

УДК 621.378.4

Н. Б. ДЕЛОНÉ, В. П. КРАЙНОВ и д. л. ШЕПЕЛЯНСКИЙ
НЕЛИНЕЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ

Известны успехи в нелинейной спектроскопии атомов и молекул, достигнутые в последнее время на основе лазерного излучения. Между тем если обратиться к высоковозбужденным, ридберговским атомам, то предметом изучения в настоящее время являются главные явления — сдвиги уровней и их уширения, обусловленные, в частности, ионизацией. В этом докладе обсуждаются результаты исследования возмущения ридберговских состояний в переменном поле. Под ридберговскими состояниями мы будем понимать как высоковозбужденные состояния атома водорода с энергиями $E_n = -1/2n^2$ ($n \gg 1$ — главное квантовое число), так и высоковозбужденные состояния сложных атомов с энергиями $E_{nl} = -1/(2(n^*)^2)$, где $n^* = n - b_1$ — эффективное главное квантовое число, b_1 — квантовый дефект.

Сначала отметим особенности возмущения любых (а не только ридберговских) состояний атомов в переменном поле. Известно, что в отли-
чие от постоянного поля, в котором возмущение определяется лишь на-
пряженностью поля \mathcal{E} , в переменном поле возмущение определяется также и частотой поля ω . Частные решения уравнения Шредингера в случае монохроматического характера возмущения удовлетворяют условиям, со-
ставляющим теорему Флока [1]. При включении внешнего поля частоты ω исходное состояние, характеризуемое квантовыми числами λ и энергией E_λ , переходит в квазинергетические состояния с энергиями $E_\lambda(\mathcal{E}) \pm k\omega$, где $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. (Здесь и далее мы будем использовать атомную систему единиц, полагая $\hbar = m = e = 1$.) Энергия состояния во внешнем поле (в зарубежной литературе используется термин «dressed atom» — атом «одетый» полем) отличается от исходной энергии E_λ на величину $\delta E_\lambda(\mathcal{E})$, имеющую смысл возмущения уровня, усредненного по многим периодам внешнего поля. Вероятность заселения квазинергетических состояний определяется постоянным дипольным моментом D_λ исходного состояния λ , дипольным моментом этого состояния α_λ , индуцированным внешним полем, напряженностью \mathcal{E} и частотой ω внешнего поля.

Решение задачи о заселении квазинергетических состояний в общем случае для произвольных значений указанных выше параметров и реаль-
ного многоуровневого атома отсутствует. Решения получены лишь для ряда простых частных случаев. Однако они позволяют качественно про-
анализировать всю ситуацию в целом в достаточно реалистическом при-
ближении.

Обратимся к наиболее простому случаю, когда реальный многоуровневый атом заменяется на модельную систему, состоящую из одного связанных электронного состояния с главным квантовым числом n . В дальнейшем будет показано, что такая модель является вполне реалистичной. Эволюция волновой функции этого состояния во времени ищется в виде

$$\Psi_n(t) \sim \exp \left[-i \int E_n(\mathcal{E}) dt \right] = \sum_k a_k(t),$$

где энергия E_n состояния n во внешнем поле $\mathcal{E} \cos \omega t$ имеет вид

$$E_n(\mathcal{E}) = E_n + D_n \mathcal{E} \cos \omega t - \frac{1}{2} \alpha_n \mathcal{E}^2 \cos^2 \omega t.$$

Таким образом, предполагается, что изменение энергии E_n при наличии поля заключается в линейном и квадратичном по напряженности поля эффектах, причем линейный эффект обусловлен постоянным дипольным моментом D_n , а квадратичный — наведенным дипольным моментом α_n . Задачей теории является вычисление коэффициентов разложения $a_k(t)$.

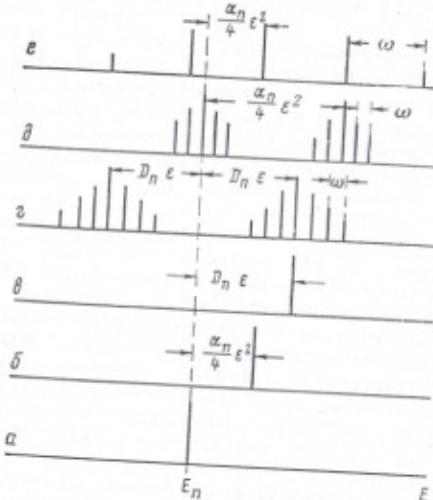


Рис. 1. Схема возмущения ридбергового уровня во внешнем постоянном и переменном поле (E — энергия уровня). a — $\mathcal{E}=0$; b — $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0 \cos \omega t$, ($C_1 \ll 1$, $C_2 \ll 1$); c — $\mathcal{E}=\text{const}$; d , e , f — $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0 \cos \omega t$ ($\omega - C_1 \gg 1$; $C_2 \ll C_1$); $\partial = C_1 \gg 1$, $C_2 \gg C_1$, 1 ; $\epsilon = C_1 \ll 1$; $C_2 \ll 1$). Вероятность заселения уровней характеризуется высотой жирных линий

Согласно результатам работ [2, 3], коэффициенты $a_k(t)$, квадраты которых представляют собой заселенности квазинергетических состояний, равны

$$a_\lambda(t) = \exp \left[- \left(\frac{i D_n \mathcal{E}}{\omega} \right) \sin \omega t + \frac{i}{4} \alpha_n \mathcal{E}^2 \left(t + \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t \right) - i E_n t \right] = \\ = \sum_s J_{k+2s} \left(\frac{D_n \mathcal{E}}{\omega} \right) J_s \left(\frac{\alpha_n \mathcal{E}^2}{8\omega} \right) \exp \left(-i E_n t - ik\omega t + i \frac{1}{4} \alpha_n \mathcal{E}^2 t \right), \quad (1)$$

где J — функции Бесселя.

Из (1) видно, что возникают два параметра $C_1 = D_n \mathcal{E}/\omega$ и $C_2 = \alpha_n \mathcal{E}^2/\omega$, от абсолютных величин и соотношения которых зависит результат. По сути дела, как видно, вопрос заключается в относительной роли постоянного и наведенного дипольных моментов.

Соотношение (1) справедливо для любого возбужденного состояния. Для ридберговых состояний, когда $n \gg 1$, параметры C_1 и C_2 приобретают явный вид. Из квантовой механики хорошо известно, что постоянный дипольный момент водородоподобного состояния $D_n = -1/2n(n_1 - n_2) \sim n^2$, где n_1 , n_2 — параболические квантовые числа [4]. Наведенный дипольный момент — динамическая поляризуемость ридбергового состояния — $\alpha_n \sim n^4$ (см. ниже и [5]). Поэтому указанные выше параметры можно представить в виде $C_1 = n^2 \mathcal{E}/\omega$ и $C_2 = n^6 \mathcal{E}^2/\omega$.

Исходя из (1), рассмотрим различные случаи возмущения ридберговых состояний в переменном поле, варьируя параметры C_1 и C_2 .

При этом будем использовать следующие хорошо известные свойства функций Бесселя: $J_0(0)=1$; $J_k(0)=0$ при $k \neq 0$. Можно выделить следующие три случая.

1. $C_1 \ll 1$; $C_2 \ll 1$. При этом из свойств функций Бесселя следует, что в (1) $S=k=0$, т. е. заселение квазизнергетических гармоник не возникает. Возмущение исходного состояния сводится к квадратичному по полю изменению его энергии на величину $\delta E_{nlm}(\mathcal{E}) = -\frac{1}{4} \alpha_{nlm} \mathcal{E}^2$, где α_{nlm} — динамическая поляризуемость состояния nlm . Исходные значения параметров C_1 , C_2 соответствуют большой частоте и малой напряженности внешнего поля (рис. 1, б).

2. $C_1 \gg 1$; $C_2 \ll C_1$. При этом $0 < S \ll k$, квадратичным по полю изменением энергии можно пренебречь, возникает заселение квазизнергетических состояний. С наибольшим весом заселяются состояния со значениями $k \approx D_n \mathcal{E} / \omega$. Это можно интерпретировать как линейное по полю изменение энергии исходного состояния на величину $k\omega = \pm D_n \mathcal{E}$. Для сложных атомов это справедливо при $D_n \mathcal{E} \gg \Delta E_{nl}$, где ΔE_{nl} — расщепление по орбитальному моменту l . В отличие от постоянного поля (рис. 1, в), исходное состояние здесь расщепляется на два состояния. Исходные значения параметров C_1 , C_2 соответствуют низкочастотному полю большой напряженности (рис. 1, г).

3. C_1 — произвольное, $C_2 \gg C_1$. При этом $S \gg k > 0$, квазизнергетические состояния заселяются, причем при $C_2 \gg 1$ с наибольшим весом заселяются состояния с $k = -2S = \pm \alpha_{nlm} \mathcal{E}^2 / 4\omega$. Этот случай можно интерпретировать как квадратичное по полю изменение энергии исходного состояния с амплитудой, в 2 раза превышающей амплитуду возмущения в случае 1. Столь же сильно заселяется состояние с невозмущенной энергией E_n (рис. 1, д). Исходные значения параметров C_1 , C_2 , соответствующие такой ситуации, когда наведенный дипольный момент превышает постоянный дипольный момент, могут реализоваться лишь для отдельных частот ω_{res} , при которых возникают резонансы в динамической поляризуемости $\alpha_{nlm}(\omega)$, либо C_1 мало при $D_n \mathcal{E} \ll \Delta E_{nl}$ из-за расщепления уровней по l . Очевидно, что этот случай является достаточно экзотическим. Если же $C_1 \ll 1$, $C_2 \leq 1$, то с наибольшим весом заселяется основная квазигармоника с $k=0$, энергия которой изменяется пропорционально квадрату напряженности поля. Соседние квазигармоники ($k=\pm 1, \pm 2$) заселяются также, но слабее (рис. 1, е).

Теперь обсудим условия применимости модели изолированного уровня. Необходимо иметь в виду, что модель изолированного уровня можно использовать для описания возмущения ридберговских состояний в реальном многоуровневом атоме лишь при не очень высокой напряженности внешнего поля. В атоме водорода соседние уровни отстоят от фиксированного уровня n на величину $\Delta E_{n,n+1} \approx n^{-3}$; в сложных атомах оболочка с данным n расщеплена по орбитальному моменту l из-за влияния поля атомного остова. Расщепление по орбитальному моменту ΔE_{nl} также порядка n^{-3} . Критическая напряженность поля различна для случаев линейного и квадратичного возмущения. Так, в случае линейного возмущения изменение энергии уровня должно быть меньше расщепления по орбитальному моменту, т. е. должно выполняться неравенство $\delta E_n(\mathcal{E}) = D_n \mathcal{E} \approx \frac{1}{4} n^2 \mathcal{E} \ll \Delta E_{nl} \approx n^{-3}$, из которого следует критерий на максимальную напряженность поля $\mathcal{E} \ll n^{-1}$. В случае квадратичного возмущения изменение энергии уровня должно быть меньше, чем его энергия связи, т. е. должно выполняться неравенство $\delta E_n(\mathcal{E}) = \frac{1}{4} \alpha_{nlm} \mathcal{E}^2 \approx n^6 \mathcal{E}^2 \ll \Delta E_{nl} \approx 1/n^2$, из которого следует критерий $\mathcal{E} \ll n^{-4}$. Отметим, что в этом неравенстве существенно проявляется специфика ридберговских состояний, для которых (при малом отличии n) знак и амплитуда изменения энергии за счет динамической поляризуемости одинаковы — имеет место одинаковое понижение энергии состояний [4, 5].

Более общие выражения для возмущения ридберговских состояний, явно учитывающие реальную многоуровневую структуру атомного спектра, получены лишь для отдельных частных случаев. Так, в работе [6] рассматривался атом водорода и учитывалось перемешивание состояний с различными орбитальными моментами из-за снятия вырождения,

но учитывался лишь квадратичный по полю эффект. В работе [7] рассматривалась квантовая система с постоянным дипольным моментом и не принималась во внимание наведенный дипольный момент, т. е. учитывалась лишь линейный по полю эффект. В работе [8] учитывались как постоянный, так и наведенный дипольные моменты и не делалось исходного предположения об изолированном уровне, но реальные результаты получены лишь для двух уровней с $n=1, 2$. В обзоре [9] и монографии [10] обсуждается общий случай.

Однако в общем случае выражения, учитывающие изменение энергий уровней в реальной многоуровневой системе, не учитывающие распад этих уровней из-за ионизации, неправильно отражают результат взаимодействия ридберговского атома с внешним переменным полем. Дело в том, что при тех же напряженностях поля, при которых нарушается справедливость использованной модели изолированного уровня, необходимо принимать во внимание процессы ионизации (см. ниже).

Для того чтобы закончить краткий обзор предсказаний теории, отметим специфические черты процесса динамической поляризуемости ридберговских состояний. Квадратичная зависимость изменения энергии от напряженности поля, естественно, остается справедливой и в этом случае, однако частотная зависимость $\alpha_n(\omega)$ качественно отлична от случая поляризуемости основного и первых возбужденных состояний. В отличие от состояний с малыми n , для которых при изменении частоты и прохождении промежуточных резонансов динамическая поляризуемость изменяет знак [10], в случае ридберговских состояний знак поляризуемости при прохождении резонансов не изменяется, а величина поляризуемости $\alpha_n \sim n^6$ (при частотах $\omega \ll n^{-2}$), как и в постоянном поле [5]. Оба указанных факта являются следствием слабой ангармоничности малого участка спектра ридберговских состояний, ближайших к рассматриваемому состоянию n , что приводит к компенсации возмущений от отдельных состояний, каждое из которых $\sim n^7$.

Строго говоря, все сказанное выше относится к атому водорода и к водородоподобным состояниям сложных атомов. Для ридберговских состояний сложных атомов с $l \geq 2$ наличие квантового дефекта приводит к существенной ангармоничности даже на малом участке спектра, а следовательно, к отсутствию компенсации эффектов от ближайших уровней. В этом случае динамическая поляризуемость резко возрастает и становится $\sim n^7$ (опять-таки при частотах $\omega \ll n^{-2}$).

При частотах $\omega \gg n^{-2}$ динамическая поляризуемость выходит на асимптотический предел, не зависящий от величины n ; она равна колебательной энергии свободного электрона в переменном поле, $\alpha_n = \frac{1}{\omega^2} \ll n^6$.

В последнее время проведены эксперименты, четко подтверждающие справедливость сделанного выше анализа в рамках модели изолированного уровня.

Ряд экспериментов выполнен в условиях, когда возмущение ридберговского состояния атома должно сводиться к квадратичному по полю изменению энергии, обусловленному динамической поляризуемостью атома (случай 1; $C_1, C_2 \ll 1$).

Серия экспериментов [11, 12] проведена с атомом водорода, возбужденным в различных состояниях с $n=4-8$. Плазма разряда в водороде при низких давлениях (0,1–10 тор) облучалась излучением CO₂-лазера ($\omega \approx 0,1$ эВ). Проводилась спектроскопическая регистрация линий бальмеровской серии с указанными выше значениями n . Наблюдались сдвиги линий при напряженности поля лазерного излучения около 10^3 В·см⁻¹. Эти сдвиги хорошо согласуются [12] с результатами расчетов [13–15] динамической поляризуемости, выполненных методом прямого суммирования по промежуточным состояниям и усреднения по орбитальному и магнитному квантовым числам в предположении о равнозаселенности состояний.

Другой эксперимент [16] был выполнен с атомом рубидия, возбуж-

денным в состояние с $n=22$ и возмущающимся инфракрасным линейно-поляризованным излучением лазера на стекле с неодимом ($\omega \approx 1,2$ эВ). Изменение энергии перехода из основного состояния $5S$ атома рубидия в состояние $22P$ наблюдалось при напряженности инфракрасного поля около 10^8 В·см $^{-1}$. Энергия кванта инфракрасного излучения больше энергии связи электрона в состоянии $22P$, так что динамическая поляризуемость состояния $22P$ должна при этом выходить на высокочастотный предел [1], которому соответствует изменение энергии $\delta E_n(\mathcal{E}) = \frac{1}{4} \frac{\mathcal{E}^2}{\omega^2}$, т. е.

возмущение равно колебательной энергии свободного электрона в линейно-поляризованном поле [5]. Наблюдалось изменение энергии перехода $5S-22P$, квадратично зависящее от напряженности возмущающего инфракрасного поля. При частоте $\omega \approx 1,2$ эВ динамическая поляризуемость основного состояния $5S$ практически равна статической поляризуемости рубидия, которая хорошо известна. Это позволяет из абсолютной величины изменения энергии перехода $5S-22P$ определить величину изменения энергии состояния $22P$. Величина $\delta E_{22P}(\mathcal{E})$ с хорошей точностью оказалась соответствующей колебательной энергии свободного электрона. Отметим, что этот эксперимент представляет собой первое наблюдение изменения энергии связанного электрона, равного колебательной энергии свободного электрона в поле волны.

Теперь обратимся к экспериментам, в которых наблюдалось заселение квазиэнергетических состояний. Эксперименты с высоковозбужденными атомами водорода описаны в работе [17]. Эксперименты проводились с атомами водорода, возбужденными в состоянии с $n=43-45$, на которые действовало внешнее поле с частотой $\omega \approx 8$ ГГц и напряженностью от нескольких десятых вольта до нескольких вольт на сантиметр. Эти условия соответствуют значению параметров $C_1 > 1$, $C_2 < C_1$ — на ридберговский атом действует сильное внешнее поле малой частоты.

После прохождения через радиочастотное поле возбужденные атомы ионизовались в постоянном электрическом поле: детектировались образованные ионы H^+ (протоны). При небольшом изменении частоты возбуждения наблюдалось множество резонансных максимумов в выходе ионов H^+ , которые соответствуют возбуждению состояний с $n=43, 44, 45$ и их квазиэнергетических гармоник с $k=1-15$. Изменяя напряженность радиочастотного поля, можно было изменять число и амплитуду максимумов в выходе ионов H^+ , т. е. эффективность заселения квазиэнергетических состояний. Наблюдаемая на эксперименте зависимость эффективности заселения квазиэнергетических состояний от напряженности поля описывается квадратом функции Бесселя $J_k^2(D_n \mathcal{E}/\omega)$ в согласии с выражением (1) при $S=0$. Детальное теоретическое описание возмущения ридберговских состояний в условиях проведения этого эксперимента выполнено в работах [18, 19]. В работе [19] использовалось квазиклассическое приближение и принималось во внимание перемешивание состояний с различными параболическими квантовыми числами; результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в работе [17].

В работе [20] наблюдалось заселение квазиэнергетических состояний при возбуждении ридберговских состояний атома натрия в условиях, когда параметры $C_1=0$ (вследствие ограничения из-за ΔE_{nl}), а $C_2 \leq 1$ (условие слабого заселения квазигармоник, см. рис. 1, e) при радиационном столкновении ридберговских атомов.

Таким образом, результаты экспериментов с ридберговскими атомами в целом качественно и количественно подтверждают ту общую картину возмущения изолированного уровня во внешнем переменном поле, которая следует из соотношения (1). Надо, однако, иметь в виду, что те экспериментальные данные, которые приведены выше, являются лишь первыми результатами; очевидно, требуется дальнейшее расширение экспериментов, в том числе более широкая вариация параметров, входящих в величины C_1 и C_2 .

Выше приводились оценки критических напряженностей полей, при которых становится несправедливым приближение одного изолированного уровня. Эти критические поля соответствуют условиям, когда существенную роль играет нелинейная ионизация ридберговских состояний [21, 22]. Вопрос о природе процесса нелинейной ионизации ридберговских атомов в переменном поле сейчас привлекает внимание многих исследователей — теоретиков и экспериментаторов. Наибольший интерес вызывает предсказание теории о конкуренции с квантовыми процессами нелинейной ионизации (многофотонной и тунNELьной) процесса классической диффузионной ионизации, возникающего из-за стохастической неустойчивости движения классического электрона при частоте внешнего поля $\omega \sim \Omega_n$, где $\Omega_n = n^{-1}$ — кеплерова частота обращения электрона по орбите [21, 22]. Одно из основных отличий диффузионной ионизации от квантовой ионизации состоит в значительно меньшей (на порядок величины) напряженности поля, при которой достигается величина полной вероятности ионизации порядка 1 за достаточно малые времена, хотя в обоих случаях $\mathcal{E} \sim n^{-1}$. (При этом $C_1 \sim C_2 \sim n \gg 1$.)

Отметим, что результаты единственного эксперимента [23], в котором наблюдалась ионизация атома водорода в состоянии с $n \approx 65$ в поле с частотой $\omega \approx \Omega_n$, а именно величина напряженности поля, при которой наблюдается ионизация, согласуется с предсказаниями теории [21, 22] и результатами численных экспериментов [24], моделирующих возникновение стохастической неустойчивости. С другой стороны, в последнее время был обнаружен процесс ионизации сложных ридберговских атомов в низкочастотном поле $\omega \ll \Omega_n$, когда ионизация наблюдается при напряженности поля $\mathcal{E} \sim n^{-1}$ [25-27]. (При этом $C_1 \gg C_2$.)

Обсуждается следующая модель этого процесса — ионизация возникает из-за квазипересечения ридберговских состояний, линейно возмущенных внешним полем и ландау-зинеровских переходов электрона между ними [28]. При каждом «включении» внешнего возмущения, которое имитируется синусоидальным изменением мгновенной напряженности поля, электрон переходит в состояние с большим n , что в конце концов при достижении таких значений n , когда $\mathcal{E} \sim n^{-1}$, приводит к ионизации [26, 29]. Для атома водорода такой механизм не имеет места из-за реального пересечения уровней и отсутствия ландау-зинеровских переходов между ними.

Совокупность всех имеющихся данных позволяет утверждать, что любое рассмотрение процесса возмущения ридберговских состояний во внешнем переменном поле, претендующее на выход за рамки модели изолированного уровня, должно включать рассмотрение процессов ионизации. С другой стороны, если оставаться в рамках не очень сильного внешнего поля, напряженность которого меньше указанных выше критических значений, то модель изолированного уровня справедлива и использование этой модели позволяет правильно описать основные черты процесса возмущения ридберговских состояний в переменном поле.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Литература

- Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М.: Атомиздат, 1978, § 1.3.
- Bayfield J. Phys. Rep., 1979, v. 51, p. 319.
- Blochinszhev D. Phys. Z. d Sovjetunion, 1933, v. 3, p. 501.
- Ландай Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974, § 77.
- Делоне Н. Б., Крайнов В. П. ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 1980.
- Ритус В. И. ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1544.
- Ковальский В. А., Перељман Н. Ф. ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 509.
- Зон Б. А., Шолохов Е. И. ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 887.
- Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Зон Б. А., Ходовой В. А. УФН, 1976, т. 120, с. 3.
- Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М.: Атомиздат, 1978, § 8.1.
- Dubreuil B., Ranson P., Chapelle J. Phys. Letts A, 1972, v. 42, p. 323.
- Pignolet P., Dubreuil B., Cathérinot A. J. Phys. B, 1982, v. 15, p. 2307.

13. Dubreuil B., Chapelle J. Phys. Letts A, 1974, v. 46, p. 451.
14. Maguet A. Phys. Letts A, 1974, v. 48, p. 199.
15. Зон Б. А. Оптика и спектроскопия, 1977, т. 42, с. 13.
16. Liberman S., Pinard J., Taleb A. Phys. Rev. Letts, 1983, v. 50, p. 888.
17. Bayfield J., Gardner L., Gulkok Y., Sharma S. Phys. Rev. A, 1981, v. 24, p. 138.
18. Stehle P. Phys. Rev., 1982, v. A26, p. 2711.
19. Берсон И. Я. ЖЭТФ, 1983, т. 85, с. 70.
20. Pillet P., Kachru R., Tran N., Smith W., Gallagher T. Phys. Rev. Letts, 1983, v. 50, p. 1763.
21. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л. УФН, 1983, т. 140, с. 355.
22. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1565.
23. Bayfield J., Koch P. Phys. Rev. Letts, 1974, v. 33, p. 258.
24. Leopold I., Percival I. Phys. Rev. Letts, 1978, v. 41, p. 944.
25. Koch P. J. de Phys., 1982, v. 43, Coll. C2, supp. № 11, p. C2-187.
26. Pillet P., Smith W., Kachru R., Tran N., Gallagher T. Phys. Rev. Letts, 1983, v. 50, p. 1042.
27. Mariani D., van de Water W., Koch P., Bergman T. Phys. Rev. Letts, 1983, v. 50, p. 1261.
28. Rubbmark J., Kash M., Littman M., Kleppner D. Phys. Rev. A, 1981, v. 23, p. 3407.
29. Каденчук М. Б., Смирнов Б. М. ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1715.

УДК 535.338

З. Я. КОНОНОВ и А. Н. РЯБЦЕВ

СОСТОЯНИЕ И ПРОБЛЕМЫ СПЕКТРОСКОПИИ МНОГОКРАТНО ИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ

1. Введение. Получение спектров ионов

Потребности астрофизики и физики управляемого термоядерного синтеза продолжают стимулировать развитие исследований по спектроскопии многократных ионов. Количественная сторона изученности спектров ионов различных стадий ионизации хорошо отражена в обзоре Стриганова [1].

На рис. 1 приведена упрощенная схема, характеризующая современное состояние изученности элементов от H до Mo, а также динамику исследований за последние пять лет. В целом видно, что области неизученных ионов концентрируются в районе высших кратностей ионизации тяжелых элементов, а также проникают вплоть до меди для ионов с наполовину заполненной $3d^m$ -оболочкой (Cu VII, Zn VII, Zn VIII и т. д.). Видна также концентрация работ в последние пять лет для приложений к спектроскопическим исследованиям Солнца (ионы высокой кратности элементов от C до Ni), а также к диагностике плазмы токамаков (ионы средней кратности элементов группы Mo). Следует отметить, что общая картина изученности спектров ионов за этот период изменилась мало, так как в основном произошел переход от экспессивного к интенсивному подходу в анализе спектров.

Большое число работ посвящено пересмотру ранних данных, повторному более тщательному анализу спектров как с применением приборов с высокой дисперсией и разрешением, так и более совершенных методов теоретических расчетов. Предпринимаются усилия по поиску режимов работы таких источников, как лазерная плазма, малоиндуктивная вакуумная искра, в направлении уменьшения наблюдаемых ширин (и сдвигов) линий. Ведется также поиск и установление стандартов длин волн в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра.

Данный обзор ограничен анализом основных направлений исследований, связанных с идентификацией спектральных линий и установлением энергетической структуры ионов. Не рассматриваются вопросы возбуждения и ионизации, как и другие элементарные процессы, необходимые для диагностических приложений. Основные источники возбуждения спектров будут лишь кратко перечислены с указанием достигаемых степеней ионизации или максимальных потенциалов ионизации ионов, либо характерных возбуждаемых переходов.

1. Импульсные разряды между электродами в газах или вакууме. Сюда относятся вакуумные искры различных модификаций, z-пинчи, плазменный фокус, взрывающиеся проволочки. Получены спектры H-подобного Ni XXVIII ($E_i=10,4$ кэВ), Ne-подобного Ge²⁰⁺ ($E_i=13,1$ кэВ), Ne-подобного Sn⁴⁰⁺ ($E_i=6,0$ кэВ), Ni-подобного Au²¹⁺ ($E_i=4,5$ кэВ).

2. Лазерная плазма, получаемая на твердых мишениях в вакууме. Достигаются кратности ионизации W⁴³⁺ ($E_i=2,4$ кэВ), Re⁶⁷⁺ ($E_i=3,9$ кэВ) в условиях плотной ($N_e=10^{21} \div 10^{22}$ см⁻³) плазмы.

3. Устройства с магнитным удержанием плазмы, в частности типа токамак. В плазме со сравнительно невысокой плотностью получаются спектры элементов, из которых изготовлены разрядные камеры, а также различных газов.