

02; 07

© 1991 г.

АКТИВНАЯ ШТАРКОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМНОГО ПУЧКА КАК МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Б. А. Князев, С. В. Лебедев, П. И. Мельников

Описана система для дистанционных локальных измерений электрических полей по штарковскому расщеплению линий в спектре флуоресценции атомов литиевого пучка. Два лазера на красителях использовались для возбуждения $2S-2P$ - и $2P-4D$ -переходов. Литиевый пучок получался путем лазерного испарения мишени. Штарковское расщепление, измеренное экспериментально, хорошо согласуется с теоретическими расчетами. Детально обсуждена применимость метода для измерений в высоковольтных вакуумных диодах мощных ускорителей частиц и в плазме.

Введение

Проблема дистанционных невозмущающих измерений как квазистационарных, так и высокочастотных электрических полей возникает во многих приложениях. В качестве примера можно привести многие задачи из области физики плазмы (см., например, [1-3]), а также проблемы измерения распределения поля в высоковольтных диодах для генерации электронных и ионных пучков [4]. Поскольку частота срабатывания современных мощных экспериментальных устройств иногда составляет всего несколько импульсов в день, то необходимо, чтобы полная информация могла быть получена за один импульс.

При условиях, определенных выше, наиболее естественно использовать для измерений спектроскопические методы. Использование лазеров для возбуждения флуоресценции позволяет повысить чувствительность методов, а также стимулирует появление новых методов. В работе [5], например, было предложено для измерения высокочастотных электрических полей в плазме использовать эффект возбуждения узкополосным лазерным излучением запрещенного перехода в атоме гелия за счет одновременного поглощения (излучения) кванта $\hbar\Omega$ СВЧ поля. Сканируя излучение накачки по частоте и наблюдая спонтанное излучение на каскадных переходах с возбуждаемого уровня, можно по спектру возбуждения определить интенсивность поглощения на спателлитах запрещенных линий и вычислить среднюю величину поля $\langle E_0^2 \rangle$. Эксперимент, выполненный по подобной методике на атомах лития, описан в работе [6]. Другая, довольно сложная методика измерения СВЧ полей с помощью лазерного возбуждения предложена в работе [7].

Для измерения квазистационарных полей в высоковольтных вакуумных диодах недавно было предложено [8] регистрировать штарковское расщепление спектральных линий по излучению пролетающих через вакуумный промежуток ионов (Mg^+ , Ca^+ , Sr^+ , Ba^+), которые вытягиваются из прианодной плазмы. Поскольку плотность ионов в промежуток мала, а связанное с угловой расходимостью доплеровское уширение превышает штарковское расщепление даже при достаточно больших полях, то авторы предложили использовать встречные пучки фотонов с суммарной энергией $2\hbar\omega$, равной энергии возбуждаемого уровня. При этом возбуждается запрещенный переход и полностью устраняется влияние доплер-эффекта. Перестраивая от импульса к импульсу частоту воз-

буждающего излучения, по флуоресценции, возникающей при переходе с возбужденного на какой-либо промежуточный уровень иона, можно за серию импульсов построить «по точкам» контур расщепленной линии. Этот метод, однако, до сих пор не реализован и практическая применимость его ограничена диодами, у которых в диодном промежутке имеются ионы.¹ Кроме того, получение нужной информации за один импульс невозможно. Избежать указанных ограничений можно, если использовать для измерения штарковского расщепления атомы пучка, специально инжектируемого в промежуток.

Известен ряд работ, в которых спектроскопия атомных пучков использована для измерения параметров плазмы. Авторы работы [10] предложили определять плотность электронов плазмы по возбуждаемой этими электронами флуоресценции пучка атомов лития. Дальнейшее развитие метода, предложенное в работе [11], заключается во введении дополнительного возбуждения атомов пучка резонансным лазерным излучением. В принципе это позволяет кроме измерения плотности электронов n_e определять (при одновременном использовании двух атомных пучков) и электронную температуру T_e плазмы.

В последние годы появилась серия работ по измерению электрических полей методом, который можно назвать активной штарковской спектроскопией (АШС). В работе [12] нами был предложен достаточно простой метод измерения электрических полей, основанный на возбуждении атомного пучка широкополосным лазерным излучением и регистрации штарковского расщепления в спонтанной флуоресценции с возбужденного уровня. Этот метод может быть использован для измерения электрических полей как в вакууме, так и в плазме. Позднее авторами работы [13] для измерения ВЧ полей плазмы был предложен метод, почти идентичный нашему, в котором использован тот же способ возбуждения, но величина поля регистрируется по интенсивности запрещенного перехода, возникающего вследствие смешивания уровней, возмущаемых электрическим полем. Для количественных измерений при этом необходимы измерения интенсивности флуоресценции, чего не требуется в нашем методе.

Для полноты картины нужно отметить также работы [14-16]. В первых двух электрические поля от нескольких сот вольт до 10 кВ/см измерялись по штарковскому уширению верхнего уровня атома, возбуждаемого лазером, медленно сканируемым по спектру. Естественно, что такой способ возбуждения неприемлем для быстрых импульсных систем. В работе [16] пучок атомов гелия в метастабильном состоянии $2s^1S_0$ при прохождении через электрическое поле возбуждался направленным излучением резонансной лампы на np^1P_0 -уровни, что приводит к частичному разрушению метастабилей. Благодаря смещению уровней в электрическом поле за счет квадратичного штарк-эффекта скорость разрушения метастабилей изменяется. Регистрируя изменение их числа после выхода пучка из рабочего объема, можно судить о величине поля в области оптического возбуждения.

В настоящей работе подробно рассмотрены возможности метода АШС, а также описан стендовый эксперимент, в котором он был реализован практически. О результатах этого эксперимента кратко сообщалось в [17]. Более подробные сведения можно найти в [18]. Непосредственным поводом для выполнения настоящей работы была проблема измерения электрических полей в высоковольтных диодах для генерации электронных и ионных пучков. Измерение распределения электрического поля в ускоряющем промежутке позволяет, в частности, непосредственно определять положение и перемещение эмиссионной плазменной границы, что важно, например, для понимания процессов, происходящих в высоковольтных диодах для генерации мощных релятивистских электронных пучков микросекундной длительности [19].

В дальнейшем мы будем придерживаться следующего плана. В разделе 1 описаны схема метода и принципы выбора наиболее подходящей для экспериментов атомной системы. В разделе 2 приведены результаты расчетов величины штарковского расщепления рабочего уровня атома лития и относительных ин-

¹ Позднее в [9] были описаны измерения распределения электрического поля по штарковскому расщеплению линии Al^{++} в магнитоизолированном диоде (без лазерного возбуждения).

тенсивностей штарковских компонент в спектре флуоресценции в зависимости от напряженности электрического поля. При практической реализации метода активной штарковской спектроскопии следует учитывать, что имеется целый ряд физических явлений, ограничивающих область применения метода. Часть из этих явлений накладывает ограничения на параметры аппаратуры, используемой при реализации метода, другие определяют предельные внешние параметры, при которых еще возможно применение метода. Эти проблемы рассмотрены в разделах 3—5. Экспериментальная установка, собранная для стендовой проверки метода, и результаты экспериментов описаны в разделе 6.

1. Схема измерений и выбор подходящей атомной системы

Для определения напряженности электрического поля через исследуемую область пространства пропускается атомарный пучок. Плотность атомов в пучке выбирается такой, чтобы, с одной стороны, она вносила минимальное возмущение в исследуемый объект, а с другой стороны, была не слишком малой для обеспечения достаточной интенсивности флуоресценции. Элементарный состав пучка естественно выбирать таким, чтобы атомная система имела подходящие термы с сильным расщеплением в электрическом поле. Для накачки расщепленного терма² используется лазерный пучок, пересекающийся с атомным в исследуемой точке. В качестве источника излучения должен быть использован лазер с широким спектром генерации, перекрывающим все частоты возбуждения расщепленного уровня. Спектр спонтанной флуоресценции регистрируется с помощью спектрального прибора. Величина электрического поля определяется по расстоянию между компонентами штарковского расщепления. Очевидно, что различные модификации регистрирующей аппаратуры позволяют обеспечить временное, пространственное и спектральное разрешения. Методика позволяет регистрировать как квазистационарные, так и СВЧ поля.

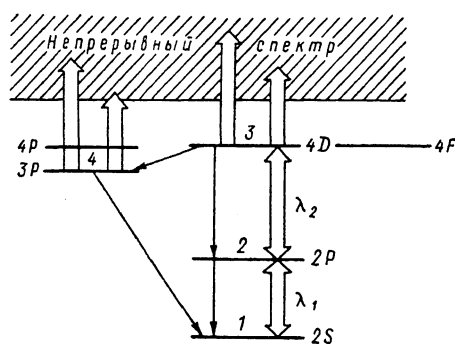


Рис. 1. Схема уровней атома лития.

Широкие стрелки — переходы, индуцированные лазерным излучением; тонкие — спонтанное излучение.

Электрическое поле смешивает и расщепляет близкорасположенные уровни с орбитальными моментами, различающимися на единицу, причем чем меньше расстояние между ними, тем сильнее они расщепляются. Поэтому эффект Штарка максимален в атоме водорода, где уровни вырождены по орбитальному моменту (в атоме водорода штарк-эффект всегда линеен по напряженности электрического поля). Однако для возбуждения атома водорода из основного состояния необходимо ультрафиолетовое излучение, для получения которого нет достаточно мощных источников.

Нами были проанализированы возможности использования для АПС атомов всех доступных элементов. При этом обращалось внимание и на структуру уровней [20], и на силы осцилляторов переходов [21, 22]. Анализ проводился по трем пунктам: наличию уровней, достаточно сильно расщепляемых электрическим полем; достаточно большой силе осцилляторов переходов, соответствующих этим уровням; наличию широкополосного лазерного источника для возбуждения расщепляемых электрическим полем уровней. Он показал, что наиболее подходящими для наших целей являются атомы щелочных металлов (Li, K, Na, Cs), причем атом лития оказался лучшим по совокупности всех требований.

Схема уровней атома лития приведена на рис. 1. Длины волн переходов, соответствующих уровням 4D и 4F, различаются всего на 0.144 нм (разница энер-

² Как правило, расщепление нижнего уровня перехода мало и может не приниматься во внимание.

гий 6.8 см^{-1}). Накачку этих уровней можно осуществлять путем ступенчатого возбуждения переходов $2S-2P$ ($\lambda_1=670.78 \text{ нм}$) и $2P-4D$ ($\lambda_2=460.29 \text{ нм}$) излучением лазеров на красителях.

2. Штарковское расщепление в атоме лития

Для расчета эффекта Штарка в атоме лития необходимо решить уравнение Шредингера

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}) \cdot \Phi = E \cdot \Phi, \quad (1)$$

где Φ — волновая функция, \hat{H}_0 — невозмущенный гамильтониан, $\hat{V} = e(\mathbf{r}, \mathbf{F})$ — гамильтониан возмущения, \mathbf{F} — вектор напряженности электрического поля.

При возбуждении электрона $2S$ -оболочки на ридберговские уровни образуются состояния, описываемые волновой функцией, близкой к волновой функции водорода. К таким состояниям, сильно расщепляющими в электрическом поле, относятся $4P$ -, $4D$ - и $4F$ -уровни. В соответствии с этим будем считать, что волновые функции $4P^m$ -, $4D^m$ -, $4F^m$ -уровней (обозначим их Φ_1^m , Φ_2^m , Φ_3^m соответственно) близки к классическим водородным $\Psi_{4l}^m = R_{4l} \cdot Y_{4l}^m$.

Возмущение смешивает близкорасположенные уровни, т. е. решением уравнения (1) является суперпозиция функций Φ_i^m . Если выбрать направление оси z вдоль вектора \mathbf{F} , то возмущение \hat{V} не будет изменять проекции орбитального момента m и искомую волновую функцию можно снабдить индексом m .

Пусть $\Phi_i^m = \sum c_i^m \Phi_i^m$. Домножим уравнение (1) на Φ_j^m и проинтегрируем с учетом ортогональности Φ_i^m с точностью до малых второго порядка

$$\sum_i (\hat{H}_{0ii} + \hat{V}_{ji}) c_i^m = E^m \cdot c_j^m, \quad (2)$$

или в матричном виде

$$(c_1^m, c_2^m, c_3^m) \begin{pmatrix} E_1 + V_{11}^m & V_{12}^m & V_{13}^m \\ V_{21}^m & V_{22}^m & V_{23}^m \\ V_{31}^m & V_{32}^m & E_3 + V_{33}^m \end{pmatrix} = E^m \cdot (c_1^m, c_2^m, c_3^m). \quad (3)$$

Здесь E_i — собственные значения энергии невозмущенного уравнения Шредингера, отсчитываемые от $4D$ -уровня. E_1 и E_3 отличны от нуля из-за наличия двух электронов на $1S$ -оболочке. Для проведения дальнейших расчетов необходимо выяснить, насколько волновые функции Φ_i^m близки к классическим водородным и на какую точность расчетов можно претендовать при замене в формуле (3) Φ_i^m на Ψ_{4l}^m . Нетрудно показать [18], что такая замена дает точность не хуже 1 %.

Далее будем считать, что

$$\Phi_i^m = \Psi_{4l}^m = R_{4l} \cdot Y_{4l}^m. \quad (4)$$

Используя выражения для матричных элементов, приведенные в [23, с. 389, 418], получим

$$V_{11}^m = 0, \quad V_{13}^m = V_{31}^m = 0, \quad V_{12}^m \hat{=} V_{21}^m = 12 \sqrt{(14 - m^2)/5} \cdot ea_0 F, \\ V_{23}^m = V_{32}^m = 6 \sqrt{(9 - m^2)/5} \cdot ea_0 F, \quad (5)$$

где a_0 — боровский радиус.

С учетом этого уравнение (3) упрощается

$$(c_1^m, c_2^m, c_3^m) \begin{pmatrix} E_1 & V_{12}^m & 0 \\ V_{12}^m & 0 & V_{23}^m \\ 0 & V_{23}^m & E_3 \end{pmatrix} = E^m \cdot (c_1^m, c_2^m, c_3^m). \quad (6)$$

Наша задача заключается в отыскании собственных значений E_i^m и коэффициентов c_i^m , соответствующих возбуждаемому $4D$ -уровню. Для собственных значений E_i^m получается уравнение

$$(E_i^m)^3 - (E_1 + E_3) \cdot (E_i^m)^2 - ((V_{32}^m)^2 + (V_{21}^m)^2 - E_1 \cdot E_3) \cdot E_i^m + E_1 \cdot (V_{32}^m)^2 + E_3 \cdot (V_{21}^m)^2 = 0. \quad (7)$$

Собственные значения вычислялись по формулам решения кубического уравнения с помощью ЭВМ. Энергия уровней для удобства измеряется в отклонениях от длины волны, соответствующей невозмущенному $4D-2P$ -переходу. Как известно, штарковское расщепление вырождено по знаку проекции орбитального момента и электрическое поле расщепляет $4F-$, $4D-$, $4P$ -мультиплеты на восемь уровней: $4F^{|m|}$ ($|m|=0, 1, 2$), $4D^{|m|}$ ($|m|=0, 1, 2$), $4P^{|m|}$ ($|m|=0, 1$).

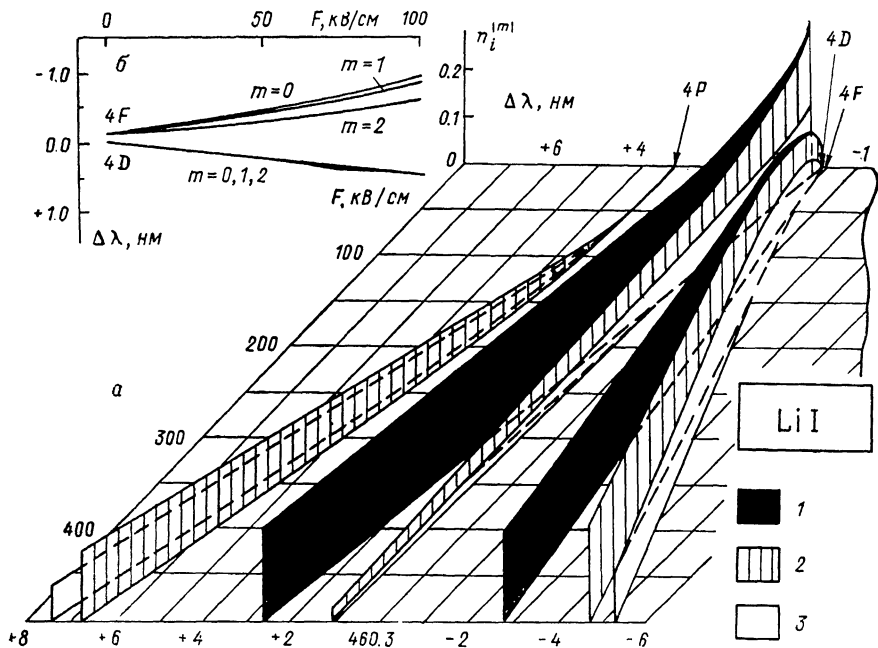


Рис. 2. Обзорная схема расщепления и интенсивностей линий атома лития в электрическом поле (а) и расщепление переходов с $4D-$, $4F$ -уровней в поле до 100 кВ/см (б).

1 - $|m|=2$, 2 - $|m|=1$, 3 - $m=0$.

Населенность каждого i, m -уровня определяется квадратами коэффициентов

$${}^i c_2^m = \frac{(E_i^m - E_1)}{V_{12}^m \cdot \sqrt{1 + \left(1 + \left(\frac{V_{23}^m}{E_i^m - E_3}\right)^2\right) \cdot \left(\frac{E_i^m - E_1}{V_{12}^m}\right)^2}}, \quad (8)$$

для которых выполняется условие нормировки $\sum_{i=1}^3 |{}^i c_2^m|^2 = 1$, т. е. населенность уровней электронами, находящимися в состоянии $4D^m$, принята за единицу. В электрическом поле существует всего восемь возбуждаемых уровней. Их общую заселенность нужно теперь принять за единицу. Тогда населенность $i, |m|$ -уровня будет равна

$$n_i^{|m|} = W_{|m|} \cdot |{}^i c_2^m|^2, \quad \sum_{i, |m|} n_i^{|m|} = 1, \quad (9)$$

Здесь $W_{|m|}$ — вероятность возбуждения уровней с модулем проекции момента $|m|$. Если термы возбуждаются неполяризованным излучением, то можно показать [18, 23], что $W_0=1/5$, а $W_1=W_2=2/5$.

Результаты расчетов приведены на рис. 2 в виде обзорных графиков зависимостей населенностей каждого из восьми уровней и их спектрального сдвига в зависимости от величины электрического поля (эти же данные представлены

в [18] в виде подробных таблиц для значений $F=2-500$ кВ/см). При полях напряженностью до 100 кВ/см $4P$ -уровень заселяется слабо и в спектре флуоресценции (при использовании стандартного монохроматора) будут наблюдаться, как видно из рис. 2, б, лишь две или три «линии» в зависимости от ширины входной щели. Наиболее сильная линия объединяет три уровня $4D_0$, $4D^1$, $4D^2$. Другая крайняя линия по интенсивности в два раза меньше первой и объединяет $4F^0$, $4F^1$ -уровни. И, наконец, наиболее слабая третья линия (в два раза слабее второй) по длине волны близка ко второй и соответствует $4F^2$ -уровню.

Разность длин волн между крайними компонентами флуоресценции $4D-4P$ -перехода при напряженностях электрического поля порядка нескольких десятков кВ/см приблизительно линейна по F

$$\Delta\lambda[\text{нм}] \simeq 1.4 \cdot 10^{-2} F [\text{кВ/см}]. \quad (10)$$

Штарковское расщепление в принципе может маскироваться другими эффектами. Тонкой структурой в нашем случае можно пренебречь заведомо. Величина зеемановского расщепления равна $\Delta E_B = \mu_0 (M_L + 2M_S) \cdot B$. Магнитное поле расщепляет уровни на 7 компонент. Расстояние между крайними компонентами составляет

$$\Delta E_B [\text{эВ}] = 6\mu_0 B = 3.3 \cdot 10^{-8} \cdot B [\text{кГс}], \quad \Delta\lambda[\text{нм}] = 5.6 \cdot 10^{-3} \cdot B [\text{кГс}].$$

Например, при $B=50$ кГс эта величина равна 0.3 нм.

3. Требования к лазерной накачке

На рис. 1 приведена схема переходов, которые следует учитывать при расчетах кинетики заселенности состояний атома лития. Возбуждение рабочего уровня $4D$ обеспечивается каскадным возбуждением с помощью двух источников лазерного излучения с длинами волн λ_1 и λ_2 . Распад $4D$ -состояния происходит за счет спонтанного излучения при переходах на $3P$ - и $2P$ -уровни, а также за счет фотоионизации лазерным излучением. Фотоионизация приводит к потере атомов пучка (а следовательно, и к снижению интенсивности флуоресценции), что накладывает ограничение сверху на допустимую интенсивность лазерного излучения. С другой стороны, желательно, чтобы интенсивность флуоресценции при заданной плотности атомов была максимально высокой, т. е. насыщенной (см., например, [24]). Это условие и определяет оптимальную интенсивность лазерного излучения (если, конечно, она не превышает предел, допустимый по фотоионизации).

Вычислим теперь необходимые интенсивности лазерных источников и оценим потери за счет фотоионизации. Для упрощения расчетов будем считать, что время фотоионизации много больше характерного времени флуоресценции. Напишем кинетические уравнения для населенностей без учета фотоионизации

$$\begin{aligned} dn_1/dt &= \left(\int f_1^{\omega} \sigma_{21}^{\omega} d\omega + A_{21} \right) n_2 + A_{41} n_4 - \int j_1^{\omega} \sigma_{12}^{\omega} d\omega \cdot n_1, \\ dn_3/dt &= \int j_2^{\omega} \sigma_{23}^{\omega} d\omega \cdot n_2 - \left(A_{32} + \int j_2^{\omega} \sigma_{32}^{\omega} d\omega \right) n_3 - A_{34} n_3, \\ dn_4/dt &= A_{34} n_3 - A_{41} n_4, \\ n_1 + n_2 + n_3 + n_4 &= n. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь A_{ik} — коэффициенты Эйнштейна $i-k$ -перехода: $A_{21}=3.7 \cdot 10^7$ с $^{-1}$, $A_{32}=2.3 \cdot 10^7$ с $^{-1}$, $A_{41}=4.8 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $A_{34}=6.8 \cdot 10^6$ с $^{-1}$; j_1^{ω} — спектральная плотность потока квантов, возбуждающих 1—2-переход ($2S-2P$); j_2^{ω} — спектральная плотность потока квантов, возбуждающих 2—3-переход ($2P-4D$); n_i —

³ Данные различных источников о вероятностях переходов в атоме лития довольно сильно различаются. Приведенные здесь значения A_{ik} взяты из теоретической работы [25], сопровождаемой большим числом ссылок на экспериментальные работы, и дополнены данными из таблиц [21].

населенность i -го уровня; n — суммарная населенность уровней (количество атомов Li); σ_{ik}^{ω} — сечение перехода с i -го уровня на k -й, причем $g_i \sigma_{ik}^{\omega} = g_k \sigma_{ki}^{\omega}$, $\sigma_{ki}^{\omega} = (a_{ki}^{\omega} \lambda_i^2)/4$, $\int a_{ki}^{\omega} d\omega = A_{ki}$ [26].

Если время возбуждения больше времени установления равновесия $1/A_{41} \approx \approx 0.2$ мкс, то можно считать, что на протяжении всего времени процесса поддерживаются стационарные населенности. Приравнивая нулю производные по времени, получим выражение для интересующего нас третьего уровня

$$n_3 = \frac{n}{\left(\frac{q_1}{q_2} + \frac{A_{21}}{\int j_1^{\omega} \sigma_{12}^{\omega} d\omega} + 1\right) \left(\frac{A_{32} + A_{34}}{\int j_2^{\omega} \sigma_{23}^{\omega} d\omega} + \frac{q_2}{q_3}\right) + \frac{A_{34}}{\int j_1^{\omega} \sigma_{12}^{\omega} d\omega} + \frac{A_{34}}{A_{41}} + 1}. \quad (12)$$

Заметим, что при меньших временах возбуждения $3P$ -уровень будет не успевать заселяться, следовательно, населенность будет несколько большей, чем вычисленная по формуле (12).

Введем параметры насыщения

$$S_1 = \frac{\int j_1^{\omega} \sigma_{12}^{\omega} d\omega}{A_{21}}, \quad S_2 = \frac{\int j_2^{\omega} \sigma_{23}^{\omega} d\omega}{A_{32}}.$$

При $S_1, S_2 \gg 1$ n_3 достигает максимального значения $n/3.2$, а при $S_1 = S_2 = 1$ $n_3 = n/4.8$. Спектральные плотности потоков квантов излучения накачки, при которых параметры насыщения равны единице, равны $j_1^{\omega} = 4/\lambda_1^2 \approx 9 \cdot 10^8$ см⁻², $j_2^{\omega} = 4/\lambda_2^2 \approx 2 \cdot 10^9$ см⁻². Здесь при интегрировании учтено, что ширина спектра излучения много больше ширины линии атома. Соответствующие спектральные плотности потока энергии будут

$$J_{1*}^{\lambda} = \hbar \omega_1 \cdot j_1^{\omega} \frac{\omega_1}{\lambda_1} \approx 1 \left[\frac{\text{кВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{нм}} \right], \quad J_{2*}^{\lambda} = 7 \left[\frac{\text{кВт}}{\text{см}^2 \cdot \text{нм}} \right]. \quad (13)$$

Запишем теперь кинетическое уравнение для фотоионизации

$$dn/dt = -(\sigma_{\lambda_3} \cdot j_1 + \sigma_{\lambda_3} \cdot j_2) n_3 - (\sigma_{\lambda_4} \cdot j_1 + \sigma_{\lambda_4} \cdot j_2) n_4,$$

где j_i — плотность потока квантов i -го излучения, а $\sigma_{\lambda, n}$ находим, воспользовавшись сечением фотоионизации водородоподобных состояний [27]

$$\sigma_{\lambda, n} = 2.8 \cdot 10^{29} G_{nl} \frac{\lambda^3}{n^5 c^3} [\text{см}^2].$$

Пусть T — время действия излучения. Для того чтобы атомы не успели ионизоваться, должно выполняться условие $dn/dt \cdot T < n$. Найдем критические значения $j_{1\varphi}$ и $j_{2\varphi}$, при которых $dn/dt \sim n/T$, т. е. любой из потоков будет полностью ионизовать атомы Li за время T . Используя для оценки в качестве n_3 и n_4 их максимально достижимые значения, равные соответственно $0.31 \cdot n$ и $0.44 \cdot n$, найдем ограничение сверху на плотность потока

$$j_{1\varphi} = 1.6 \cdot 10^{12}/T, \quad j_{2\varphi} = 4.8 \cdot 10^{12}/T \quad [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}]. \quad (14)$$

Из (13) и (14) окончательно получим допустимый диапазон интенсивностей накачки для выбранных переходов

$$1 \cdot \Delta\lambda_1 [\text{нм}] \leq J_1 < \frac{45}{T [\text{мкс}]} [\text{кВт}/\text{см}^2],$$

$$7 \cdot \Delta\lambda_2 [\text{нм}] \leq J_2 < \frac{200}{T [\text{мкс}]} [\text{кВт}/\text{см}^2], \quad (15)$$

где $\Delta\lambda_i$ — ширина спектра генерации лазеров.

В экспериментах, описанных ниже, ширины спектров излучения лазеров составляли $\Delta\lambda_1 = 2$ нм и $\Delta\lambda_2 = 3$ нм, площадь фокусировки 0.01 см², а время пролета атомами зоны возбуждения 0.1 мкс. При этом ограничения на интенсивности будут

$$2 \leq J_1 < 450, \quad 20 \leq J_2 < 2000 \left[\frac{\text{кВт}}{\text{см}^2} \right]. \quad (16)$$

При длительностях импульсов накачки $\tau_1 \approx 6$ мкс и $\tau_2 \approx 4$ мкс минимально необходимые энергии лазерных импульсов составляют $Q_1 = 0.1$ мДж и $Q_2 = 1$ мДж, которые с запасом достигаются в лазерах на красителях с ламповой накачкой.

В заключение заметим, что все вычисления этого раздела относятся к случаю относительно низких полей, когда заселенности $4F$ - и $4P$ -уровней невелики. В противном случае в кинетических уравнениях следует учитывать переходы с этих уровней.

4. Требования к атомному пучку

Атомный пучок характеризуется плотностью n , скоростью v и разбросом скоростей, а также расходимостью. Очевидно, что чем выше плотность n атомов в пучке, тем выше интенсивность спонтанной флуоресценции в облучаемом объеме V : $I_{\text{фл}} \sim nVA_{32}$. Однако величина n может быть ограничена сверху по двум причинам: во-первых, пучок не должен вносить возмущение в исследуемый объект, во-вторых, при слишком большой плотности спонтанное излучение из облучаемого объема может резонансно перепоглощаться в самом пучке.

Возмущение, вносимое пучком в объект наблюдения, должно оцениваться специально в каждом эксперименте. В случае инжекции пучка в вакуум, например, можно потребовать, чтобы плотность пучка не превышала по порядку величины плотности остаточного газа (для $p = 3 \cdot 10^{-5}$ Тор она составляет 10^{12} см^{-3}).

Что касается реабсорбции излучения флуоресценции, то применительно к предлагаемой схеме измерений можно сделать следующие замечания. Схема каскадного насыщенного возбуждения, при которой регистрируется флуоресценция с верхнего уровня, а также тот факт, что флуоресценция наблюдается в потоке атомов, приводят к очень интересным особенностям распространения спонтанного излучения. Эти особенности рассмотрены в работе [28], где, в частности, показано, что при скорости потока, превышающей некоторую, ограничение на его плотность, связанное с самопоглощением излучения λ_2 , может быть снято.

Обратимся теперь к доплеровскому уширению, которое может маскировать штарковское расщепление.⁴ Имеются три причины, вызывающие доплеровское уширение линий флуоресценции: расходимость атомного пучка, разброс скоростей в пучке и различие проекций скорости пучка v на направление наблюдения в пределах телесного угла регистрирующей оптики. Как правило, первые два фактора приводят к меньшему уширению, чем последний. Следовательно, наблюдаемое уширение в основном определяется геометрией регистрирующей оптики. Типичное значение половинного угла составляет $\gamma \sim 0.1$, а доплеровское уширение будет

$$\Delta\lambda_D/\lambda = (2v/c) \sin \psi \sin \gamma, \quad (17)$$

где ψ — угол между скоростью пучка и направлением наблюдения.

Минимальная ширина наблюдаемого спектра флуоресценции будет при $\psi = 0$ или π

$$\Delta\lambda_D/\lambda = (2v/c) \sin^2(\gamma/2). \quad (18)$$

Видно, что при такой геометрии даже при энергии пучка 10 кэВ доплеровское уширение меньше штарковского расщепления при $F > 20$ кВ/см. В условиях нашего эксперимента (раздел 6) доплеровское уширение пренебрежимо мало.

⁴ Очевидно, что доплеровский сдвиг при регистрации в задачу не входит и здесь нами не рассматривается.

5. Условия применимости метода АПС

Здесь мы рассмотрим «внешние» ограничения на применимость метода активной штарковской спектроскопии, т. е. учтем возможное влияние среды, в которой проводятся измерения. Отметим сначала, что при возрастании величины электрического поля до некоторого порогового значения $F_{\text{пор}} \sim n^{-4}$ [29] возбужденные атомы могут ионизоваться этим полем. Когда время ионизации электрическим полем сравнивается с длительностью действия возбуждающего излучения, нейтральный пучок «выгорает». Относительно лития данные об $F_{\text{пор}}$ отсутствуют, но по аналогии с теоретическими и экспериментальными данными о линиях водорода [23, 30–32] можно оценить верхний предел величиной ~ 1 МВ/см.

Болеe существенной для практики является другая причина «выгорания» атомного пучка — ионизация заряженными частицами. Для того чтобы пучок не успевал ионизоваться частицами среды, время выгорания пучка $\tau_{\text{ион}} = \sum_k (N_k \langle \sigma_k v_{bk} \rangle)^{-1}$ должно быть больше времени пролета пучка до точки наблю-

дения $\tau_{\text{прол}} = l/v_b$. Из этого условия получим следующее:

$$\frac{v_b}{Nl} \geq \sum_k \langle \sigma_k v_{bk} \rangle. \quad (19)$$

Здесь l — расстояние, проходимое пучком в среде; v_b — скорость пучка; N — плотность

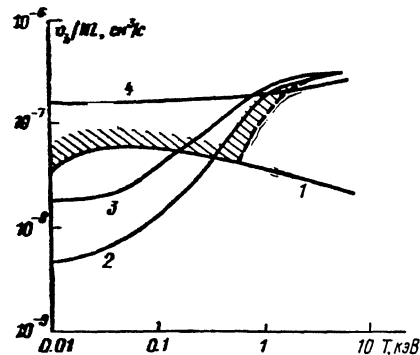


Рис. 3. Кривые, удовлетворяющие равенству (19) для выгорания пучка в плазме.

1 — за счет ионизации электронами; 2–4 — за счет перезарядки на протонах ($\mathcal{E}_b = 2$ (2), 4 (3), 10 кэВ (4)), пунктир — оценка для медленного (10^6 см/с) пучка.

частиц среды; $\langle \sigma_k v_{bk} \rangle$ — константа скорости реакции. Суммирование проводится по всем возможным процессам. При анализе неравенства (19) необходимо учесть три процесса: ионизацию электронами, ионизацию ионами, перезарядку атомов пучка на ионах.

Если атомный пучок проходит через плазму, то существенны только ионизация электронным ударом и перезарядка. Используя значения $\langle \sigma v \rangle$, приведенные в [10], можно определить (рис. 3) область параметров (19), при которых пучок атомов будет доходить до точки наблюдения. Видно, что при медленном ($\sim 10^6$ см/с) пучке при $T_e = 10$ –1000 эВ и $l = 10$ см плотность плазмы не должна превышать $N \sim 10^{12}$ см $^{-3}$, тогда как при $\mathcal{E}_b = 10$ кэВ N может быть $\sim 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, а при $\mathcal{E}_b = 100$ кэВ $N \sim 10^{15}$ см $^{-3}$.

В высоковольтных импульсных вакуумных диодах энергия электронов и ионов достигает нескольких сот кэВ. При таких энергиях скорость перезарядки значительно меньше скорости ионизации электронами и ионами. Как известно [4], диод может работать в электронном, ионном и биполярном режимах. При оценке скорости выгорания медленного ($v_b \sim 10^6$ см/с) пучка можно считать атомы неподвижными и найти плотность заряда $q = \int j dt$, при прохождении которой атомы ионизуются. Для оценки предельной q можно записать простое практическое выражение

$$j \left[\frac{\text{кА}}{\text{см}^2} \right] \cdot \tau [\text{мкс}] = \frac{1.6 \cdot 10^{-16}}{\sigma [\text{см}^2]}, \quad (20)$$

где σ — сечение «выгорания» атомов Li.

Данных о сечении ионизации Li электронами при высоких энергиях нет, но, экстраполируя сечения [33] в борновском приближении, можно оценить предельный заряд релятивистских ($\mathcal{E}_e \sim 0.5$ –1 МэВ) электронов как

$$j_e \tau \leq 100 [\text{кА} \cdot \text{мкс}/\text{см}^2]. \quad (21)$$

Если же ионизация осуществляется протонным пучком, то, используя сечения [34], получим условие

$$j_p \tau \leq 1 \text{ [кА} \cdot \text{мкс/см}^2\text{]}. \quad (22)$$

Условия (21), (22) обычно с запасом выполняются [19].

6. Эксперимент

Для экспериментальной апробации метода АШС нами была собрана установка, схема которой приведена на рис. 4. Поток атомов лития (8) формировался в вакуумной камере ($p \sim 10^{-5}$ Тор) путем испарения литиевой мишени 1 импульсом излучения лазера на родамине-6Ж 2 [35]. При таком способе формирования атомного потока [36] получаются пучки с малой расходимостью (10^{-2} — 10^{-3}), небольшим (1—3 %) разбросом продольной составляющей скорости в данной точке пространства. Скорость переднего фронта пучка в описываемом

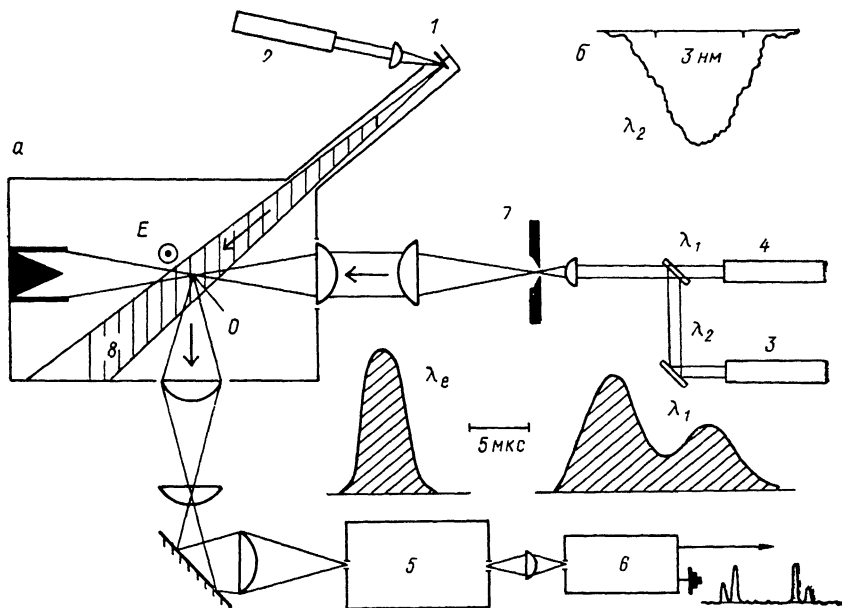


Рис. 4. Схема экспериментальной установки (7 — диафрагма \varnothing 1 мм) (а) и спектр генерации лазера на кумарине (б).

эксперименте составляла около $2 \cdot 10^6$ см/с, что примерно в 5 раз превышает скорость, которая должна получаться при «оптимальном испарении». Это обстоятельство, а также тот факт, что в пучке имелась ионизованная компонента, указывают на то, что исходное газовое облако испаренного материала нагревалось выше температуры испарения (1590 К).

На расстоянии 70 см от мишени атомарный пучок пересекал зону, в которой с помощью плоского конденсатора могло создаваться однородное электрическое поле. В эту же область с помощью перископа и телескопической системы фокусировались излучения лазеров с ламповой накачкой на кумарине-1 3 и оксазине-17 4. Диаметр совмещенных пучков в области фокусировки составлял 1 мм. Резонаторы лазеров были образованы плоскопараллельными электрическими зеркалами без диспергирующих элементов. Подстройка длины волны излучения осуществлялась изменением концентрации красителя в растворе. Лазеры были настроены на длины волн, соответствующие переходам $2S-2P$ (оксазин-17) и $2P-4D$ (кумарин-1). Спектр генерации лазера на кумарине (рис. 4, б) составлял около 4 нм по основанию, т. е. был достаточно широким, чтобы возбуждать все штарковские подуровни. Форма импульсов (заштрихованы) обоих лазеров также показана на рис. 4. Видно, что с их помощью можно

обеспечить длительность регистрации около 5 мкс. Интенсивность излучения обоих лазеров была много выше требуемой и для получения оптимальных спектральных плотностей мощности (см. раздел 3) ослаблялась светофильтрами.

Спонтанная флуоресценция атомов лития из возбуждаемой зоны регистрировалась под углом 90° к лазерным лучам с помощью регистрирующей системы, включающей в себя монохроматор МДР-23 5 и диссектор ЛИ-602 6. Входная щель монохроматора (как и щель диссектора) составляла 0.1 мм, а ширина выходной щели в пересчете на длины волн была больше ширины штарковского расщепления линий. На отклоняющие пластины диссектора подавалось синусоидальное напряжение с частотой 0.46 МГц, обеспечивающее периодическую развертку спектра. Расщепление линий регистрировалось на линейном участке развертки. Калибровка развертки диссектора проводилась по сигналу, получаемому при наблюдении освещенной выходной щели монохроматора с известной шириной. Описанная схема регистрации позволяла получать информа-



Рис. 5. Флуоресценция Li на $\lambda_2=460.3$ нм в отсутствие электрического поля (а) и при поле $F=50$ кВ/см (б).

Синусоида $f=20$ МГц, калибровка диссектора $6.5 \cdot 10^{-3}$ нм/нс.

цию о величине напряженности электрического поля в объеме диаметром 1 мм и длиной порядка 1 см с периодичностью 1 мкс. В принципе возможны и другие схемы регистрации. Поместив на выходе монохроматора тонкую поперечную щель, можно с помощью электронно-оптического преобразователя развернуть спектр флуоресценции во времени непрерывно. Если же использовать для возбуждения плоские лазерные лучи, то можно с помощью монохроматора и ЭОП, работающего в кадровом режиме, получать мгновенное распределение электрического поля вдоль выбранного направления.

Эксперименты показали, что полезный сигнал идентифицируется очень четко. Достаточно было «выключить» либо атомный пучок, либо лазерное излучение λ_1 , как сигнал на длине волны λ_2 исчезал (интенсивность рассеянного света была мала). Плотность атомного пучка в рабочей области оценивалась по величине сигнала и составляла $\sim 10^{11}$ см $^{-3}$. Пучок атомов лития достигал точки наблюдения через 40 мкс после срабатывания лазера на родамине, что фиксировалось по появлению ионного тока на зонде Ленгмюра, расположенном вблизи конденсатора (в рабочих выстрелах ионизованная компонента отводилась магнитным барьером). В этот момент включались лазеры накачки, а регистрирующая система записывала сигнал флуоресценции.

На осциллограммах (рис. 5) приведены спектры флуоресценции на длине волны λ_2 , наблюдаемые с помощью диссектора. Верхняя осциллограмма получена в случае, когда напряжение на плоском конденсаторе отсутствовало. При этом наблюдались одиночные пики, соответствующие нерасщепленной линии. Подача напряжения на конденсатор меняет сигнал флуоресценции, сигнал диссектора расщепляется на два пика, соответствующих двум группам линий, которые не разрешаются системой регистрации (рис. 2, б). Измеренные и вычисленные расстояния между компонентами совпадают в пределах точности эксперимента. При $F=50$ кВ/см расчетное значение составляет 0.66 нм, а определенное экспериментально — 0.65 ± 0.07 нм. Из осциллограмм видно, что

использованная нами система регистрации позволяет уверенно разрешать расщепленные полем компоненты, начиная примерно с 15 кВ/см.

Таким образом, результаты эксперимента показали, что локальные дистанционные измерения электрических полей методом активной штарковской спектроскопии могут быть реализованы достаточно простыми техническими средствами.

Авторы благодарят О. П. Сушкова и В. В. Фламбаума за консультации при выборе подходящей атомной системы и расчетах штарковского расщепления.

Список литературы

- [1] Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 494 с.
- [2] Кузнецов Э. И., Щеглов М. А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1980. 159 с.
- [3] Волков Я. Ф., Дятлов В. Г., Митина Н. И. Диагностика турбулентной плазмы. Киев: Наукова думка, 1983. 141 с.
- [4] Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [5] Burrell C. F., Kunze H.-J. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. N 21. P. 1445—1448.
- [6] Rebhan U., Weigart N. T., Kunze H.-J. // Phys. Lett. 1981. Vol. 85A. N 4. P. 228—230.
- [7] Полушкин И. Н., Рябинин М. Ю., Шагиев Ю. М., Язеинов В. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 5. С. 1648—1655.
- [8] Maron Y., Litwin C. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 4. P. 2086—2092.
- [9] Maron Y., Coleman M. D., Hammer D. A., Peng H.-S. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 7. N 6. P. 699—702. Proc. 5th Int. conf. on High-Power Beams. Kobe, 1986. P. 188—191.
- [10] Kadota K., Tsuchida K., Kawasumi Y., Fujita J. // Plasma Phys. 1978. Vol. 20. P. 1011—1023.
- [11] Kadota K., Pospieszczyk A., Bogen P., Hintz E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1984. Vol. PS-12. N 4. P. 264—270.
- [12] Князев В. А., Лебедев С. В., Мельников П. И. // Proc. 12th Int. Conf. on Phenomena. in Ionized Gases. 1985. Vol. 2. P. 1004—1006.
- [13] Kadota K., Fujita J. // Course and Workshop Basic and Advanced Diagn. Techn. for Fusion Plasmas. Varena, 1986. Vol. 2. P. 659—663.
- [14] Azner O., Berglind T. // Appl. Spectroscopy. 1986. Vol. 40. N 8. P. 1224—1231.
- [15] Lee S. A., Andersen L.-U. A., Rocca J. J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. N 6. P. 409—411.
- [16] Иванов Б. И., Прищепов В. П., Кодяков В. М. Препринт ХФТИ АН УССР. М.: ЦНИИ-атоминформ, 1986. 5 с.
- [17] Князев В. А., Лебедев С. В., Мельников П. И. // Докл. на IV Всесоюз. совещании по диагностике высокотемпературной плазмы. Алушта, 1986. С. 80.
- [18] Князев В. А., Лебедев С. В., Мельников П. И. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 87-60. Новосибирск, 1987. 33 с.
- [19] Воропаев С. Г., Князев В. А., Койдан В. С. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. Вып. 7. С. 817—825.
- [20] Bashkin S., Stoner J. O. Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams. Amsterdam; Oxford; New York: North-Holl. Publ. Comp., 1975, 1978, 1981, 1982. Vol. 1—4.
- [21] Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M. Atomic Transition Probabilities. National Bureau of Standards. NSRDS-NBS4. Washington, 1966. Vol. 1. 153 p.
- [22] Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.
- [23] Бете Г., Солунгер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: ГИФМЛ, 1960. 562 с.
- [24] Зайдель А. Н. Атомно-флуоресцентный анализ. Физические основы метода. М.: Наука, 1980. 173 с.
- [25] Teodossiou C. E. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 30. N 6. P. 2881—2909.
- [26] Крайнов В. П., Смирнов Б. М. Излучательные процессы в атомной физике. М.: Высшая школа, 1983. 288 с.
- [27] Рихтер Ю. // Методы исследования плазмы / Под ред. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. С. 9—55.
- [28] Князев В. А., Мельников П. И. // Proc. 9th Europ. Sect. Conf. on Atom. Molec. Phen. in Ionized Gases. Lisbon, 1988. P. 220—221.
- [29] Клеппнер Д., Литтман М., Циммерман М. // Ридберговские состояния атомов и молекул. М.: Мир, 1985. С. 88—133.
- [30] Gebauer R., Trautenberg H. // Z. Phys. 1930. Bd 62. S. 289—307.
- [31] Trautenberg H., Gebauer R., Lewin G. // Naturwissenschaften. 1930. Bd 18. S. 417—421.
- [32] Lanczos C. // Z. Phys. 1931. Bd 68. S. 204—209.
- [33] Bethe C. F., Ray J. A., Ricci E. et al. Atomic Data for Controlled Fusion Research. Reports ONRL. N 5206 (Vol. 1). N 5207 (Vol. 2). 1977.

- {34] *Olson R. E.* // *J. Phys.* В. 1982. Vol. 15. P. L163—L165.
- {35] *Князев Б. А., Лебедев С. В., Фокин Е. П.* // *Квантовая электрон.* 1983. Т. 10. № 2. С. 276—282.
- {36] *Князев Б. А., Лебедев С. В., Меклер К. И.* // *ЖТФ.* 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1319—1328.

Институт ядерной физики СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
30 ноября 1989 г.
