

УДК 539.186

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ АТОМНОГО ПУЧКА

Л. Ю. Хрящев, В. Г. Домелунксен, Е. Н. Котликов, А. Ю. Николаев

Проводится детальное исследование флуоресцентного метода измерения интенсивности атомного пучка, основанного на эффекте оптической накачки основного состояния. Конкретная реализация описываемого метода осуществлена на пучке атомов натрия. Проведены исследования зависимости интенсивности атомного пучка, создаваемого многоканальным коллиматором, от температуры в источнике. Обсуждаются погрешность измерения с помощью описываемого метода, диапазон измеряемых интенсивностей, проводится сравнение с известными методами измерения интенсивности атомного пучка.

К настоящему времени атомные пучки [1] получили широкое распространение в различных областях физики и, в том числе, в лазерной спектроскопии [2]. При использовании атомных пучков в научных исследованиях и приложениях необходимо знать их параметры, основным из которых является интенсивность атомного пучка, характеризующая число атомов, проходящих за секунду через единичный телесный угол. Измерение интенсивности атомного пучка является специальной задачей и может быть проведено различными несpectроскопическими методами, рассмотренными, например, в работах [3, 4], осуществление которых требует значительных экспериментальных усилий. В связи с этим нами [5] был предложен спектроскопический метод измерения интенсивности атомного пучка, который не требует дополнительного усовершенствования экспериментальной установки, если в ней проводится возбуждение атомного пучка узкополосным перестраиваемым лазером и предусмотрена возможность регистрации резонансной флуоресценции. Предложенный метод использует явление оптической накачки основного состояния атомов лазерным излучением и основан на измерении сигнала возбуждаемой лазером резонансной флуоресценции.

В настоящей работе проводится детальное исследование предложенного в [5] метода измерения интенсивности атомного пучка. Показано, что при определенном выборе условий возбуждения атомов монохроматическим излучением величина наблюдаемого сигнала резонансной флуоресценции S в широких пределах практически не зависит от скорости атомов v , интенсивности возбуждающего излучения $I_{\text{лн}}$ и размера области взаимодействия L . Основным параметром, определяющим величину сигнала резонансной флуоресценции, является поток атомов в области взаимодействия с излучением, что дает возможность установить количественную взаимосвязь между интенсивностью атомного пучка $I_{\text{ат}}$ и сигналом S , обусловленным резонансной флуоресценцией атомов.

Конкретная реализация описываемого метода осуществлена на пучке атомов натрия, для которого проведены расчеты и экспериментальные исследования, развивающие подход работы [5] к измерению интенсивности атомного пучка. Проведены исследования зависимости интенсивности атомного пучка, создаваемого многоканальным коллиматором, от температуры в источнике.

Обсуждаются погрешность измерения предлагаемого метода, диапазон измеряемых интенсивностей, проводится сравнение с известными методами.

Рассмотрим метод измерения интенсивности атомного пучка по сигналу резонансной флуоресценции в условиях оптической накачки основного состояния. Пусть имеется коллимированный атомный пучок, создаваемый источником I (рис. 1). Возбуждение атомов проводится в поперечном направлении узкополосным излучением лазера 2, причем частота лазерного излучения ν совпадает с частотой резонансного атомного перехода ν_0 . Участок атомного пучка, в котором измеряется интенсивность атомного пучка $I_{\text{ат}}$, задается диафрагмой 3. Будем считать, что диафрагма расположена на оси атомного пучка, т. е. рассматриваем осевую интенсивность атомного пучка. Кроме того, предполагаем, что площадь диафрагмы много меньше сечения атомного пучка во флуоресцентной камере и что в силу малости диафрагмы остаточное поперечное доплеровское уширение линии поглощения атомов меньше, чем естественная ширина перехода γ , т. е. при резонансном возбуждении все атомы, попадающие в область взаимодействия, возбуждаются лазерным излучением. Пусть один атом за время пролета через область взаимодействия в среднем переизлучает n фотонов. Определенная часть переизлученных атомами фотонов попадает на катод фотоэлектронного умножителя 4 и определяет величину сигнала резонансной флуоресценции S , регистрируемого измерительным прибором 5.

Интенсивность атомного пучка в рассмотренной схеме эксперимента связана с измеренным сигналом резонансной флуоресценции выражением [5]

$$I_{\text{ат}} = S / \Omega \eta \xi n, \quad (1)$$

где Ω — телесный угол, задаваемый площадью диафрагмы и расстоянием от источника атомного пучка до диафрагмы; η — коэффициент сбора света резонансной флуоресценции, определяющий число фотонов ηn , попадающих от одного атома на катод фотоэлектронного умножителя; ξ — чувствительность измерительного тракта, численно равная сигналу S в вольтах при величине потока фотонов, приходящих на катод ФЭУ, 1 фот./с.

В выражении (1) величины Ω , η и ξ являются известными параметрами экспериментальной установки, а сигнал резонансной флуоресценции S измеряется с высокой точностью в эксперименте. Таким образом, если известно число фотонов n , соответствующее сигналу резонансной флуоресценции S , то выражение (1) позволяет определить значение интенсивности атомного пучка. Среднее число фотонов n , переизлученное отдельным атомом за время пролета через область взаимодействия, является единственным параметром в выражении (1), экспериментальное измерение которого затруднено. Определение числа фотонов n возможно на основе расчета кинетики заселенностей основных и возбужденных подуровней атома, возбуждаемого лазерным излучением.

Число фотонов n , которое переизлучает отдельный атом за время пролета T через область взаимодействия, определяется выражением

$$n = \frac{A}{N} \int_0^T \sum_M N_M^F(t) dt, \quad (2)$$

где N — полное число атомов; N_M^F — населенности возбужденных подуровней, характеризующихся различными проекциями M момента F на ось квантова-

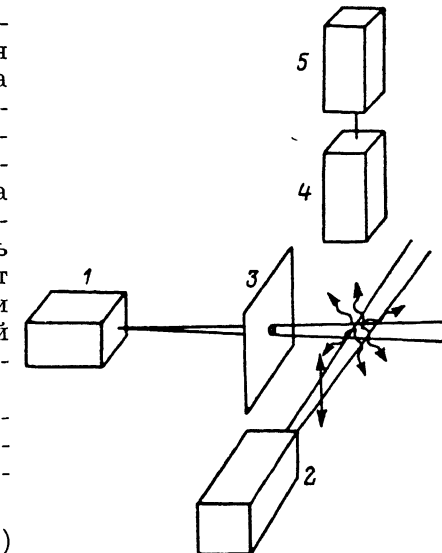


Рис. 1. Схема эксперимента. Вертикальной стрелкой показана поляризация лазерного излучения.

ния; A — скорость спонтанного распада возбужденного состояния. Временную зависимость населенностей N_M^F можно найти с помощью системы балансных уравнений [6-8]

$$\begin{aligned} \dot{N}_{M_0}^{F_0} &= W_{M_0 M_0}^{F_0 F_0} (N_{M_0}^{F_0} - N_{M_0}^{F_0}) + \sum N_M^F A_{M_0 M}^{F_0 F_0}, \\ \dot{N}_M^F &= W_{M M}^{F_0 F_0} (N_M^{F_0} - N_M^F) - N_M^F A. \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициенты $A_{M_0 M}^{F_0 F_0}$ определяются структурой уровней, и их выражение через коэффициенты Клебша—Гордана для рассматриваемого перехода имеет вид [9]

$$A_{M_0 M}^{F_0 F_0} = (2F_0 + 1)(2J + 1) \begin{Bmatrix} I & J_0 & F_0 \\ 1 & F & J \end{Bmatrix}^2 (F, 1, M, M - M_0 | F_0, 1, F, M)^2 A. \quad (4)$$

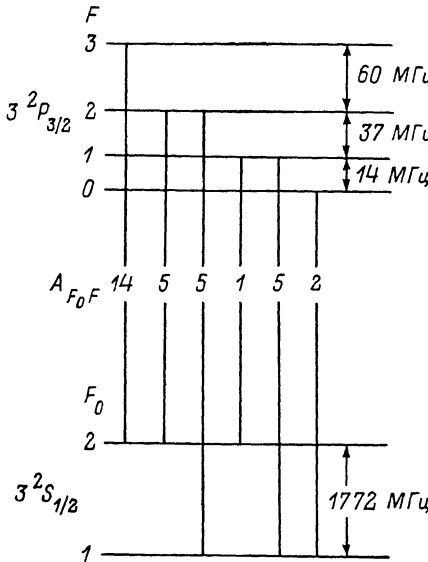


Рис. 2. Схема $3^2S_{1/2}$ и $3^2P_{3/2}$ состояний атома натрия.

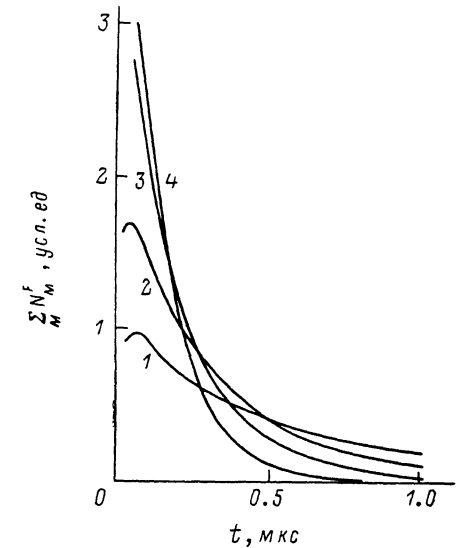


Рис. 3. Расчет зависимости $\sum_M N_M^F(t)$ при возбуждении атомов на переходе $F_0 = 2 - F = 2$.

$I_{лн}$, мВт/см²: 1 — 7.5, 2 — 15, 3 — 30, 4 — 60.

Скорости вынужденных переходов задаются выражением [7]

$$W_{M_0 M_0}^{F_0 F_0} = \frac{\lambda^3 I_{лн}}{2\pi\hbar c A} A_{M_0 M_0}^{F_0 F_0}, \quad (5)$$

где λ — длина волны излучения, которое здесь предполагается линейно-поляризованным. Ось квантования направлена вдоль вектора поляризации лазерного излучения.

В общем случае результат расчета среднего числа переизлученных фотонов n сильно зависит от интенсивности возбуждающего излучения, размера области взаимодействия, распределения атомов по скоростям, стабильности частоты лазерного излучения и других параметров и его использование для вычисления интенсивности атомного пучка с помощью выражения (4) затруднено. Однако при наличии оптической накачки основного состояния атомов удается выбрать условия облучения, при которых среднее число переизлученных отдельным атомом фотонов с высокой точностью определяется не параметрами эксперимента, перечисленными выше, а структурой состояний атома. Определим эти условия и рассчитаем параметр n , соответствующий этим условиям. Рассмотрение проведем на примере атомов натрия.

На рис. 2 показаны схема уровней $3^2S_{1/2}$, $F_0=1, 2$ и $3^2P_{3/2}$, $F=0, 1, 2, 3$ атома натрия и относительные интенсивности A_{FF_0} линий сверхтонких пере-

ходов $F-F_0$. Так как правило отбора по квантовому числу F : $\Delta F=0, \pm 1$, то с возбужденного подуровня $F=3$ возможен переход только на подуровень $F_0=2$ основного состояния, с подуровня $F=0$ только на подуровень $F_0=1$, а с подуровней $F=1, 2$ на оба нижних подуровня.

Пусть возбуждение атомов натрия проводится на переходе $F_0=2-F=2$ узкополосным линейно-поляризованным излучением. Атомы после возбуждения на подуровень $F=2$ распадаются как на подуровни основного состояния, с которых производится возбуждение, так и на подуровни $F_0=1, F_0=2$ ($M=0$), которые с излучением данной частоты и поляризации не взаимодействуют [8, 10]. Благодаря этому процессу происходит постепенный выход атомов из взаимодействия с излучением и отдельный атом за достаточно длительное время в среднем переизлучает определенное число фотонов n_0 , определяемое не интенсивностью возбуждающего излучения и временем взаимодействия, а только структурой уровней и геометрией возбуждения [5, 11]. Этот факт и используется для измерения абсолютного значения интенсивности атомного пучка.

Описанный процесс оптической накачки основного состояния происходит при возбуждении атомов натрия и на переходах $F_0=1-F=1, 2$ и $F_0=2-F=1$; и в этом случае также число фотонов, испущенных в среднем одним атомом, при $T \rightarrow \infty$ достигает некоторого детерминированного значения. Однако экспериментальное измерение сигнала резонансной флуоресценции S наиболее удобно проводить при возбуждении атомов на переходе $F_0=2-F=2$, так как в этом случае наилучшим образом разрешается сверхтонкая структура возбужденного состояния. Поэтому в настоящей работе рассматривается в основном случай возбуждения атомов на переходе $F_0=2-F=2$. В качестве сравнения мы также коротко остановимся и на случае возбуждения на переходе $F_0=1-F=2$.

Решение системы балансных уравнений (3) для зависимости от времени суммарной населенности возбужденных подуровней, которая определяет среднее число фотонов, переизлученных одним атомом, показано на рис. 3 для различных интенсивностей $I_{\text{ли}}$ линейно-поляризованного излучения, настроенного на переход $F_0=2-F=2$. При интенсивности возбуждающего излучения $I_{\text{ли}}=30$ мВт/см² населенность подуровней возбужденного состояния N_M^F уменьшается за время пролета $T=1$ мкс примерно в 100 раз (кривая 3), что говорит о практически полной перекачке за это время атомов на не взаимодействующие с излучением подуровни. На практике это означает, что для эффузионного пучка атомов натрия, характеризующегося тепловой скоростью $u=600$ м/с, при длине области взаимодействия $L=1.5$ мм линейно-поляризованное узкополосное излучение интенсивностью 30 мВт/см² обеспечивает практически полную перекачку атомов на не взаимодействующие с излучением подуровни. Рассчитанное по формуле (2) при $T \rightarrow \infty$ среднее число фотонов, испускаемых отдельным атомом до его выхода из взаимодействия с излучением, $n_0=1.31 \pm \pm 0.05$, что несколько выше оценочного значения, которое было дано в работах [5, 11].

На рис. 4, I показана рассчитанная зависимость сигнала резонансной флуоресценции S , регистрируемого от монокинетического пучка атомов натрия, имеющих скорость $v=600$ м/с, при размере области взаимодействия $L=0.6$ мм, от интенсивности $I_{\text{ли}}$ линейно-поляризованного лазерного излучения, настроенного на переход $F_0=2-F=2$. Видно, что величина сигнала резонансной флуоресценции при увеличении интенсивности лазерного излучения насыщается, достигая максимального значения S_0 , которое не зависит от размера области взаимодействия L . В целом из расчетов (рис. 3, 4) следует, что изменение интенсивности $I_{\text{ли}}$ в пределах от 15 до 100 мВт/см² или области взаимодействия лазерного излучения с атомами от 0.5 до 5 мм для атомов, скорости которых лежат в диапазоне от 0 до 1000 м/с, меняет сигнал резонансной флуоресценции не более чем на 10 %.

Таким образом, результаты проведенных расчетов показывают, что величина сигнала резонансной флуоресценции при возбуждении атомов на рассмотренном переходе в широких пределах не критична к скоростям атомов, размеру области взаимодействия и интенсивности лазерного излучения. Этим подтверждается возможность измерения интенсивности атомного пучка с вы-

сокой точностью при регистрации сигналов резонансной флуоресценции от атомов в условиях, обеспечивающих полную перекачку атомов на взаимодействующие с лазерным излучением подуровни. В этом случае число фотонов n_0 соответствует насыщенному по интенсивности лазерного излучения и времени взаимодействия атомов с лазерным излучением сигналу резонансной флуоресценции S_0 и выражение (1) однозначно определяет значение интенсивности атомного пучка.

Нами были проведены эксперименты по оптической накачке основного состояния атомов натрия в условиях, близких к расчетным, и определена интенсивность атомного пучка. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Атомный пучок формировался при расширении паров натрия из камеры нагреваемой системой печей, в вакуум через многоканальный коллиматор. Давление насыщенных паров натрия определялось самым холодным местом в камере, температура которого измерялась с помощью системы терморпартных

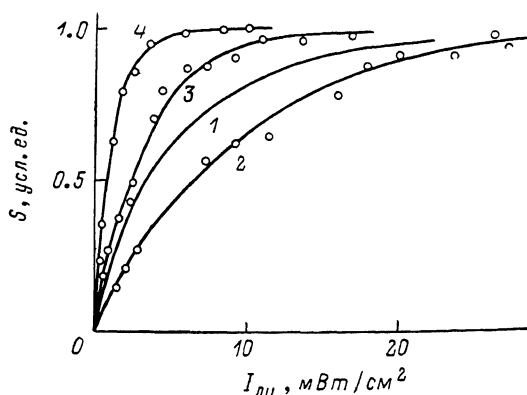


Рис. 4. Зависимость $S(I_{\text{лн}})$ при возбуждении атомов на переходе $F_0=2-F=2$.

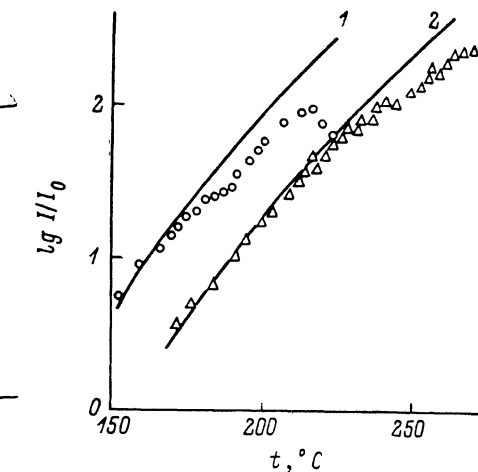


Рис. 5. Температурная зависимость интенсивности атомного пучка.

датчиков с погрешностью не более 5°C в районе 200°C . Многоканальный коллиматор представлял собой набор из стеклянных трубочек диаметром d и длиной l . В экспериментах использовались два вида коллиматоров: 1) $l=6$ мм, $d=20$ мкм; 2) $l=8$ мм, $d=10$ мкм.

Возбуждение атомного пучка проводилось в поперечном направлении линейно-поляризованным излучением непрерывного лазера на красителе родамин 6Ж, который мог работать в режиме активной стабилизации частоты излучения. Ширина линии генерации при этом была не более 2 МГц. Телесный угол Ω , в котором распространяются исследуемые атомы, задавался площадью диафрагмы, помещенной во флуоресцентной камере, и расстоянием от источника атомного пучка до диафрагмы. Свет резонансной флуоресценции, испущенный атомами, собирался системой зеркал, не показанной на рис. 1, и регистрировался фотоэлектронным умножителем и осциллографом. С учетом коэффициентов отражения зеркал коэффициент сбора света резонансной флуоресценции $\eta=0.30\pm 0.07$. Чувствительность измерительного тракта ξ измерялась на длине волны $\lambda=589$ нм и была $(0.75\pm 0.15)\cdot 10^{-8}$ В·с/фот. для используемого напряжения питания ФЭУ.

На рис. 4, 2–4 показаны экспериментальные зависимости сигнала резонансной флуоресценции S от интенсивности возбуждающего лазерного излучения $I_{\text{лн}}$, настроенного на переход $F_0=2-F=2$ атома натрия, при трех различных размерах области взаимодействия атомов с излучением $L=0.4$ (2), 1.2 (3), 4.0 мм (4) и фиксированной интенсивности атомного пучка. При увеличении интенсивности лазерного излучения величина сигнала резонансной флуоресценции быстро насыщается, достигая некоторого значения S_0 , причем интенсивность насыщения различна для разных значений размера области взаимодействия. Величина максимального сигнала резонансной флуоресценции

не является функцией L , а зависит только от интенсивности атомного пучка. Рис. 4 демонстрирует хорошее количественное соответствие между экспериментом и зависимостью $S(I_{\text{лн}})$, рассчитанной с помощью метода балансных уравнений для монокинетического атомного пучка, для которого $L=0.6$ мм. Это косвенно подтверждает справедливость расчета для среднего числа фотонов n_0 , которое переизлучает отдельный атом до выхода из взаимодействия с излучением данной частоты и поляризации, и использованное нами для нахождения интенсивности атомного пучка.

В наших экспериментах было проведено измерение интенсивности атомных пучков, сформированных многоканальными коллиматорами двух видов при различных температурах в источнике атомного пучка. Для этого при размере взаимодействия $L=1.5$ мм и интенсивности лазерного излучения $I_{\text{лн}}=30$ мВт/см² измерялся насыщенный сигнал резонансной флуоресценции S_0 для различных температур t °С в источнике. Интенсивность атомного пучка в месте пересечения с лазерным пучком рассчитывалась по формуле (1), причем при вычислениях учитывались атомы, первоначально находившиеся на уровне $F_0=1$ и не вносящие вклада в сигнал S_0 . На рис. 5 представлены экспериментально измеренные точки и рассчитанные с помощью кинетической теории, рассмотренной в работе [12], зависимости $I_{\text{лн}}(t$ °С) для коллиматора с $l=6$ мм, $d=20$ мкм (1) и $l=8$ мм, $d=10$ мкм (2). Все данные нормированы на интенсивность $I_0=2.6 \cdot 10^{12}$ ат./с.ср. Из этого рисунка видно хорошее согласие эксперимента с расчетом для обоих коллиматоров в области невысоких температур. Замедление роста интенсивности атомного пучка, полученное в эксперименте при высоких температурах источника, по сравнению с расчетом, по-видимому, объясняется ухудшением вакуума в установке и скоплением неоткачиваемого натриевого облака перед коллиматором. Это объяснение подтверждается тем фактом, что замедление роста интенсивности более заметно для первого коллиматора, обеспечивающего больший полный поток атомов. Совпадение при температурах, меньших 200 °С, эксперимента с расчетом, находящимся в согласии с экспериментами других авторов [12], подтверждает возможность использования описанного метода для измерения абсолютного значения интенсивности атомных пучков.

Рассмотрим вопрос точности измерения интенсивности атомного пучка с помощью описанного метода. Погрешность измерения интенсивности атомного пучка определяется погрешностями параметров, входящих в выражение (1). Основную погрешность среди экспериментальных параметров (приблизительно 40 %) в наших экспериментах давали коэффициент сбора света резонансной флуоресценции η и чувствительность измерительного тракта ξ . Измерение величины насыщенного сигнала резонансной флуоресценции S_0 проводилось с существенно более высокой точностью. Также достаточно хорошо мы знали величину телесного угла Ω , задаваемую площадью диафрагмы, помещенной во флуоресцентной камере, и расстоянием от коллиматора до диафрагмы. Кроме того, оценки показывают, что погрешность, вносимая неоднородностью интенсивности излучения в возбуждающем лазерном пучке, была мала в силу малой зависимости при выбранных условиях сигнала резонансной флуоресценции от интенсивности лазерного излучения. Экспериментальные параметры могут быть измерены на практике с точностью несколько процентов.

Более сложным представляется вопрос с оценкой погрешности параметра n_0 , который вычислялся с помощью решения системы балансных уравнений. Реальная геометрия возбуждения отличается от идеальной из-за таких факторов, как наличие лабораторных магнитных полей и присутствие в возбуждающем излучении круговой поляризации. Тем не менее погрешность определения параметра n_0 , по-видимому, меньше, чем неточность измерения других параметров в выражении (1). Например, оценки показывают, что при добавлении к линейной поляризации 1 % круговой, что соответствует типичным экспериментальным условиям, при $I_{\text{лн}}=30$ мВт/см² среднее число фотонов, переизлученное одним атомом за время пролета области взаимодействия, увеличивается менее чем на 10 %. При увеличении интенсивности лазерного излучения круговой поляризации ошибка в определении среднего числа испущенных одним атомом фотонов увеличивается. Таким образом, существенное увеличение точ-

ности измерения интенсивности атомного пучка возможно только на основе более строгого анализа погрешности, вносимой параметром n_0 .

В связи с этим нами было проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными для случая возбуждения атомов натрия на переходе $F_0=1-F=2$. В этом случае все подуровни $F_0=1$ (м) нижнего состояния взаимодействуют с линейно-поляризованным излучением и параметр $n_0=2$ и не зависит от поляризации возбуждающего излучения. Полученные результаты в пределах погрешности совпали со значениями интенсивностей атомного пучка (рис. 5).

В заключение остановимся на том, какое место, на наш взгляд, может занять описанный метод в ряду известных методов измерения интенсивности атомного пучка. Прежде всего следует отметить, что ни один из известных методов не является абсолютным, так как требует градуировки, которая неизбежно связана с различного вида трудностями [4]. Так, наиболее распространенный детектор, основанный на ударной ионизации, градуируется в изотропных условиях, которые при практических измерениях нередко отсутствуют. Балометрические датчики изменяют свои свойства со временем при изменении состояния поверхности. Детекторы, основанные на передаче нормального импульса, такие как емкостной манометр или микрофонный детектор, обнаруживают гистерезис, позволяют измерять только довольно высокие интенсивности и требуют точного знания распределения атомов по скоростям. Кроме того, техническая реализация этих методов подчас бывает сложной.

Описанный в настоящей работе метод измерения интенсивности атомного пучка также не является универсальным. Однако у него имеются некоторые преимущества, которые в определенных условиях могут быть существенными. Во-первых, метод не требует никаких дополнительных экспериментальных усилий, если в экспериментальной установке имеется узкополосный перестраиваемый лазер и регистрируется резонансная флуоресценция. Во-вторых, метод позволяет проводить измерение интенсивности атомного пучка в более широких по потоку атомов пределах, чем многие другие методы. Нижнее значение определяемых интенсивностей ограничивается фоновой засветкой фотоэлектронного умножителя рассеянным лазерным излучением и может быть доведено до величины порядка 10^7 ат./с.ср. Верхнее значение определяется практически только интенсивностью атомного пучка. В-третьих, предложенный метод практически не зависит от распределения атомов по скоростям. Отметим, что, хотя в настоящей работе рассмотрение проводилось для пучка атомов натрия, метод может быть легко расширен на другие элементы, часто используемые в спектроскопии (барий, цезий, литий и др.).

Литература

- [1] Рамзей Н. Молекулярные пучки. М.: ИЛ, 1960.
- [2] Лазерная спектроскопия атомов и молекул / Под ред. Вальтера Г. М.: Мир, 1979.
- [3] Swenimson R. D., Even U. Rev. Sci. Instrum., 1981, v. 52, N 4, p. 559—561.
- [4] Kern K., Lindenau R., David R., Comsa G. Rev. Sci. Instrum., 1985, v. 56, N 1, p. 52—57.
- [5] Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю. Опт. и спектр., 1986, т. 60, № 1, с. 184—186.
- [6] Balykin V. I. Opt. Commun., 1980, v. 33, N 1, p. 34—36.
- [7] De Clercq E., De Labachellerie M., Avila G. et al. J. Phys., 1984, v. 45, N 2, p. 239—247.
- [8] Егоров Б. К., Маслов В. А. Квант. электр., 1983, т. 10, № 12, с. 2506—2508.
- [9] Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л., ЛГУ, 1975.
- [10] Balykin V. I., Letokhov V. S., Minogin V. G. et al. J. Opt. Soc. Am. B, 1985, v. 2, N 11, p. 1776—1783.
- [11] Домелунксен В. Г., Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю., Хрящева А. В. Опт. и спектр., 1985, т. 59, № 4, с. 755—759.
- [12] Lucas C. B. Vacuum, 1973, v. 23, N 11, p. 395—402.

Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию
3 апреля 1987 г.