. Показано, что метод двухступенчатого фотоотклонения по сравнению с одноступенчатым обеспечивает значительно более высокую потенциальную селективность выделения из атомного пучка частиц, резонансно взаимодействующих с излучением. При флуоресцентном детектировании атомов получено уменьшение сигнала в 40 раз при отстройке на 1.5γ и в 250 раз при $\Delta = 5\gamma$, что демонстрирует высокую селективность метода.

Список литературы

- [1] Балькин В.И., Бекоев Г.И., Летохов В.С. и др. // УФН. 1980. Т. 132. № 2. С. 293–345.
- [2] Kudryavtsev Yu.A., Letokhov V.S., Petrunin V.V. // Opt. Commun. 1983. Vol. 68. N 1. P. 25–30.
- [3] Балькин В.И., Летохов В.С., Мишин В.И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. Вып. 6. С. 2221–2237.
- [4] Bernhardt A.F., Duerre D.E., Simpson J.R. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. N 10. P. 617–619.
- [5] McClelland J.J., Kelley M.H. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31. N 6. P. 3704–3710.
- [6] Домелунксен В.Г., Котликов Е.Н., Хрящев Л.Ю. и др. // Опт. и спектр. 1985. Т. 59. Вып. 4. С. 755–759.
- [7] Balykin V.I. // Opt. Commun. 1980. Vol. 33. N 1. P. 31–36.
- [8] Bjorkholm J.E., Freeman R.R., Pearson D.B. // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 23. N 2. P. 491–498.
- [9] Gould P.L., Ruff G.A., Martin P.J. et al. // Phys. Rev. 1987. Vol. 36. N 3. P. 1478–1480.
- [10] Nellesen J., Müller J.H., Sengstock K. et al. // JOSAB. 1989. Vol. 6. N 11. P. 2149–2154.
- [11] Боярский К.К., Хрящев Л.Ю. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 22. С. 62–66.
- [12] Blatt R., Ertmer W., Zoller P. et al. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 34. N 4. P. 3022–3033.
- [13] Chu S., Bjorkholm J.E., Ashkin A., et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. N 3. P. 314–317.
- [14] Wineland D.J. // Science. 1984. Vol. 226. N 4673. P. 395–400.
- [15] Балькин В.И., Сидоров А.И. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 11. С. 2255–2261.
- [16] Котликов Е.Н., Хрящев Л.Ю. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. Вып. 3. С. 646–648.
- [17] Лазерная спектроскопия атомов и молекул / Под ред. Г.Вальтера. М.: Мир, 1979.
- [18] Боярский К.К., Котликов Е.Н., Хрящев Л.Ю. // Опт. и спектр. 1985. Т. 59. Вып. 3. С. 523–526.

- [19] *Боярский К.К., Кеиринг Г.Э., Котликов Е.Н. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 784–788.*
- [20] *Котликов Е.Н., Хрящев Л.Ю. // Опт. и спектр. 1986. Т. 60. Вып. 1. С. 184–186.*
- [21] *Хрящев Л.Ю., Домелунксен В.Г., Котликов Е.Н. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1368–1374.*

С.-Петербургский университет

Поступило в Редакцию
8 декабря 1992 г.
