# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.33

## НЕПРЕРЫВНЫЕ СПЕКТРЫ АТОМАРНЫХ ГАЗОВ И ПЛАЗМЫ

### Л. М. Биберман, Г. Э. Норман

## введение

Наиболее полное изложение теоретических и экспериментальных результатов по непрерывным спектрам содержится в статье Финкельнбурга и Петерса<sup>1</sup>. В настоящем обзоре мы ограничимся более узким кругом вопросов, связанных со сплошными (непрерывными) спектрами низкотемпературной плазмы и атомарных газов; будут рассмотрены только многоэлектронные атомные системы \*); основное внимание уделяется ближнему инфракрасному, видимому и ультрафиолетовому дианазонам. Эти вопросы представляют самостоятельный интерес и по ним со времени опубликования работы <sup>1</sup> получены существенно новые физические результаты. Перечислим радиационные процессы, которые будут рассмотрены в настоящем обзоре.

Электрон может находиться в связанном состоянии (при этом его энергия отрицательна и принимает дискрезный ряд значений) и в свободном (энергия положительна и может меняться непрерывно). Сплошные спектры поглощения и испускания образуются в результате переходов электрона из связанного состояния в свободное и наоборот (связанно свободные и свободно-связанные переходы) и в результате свободно-свободных переходов. Связанные электроны могут находиться в атоме. положительном или отрицательном ионе; свободный электрон Можег пролетать в поле атома или пона. Соответственно для испускания излучения различают пва типа свободно-связанных переходов: в поле иона рекомбинационное излучение  $(A^+ - e \rightarrow A^- - hv, A^{++} - e \rightarrow A^+ - hv)$ и т. д.) и в поле атома — радиационное прилипание  $(A + e \rightarrow A^- + hv)$ , и два типа свободно-свободных переходов: тормозное излучение в поле пона и атома  $(A + e(v_1) \rightarrow A - e(v_2) + hv.$ где  $(mv_1^2/2) - (mv_2^2/2) = hv$ и т. д.). В поглощении различают связанно-свободные переходы в поле цона (фотоионизация атомов и ионов:  $A + hv \rightarrow A^+ - e$ ,  $A^+ - v$ ,  $A^+ - v$ → A<sup>+++</sup>+ е и т. д.) и в поле агома (фотоотрыв от отрицательных ионов:  $A^- + h v \rightarrow A + - c$ ) и свободно-свободные переходы в поле атома и иона.

Будет также обсуждаться образование непрерывного спектра за счет слияния и исчезновения дискретных уровней у границ серий. Мы не будем рассматривать поглощение и излучение света электронами, находящимися в поле, создаваемом в равной степени несколькими частицами.

Как правило, результирующие сплошные спектры представляют собой наложение нескольких континуумов, обусловленных отдельными

<sup>\*)</sup> Спектры одноэлектронных атомных систем рассмотрены в литературе достаточно полно <sup>1-5</sup>. Молекулярные же спектры могли бы составить содержание отдельного обзора (фотоиопизация простых молекул рассмотрена в работе <sup>6</sup>, сложных — в<sup>7</sup>).

переходами. Число таких переналагающихся континуумов может оказаться очень значительным, в связи с чем определение и, в особенности, анализ результирующего спектра может оказаться нетривиальной запачей.

В разделах I и III излагаются методы расчета вероятностей отдельных переходов. Дается сводка теоретических и экспериментальных результатов и обсуждаются возможные причины имеющихся расхождений. В разделах II и IV рассматриваются спектры, образующиеся в результате переналожения значительного числа континуумов. Результаты измерений сопоставляются с предсказаниями теории. В разделе V обсуждается возможность использования изложенных результатов для анализа спектров неравновесных газов и плазмы; рассматриваются также многофотонные процессы.

### I. СЕЧЕНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ

## 1.1. Вычисление сечений

Теория фотоионизации подробно рассмотрена в <sup>2, 7-10</sup>. Приведем некоторые общие результаты. В одноэлектронном приближении выражение для сечения представляется в виде

$$\sigma = C_{1}E\Im \sum_{l'=l\pm 1} Q_{ll'} \Big| \int_{0}^{\infty} R_{nl}(r) R_{hl'}(r) r dr \Big|^{2}, \qquad (1,1)$$

где  $(1/r) R_{nl}(r)$  и  $(1/r) R_{kl'}(r)$  — радиальные волновые функции активного электрона в начальном и конечном состояниях, n — главное квантовое число, l и l' — орбитальные квантовые числа; энергия поглощаемого фотона  $E = |E_{nl}| + k^2$ ,  $E_{nl}$  и  $k^2$  — выраженные в ридбергах энергии электрона в начальном и конечном состояниях; множитель  $\mathfrak{S}$  учитывает роль пассивных электронов <sup>8, 9</sup>, обычно  $\mathfrak{S} \cong 1$ ;  $Q_{ll'}$  — численный коэффициент, зависящий от спектроскопического типа начального и конечного состояний <sup>8-10, 72, 91</sup>;  $C_1 = 4\pi \alpha_0^2 a/3 = 8,56 \cdot 10^{-19}$ ; волновая функция свободного электрона нормирована так, что при  $r \to \infty$ 

$$\begin{aligned} R_{kl'}(r) &\to k^{-1/2} \sin \left[ kr - \frac{\pi}{2} l' + \frac{Z}{k} \ln 2kr + arg \Gamma \left( l' + 1 - i \frac{Z}{k} \right) + \delta_{l'}(k) \right], \quad (1,2) \end{aligned}$$

Z — заряд остаточного иона, фаза  $\delta_{l'}(k)$  обусловлена некулоновостью потенциала при малых r.

Выражение (1,1) получено в результате использования матричного элемента радиус-вектора. Сечение можно также выразить через матричные элементы скорости (импульса) и ускорения<sup>2, 11</sup>. Основной вклад в различные матричные элементы вносят разные расстояния от ядра. Волновые функции известны только приближенно, причем в зависимости от способа их нахождения полученные функции могут оказаться более надежными или вдали от ядра, или вблизи, или в промежуточной области. Этим определяется наиболее целесообразный выбор вида матричного элемента. Согласие же между результатами, полученными для разных видов матричного элемента, является косвенным критерием качества приближенной волновой функции в целом.

Для нахождения волновых функций широко используется метод самосогласованного поля (метод Хартри — Фока), детально изложенный в ряде работ (см., например, <sup>10,12</sup>). Рассмотрим подробнее источники погрешностей сечений фотоионизации, вычисленных с помощью самосогласованных волновых функций. Метод Хартри — Фока является приближенным даже в самой общей формулировке. Кроме того, вследствие больших вычислительных трудностей при определении волновых функций для конкретных атомных систем используются дополнительные приближения и упрощения. Этп приближения касаются как принципиальных вопросов (например, учет обмена), так и методов решения уравнений. Поэтому расчеты волновых функций (и соответственно сечений фотоионизации) для конкретных атомных систем периодически уточняются. Существенно, что результаты расчета сечений оказываются весьма чувствительными к уточнению волновых функций.

Метод самосогласованного поля позволяет, вообще говоря, найти только волновые функции связанных состояний. Его последовательное распространение на систему со свободным электроном пока не проведено в связи с принципиальными трудностями, возникающими при попытке учесть поляризацию, т. е. влияние свободного электрона на ион. Поэтому волновая функция свободного состояния вычисляется для электрона, находящегося в статическом самосогласованном поле иона (обменные эффекты могут быть приняты во внимание). Иногда для упрощения это поле принимается таким же, как и самосогласованное поле, действующее на связанный оптический электрон до ионизации.

Чтобы как-то учесть влияние свободного электрона на ион, в некоторых расчетах к статическому самосогласованному полю иона добавляют поляризационный потенциал  $V(r) \rightarrow \alpha/2r^4$ , если  $r \rightarrow \infty$ , где  $\alpha$  — поляризуемость остаточного иона. Такой учет поляризации не является последовательным и требует, в частности, знания величины  $\alpha$ . Кроме того, введение поляризационного потенциала не может быть проведено однозначно в связи с произволом в определении потенциала на малых расстояниях \*). Тем не менее, такой учет поляризации в некоторых случаях позволяет существенно улучшить результат.

Чувствительность сечения к выбору волновой функции (как свободной, так и связанной) обусловлена тем, что найденные с помощью метода Хартри — Фока волновые функции являются наилучшими приближенными волновыми функциями для определения энергии связанных состояний, но не являются наилучшими приближенными волновыми функциями для вычисления сечений. Поэтому уточнение волновых функций, дающее малые поправки в значениях энергии, может существенно изменить сечение фотоионизации. Таким образом, сечения, найденные с помощью имеющихся приближенных функций, могут содержать значительную ошибку.

Более последовательным было бы использование вариационного принципа, сформулированного непосредственно для матричного элемента. Однако работы в этом направлении начались только недавно <sup>14-17</sup> и к конкретному расчету фотоионизации пока не применялись. Вариационный принцип для матричного элемента, по-видимому, приведст к уравиениям, более громоздким, чем уравнения Хартри — Фока.

Возвращаясь к методу Хартри — Фока, подчеркнем, что совершенствование этого метода не может быть конечной целью построения теории многоэлектронных атомов. Дело в том, что приближение самосогласованного поля является наилучшим из одноэлектронных приближений. Поэтому получаемые волновые функции в значительной степени не учитывают корреляцию между частицами. Для того чтобы улучшить результаты, в теории двухэлектронных систем предусматривают зависимость

<sup>\*)</sup> Введен не поляризационного потенциала в метод Хартри — Фока рассматривается, например, в <sup>13</sup>.

волновой функции системы от межэлектронного расстояния; вычисления проводятся без разделения переменных<sup>2</sup>. Такой путь вряд ли реален для атомов с большим числом электронов. Другим путем является рассмотрение самосогласованного поля в многоконфигурационном приближении.

Перспективным может оказаться использование современных методов теории многих частиц. В этих методах самосогласованные функции используются как нулевое приближение <sup>19</sup>. Первые попытки в этом направлении применительно к фотоионизации сделаны в работах <sup>20–22</sup>. В <sup>21</sup> теория доводится до вычисления сечений. Авторы <sup>21</sup> не ставили своей целью получение надежных сечений, так как это связано как с принципиальными, так и с вычислительными трудностями. Но на примерах щелочноземельных атомов было показано, что учет корреляции может радикально изменить вычисленное сечение. Существенно, что аналогичные уточнения весьма мало сказывались на собственных значениях энергии, что лишний раз подчеркивает специфику функций Хартри — Фока. Возможно поэтому, что при построении более строгой теории в качестве нулевого ириближения удобнее будет взять одноэлектронные функции, наилучшие в смысле матричного элемента.

Следует обратить внимание также на выбор типа связи. Для нахождения волновых функций тип связи (обычно *LS*) постулируется до

Таблица Ј

Атом *)	Метод	Атом *)	Метод	ATOM *)	Метод
He B C	Γ <sup>27,28</sup> <b>B<sup>29</sup>**</b> ) <b>B</b> <sup>29</sup> 30	Li		Hg Li <sup>+</sup>	$\Gamma^{22}$ $\Gamma^{27}$ $\Gamma^{43}$
N O F		Na	A <sup>34</sup> B <sup>10</sup> B <sup>41</sup>	$Mg^+$ $Si^+$ $K^+$	B44 B44 B44 B45
Ne	A <sup>34</sup> B <sup>35</sup>	K Be	${}^{ m B,B42}_{\Gamma^{21}}$	Ca+ Cu+	А 16,47 (См. также 40) А 34
Аг	$A^{34,36}$ $\Gamma^{22}$	Mg Ca	$     \Gamma^{21}     \Gamma^{21}     \Gamma^{21} $	$\Lambda g^+$ N <sup>+4</sup>	A <sup>34</sup> A <sup>48</sup>
Kr Xe	A34 A36	Sr	1'21	U+5	A48

Вычисления сечений фотопонизации

А и Б — расчеты с самосогласованными волновыми функциями (А — волноная функция свободного состояния рассчитывается в том же поле, что и для связанного состояния, Б — в поле певозмущенного остаточного иона), В — при расчете волновой функции к самосогласованному потсициалу добавляется поляризационный потенциал, Г — делается попытка тем или иным способом учесть корреляцию.

\*) Для Li расчет выполнен для шести первых возбужденных состояний <sup>38</sup>, для Mg<sup>+</sup>—для состояний <sup>32</sup>S, <sup>2</sup>P, <sup>2</sup>D, для Si<sup>+</sup>—4<sup>2</sup>S, <sup>2</sup>P, <sup>32</sup>P, <sup>3</sup>D, для Ca<sup>+</sup>—4<sup>2</sup>S, <sup>2</sup>P, <sup>32</sup>D, для N<sup>+4</sup> и O<sup>+5</sup>—2, <sup>3</sup>, 5 <sup>2</sup>S. 2 <sup>2</sup>P; для осгальных атомов и ионов рассчитапы сечения фотоиопизации только основных состояний.

22, 32D, для N<sup>+</sup>\* и O<sup>10</sup>—2, 3, 5 25, 2<sup>2</sup>P; для осгальных атомов и ионов рассчиталы сечения фотононизации только основных состояний. \*\*) В работе <sup>29</sup> рассчитанные сечения аппроксимированы простыми аналитическими формулами; номимо атомов В, С, N, O, F и Ne, приводятся сечения для изоэлектронных ионов: C<sup>+</sup>, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, F<sup>+</sup>, Ne<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>, N<sup>+2</sup>, O<sup>+2</sup>, F<sup>+2</sup>, Ne<sup>+2</sup>, Na<sup>+2</sup>, Mg<sup>+2</sup>, O<sup>+3</sup>, F<sup>+3</sup>, Ne<sup>+3</sup>, Na<sup>+3</sup>, Mg<sup>+3</sup>, Al<sup>+3</sup>, F<sup>+4</sup>, Ne<sup>+4</sup>, Na<sup>+4</sup>, Mg<sup>+4</sup>, Al<sup>+4</sup>, Si<sup>+4</sup>.

решения. Отклонения же от LS-связи могут быть существенными и для легких элементов, в особенности для возбужденных и свободных состояний; на этом мы остановимся в следующем параграфе. Подводя итоги, можно сказать, что в настоящее время начинают намечаться пути последовательно теоретического определения сечений фотоионизации. Однако в силу возникающих трудностей уже имеющиеся методы (в основном это метод Хартри — Фока) содержат такие допущения и приближения (не только упрощающие вычисления, но и носящие принципиальный характер), что сами методы теряют свой последовательно теоретический характер, и результаты, полученные с их помощью, не могут претендовать на роль наиболее точных. В ранней литературе (см. <sup>8</sup>), когда использовались только функции Харгри — Фока, полагалось, что результаты можно считать надежными, если только слабо проявляется «гашение», т. е. когда вычисленный радиальный интервал в (1,1) не слишком мал. Эта уверенность не является обоснованной. Поэтому расхождения между расчетом и измерением, возникавшие, например, для Са<sup>23</sup>, не являются удивительными.

В силу всех этих причин имеется обширная литература, посвященная вычислению волновых функций и энергий связанных состояний \*) и совершенствованию метода Хартри — Фока и других вариационных методов, и лишь в значительно меньшем числе работ проводится расчет сечений фотоионизации. В табл. І дана сводка расчетов сечений фотоионизации, включающая наиболее свежие из имеющихся в литературе работы по каждому данному атому или иону (ссылки на ранее выполненные расчеты можно найти в работах, указанных в таблице, а также в обзорах <sup>7-9, 25, 26</sup>).

## 1.2. Полуэмпирические методы вычисления сечений

Принципиальные и вычислительные трудности, связанные с последовательно теоретическими методами расчота сечений, заставляют обратиться к полуэмпирическим методам. Наибольшее распространение получил метод, в котором используются асимптотические волновые функции, определяемые из полуэмпирических соображений. Такой способ применительно к вычислению сечений фотоионизации сложных атомов был предложен Берджессом и Ситоном <sup>49,26</sup>, использовавшими для нахождения волновой функции элекгрона в кулоновом поле метод квантового дефекта <sup>50</sup>.

В методе квангового дефекта рассматривается система двух тел: внешний (онтический) электрон и остаточный положительный ион. Учитывается, что радиальная часть волновой функции оптического электрона во всей области пространства вне остова удовлетворяет уравнению Шредингера с кулоновским потенциалом. Для связанного состояния имеем

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + E_{nl} + \frac{2Z}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] R_{nl}(r) \approx 0.$$
(1,3)

Используя известное из эксперимента значение  $E_{nl}$ , можно решить уравнение (1,3) и найти таким образом волновую функцию вне остова <sup>51</sup>  $R_{nl}$  (r) выражается через функцию Уиттекера

$$R_{nl}(r) = [n_l^{*2}\Gamma(n_l^* - l + 1)\Gamma(n_l^* - l)]^{-1/2}W_{n_l^*, l + \frac{1}{2}}\left(\frac{2Zr}{n_l^*}\right), \qquad (1,4)$$

где эффективное квантовое число определяются соотношением

$$E_{nl} = -Z/n_l^{*2}.$$
 (1,5)

<sup>\*)</sup> Отметим работу <sup>24</sup>, где при вычислении энергии связанных состояний развивается многоконфигурационное приближение, учитывающее примесь свободных состоянии.

<sup>2</sup> УФН, т. 91, вып. 2

Определение радиальной функции свободного состояния более сложно. Дело в том, что общее решение уравнения (1,3) записывается в виде линейной комбинации двух линейно независимых решений. В случае связанных состояний одно из этих решений расходится при  $r \to \infty$ и поэтому его следует отбросить. В случае же свободных состояний следует учитывать оба решения в линейной комбинации, поскольку и то, и другое конечно на бесконечности. Поэтому для определения радиальной функции необходимо дополнительно найти коэффициент в этой линейной комбинации или, что равносильно, найти сдвиг фазы  $\delta_l (k^2)$ . Способ нахождения величины  $\delta_l (k^2)$  был предложен Ситоном <sup>52, 50</sup>. Он заключается в следующем. Рассмотрим последовательность термов, отличающихся только главным квантовым числом. Определим для каждого терма квантовый дефект  $\mu_{n,l}$ \*)

$$\mu_{nl} = n - n_l^*. \tag{1,6}$$

Точки  $\mu_{nl}$  ложатся на некоторую плавную кривую, соответствующую функции  $\mu_l$  ( $E_{nl}$ ), которая слабо зависит от энергии  $E_{nl}$ . Если мы экстраполируем полученную таким образом функцию  $\mu_l$  ( $E_{nl}$ ) на положительные значения энергии  $k^2$ , то найдем функцию  $\mu_l$  ( $k^2$ ). Оказывается, что искомая функция  $\delta_l$  ( $k^2$ ) и найденная  $\mu_l$  ( $k^2$ ) связаны простым соотношением

$$\delta_l(k^2) = \pi \mu_l(k^2). \tag{1,7}$$

Этот результат Ситона очень важен и широко используется, но его доказательство, проведенное в <sup>50</sup>, нельзя признать вполне удовлетворительным <sup>53</sup>. Однако оказывается, что если применить теорию упругого рассеяния при малых энергиях (теорию эффективного радиуса <sup>54-57</sup>) к кулоновскому полю притяжения и перейти затем от положительных энергий (непрерывный спектр) к отрицательным (дискретный спектр), то мы получим связь между собственными значениями энергии в дискретном спектре и фазами волновых функций в пепрерывной спектре, т. е. между  $\mu_l~(E_nl)$  и  $\delta_l~(k^2)$ . Эта связь обосновывает возможность экстраноляции  $\mu_l~(E_nl)$ . Таким образом, мстод квантового дефекта является следствием теории упругого рассеяния силовым центром. Этот вопрос рассмотрен в <sup>53</sup> и несколько иозднее в <sup>58</sup>.

Используя кулоновские радиальные функции, Берджесс и Ситон <sup>49,26</sup> получили приближенные формулы и составили таблицы, позволяющие вычислять сечения фотоионизации атомов и ионов различных элементов, находящихся в произвольных состояниях. В <sup>26</sup> сечение фотоионизации  $\sigma_{nl}$  (v) дается в виде

$$\sigma_{nl}(\mathbf{v}) = C_4 E E_{nl}^{-2} \sum_{l'=l\pm 1} Q_{ll'} g_{ll'}^2(n_l^*, \, \varepsilon), \qquad (1,8)$$

$$g_{ll'}(n_l^*, \epsilon) = G_{ll'}(n_l^*) \, \zeta^{-1/2}(n_l^*) \, (\epsilon_{nl}/\epsilon)^{\gamma_{ll'}(n_l^*)} \cos \pi \, [n_l^* + \mu_{l'}(k^2) + \chi_{ll'}(n_l^*, \epsilon)],$$

где  $\varepsilon_{n\,l} = n_l^{*-2}$  и  $\varepsilon = Z^{-2}E$ ;  $n_l^* - эффективное квантовое число начального состояния; <math>\mu_{l'}(k^2) -$ экстраполированный квантовый дефект уровней l'. Величины  $G_{l\,l'}(n_l^*)$ ,  $\gamma_{l\,l'}(n_l^*)$  и  $\chi_{l\,l'}(n_l^*, \varepsilon)$  находятся с помощью приведенных в <sup>26</sup> таблиц.

Обсудим множитель  $\zeta_l(n_l^*)$ , отсутствовавший в <sup>49,51</sup>. Его появление объясняется исправлением нормировки функций (1,4), проведенным в <sup>50</sup>. Нормировочный множитель в формуле (1,4) был выбран по аналогии с водородом (*n* заменено на  $n_l^*$ ), поскольку не представлялось возможным непосредственно вычислить нормировочный интеграл. Чтобы обойти эту трудность, в <sup>50</sup> использован специальный прием <sup>59</sup>, позволяющий заменить интеграл по объему интегралом по бесконечно удаленной поверхности. При вычислении последнего интеграла уже достаточно асимптотик. Оказалось, что

198

<sup>\*)</sup>  $\mu_{nl}$  может зависеть и от других, помимо n и l, квантовых чисел; эту зависимость мы здесь и ниже для краткости не указываем.

в формулу (1,4) следует ввести множитель  $\zeta_l^{-1/2}(n_l^*)$ 

$$\zeta_{l}(n_{l}^{*}) = 1 + \partial \mu_{l} / \partial n_{l}^{*} = 1 + 2n_{l}^{*-3} \frac{\partial}{\partial E_{nl}} \mu_{l}(E_{nl}).$$
(1,9)

Для верхних возбужденных состояний  $\zeta_l$   $(n_l^*) \cong 1$ , а для основного и некоторых других состояний, для которых  $n_l^*$  мало́, учет  $\zeta_l$   $(n_l^*)$  необходим. В случае, когда  $n_l^*$  близко к l, для  $\zeta_l$   $(n_l^*)$  можно получить простую формулу. Если  $n_l^* \to l$ , то  $\mu_l$   $(E_{n\,l}) \to n - l$ , п поскольку  $\mu_l$   $(E_{n\,l})$  является медленно меняющейся функцией, то в линейном приближении  $\mu_l$   $(E_{n\,l}) = n - l - b_l$   $(l^{-2} - n_l^{-2})$ . Учитывая (1,5), находим  $b_l = n_l^{*2}l^2 \times (n_l^* + l)^{-1}$ . Подставляя найденное значение в (1,9), получаем

$$\zeta_l (n_l^*) = 1 - 2n_l^{*-3}b_l = (n_l^* - l) (n_l^* + 2l) n_l^{*-1} (n_l^* + 1)^{-1}.$$
(1,10)

При l = 1 (1,10) совпадает с формулой, приведенной без вывода в 50.

При расчете сечения фотоионизации для  $n_l^*$ , близких к l, следует учитывать, что  $\zeta_l^{-1/2}(n_l^*) \to \infty$ , а величина  $G_{ll'}(n_l^*)$ , содержащая в себе множитель  $\Gamma^{-1/2}(n_l^*-l)$ , обращается в нуль. Поэтому следует пользоваться конечными величинами  $\zeta_l(n_l^*) \times (n_l^*-l)^{-1}$  и  $G_{ll'}(n_l^*)(n_l^*-l)^{-1/2}$ ; последняя также затабулирована в <sup>26</sup>.

Формулы Берджесса — Ситона являются универсальными и широко используются в литературе. По ним рассчитаны сечения различных состояний С<sup>60,61</sup>\*), N<sup>60,62,63</sup>, О<sup>62,63</sup>, щелочных металлов<sup>64,65</sup>, Mg<sup>62</sup>, Xe<sup>66</sup> и др.; они послужили основой для получения приближенных выражений, обсуждаемых ниже в разделе II. Методика Берджесса — Ситона применяется даже для расчета фотоионизации из внутренних оболочек (*K*-оболочки Li, Ве и других легких металлов<sup>67-69</sup>, *L*-оболочка Ne<sup>70</sup>); в таких случаях для каждого перехода следует находить квантовые дефекты в соответствующей генеалогической схеме<sup>67,60</sup>. Рассмотрим границы применимости и возможные причины погрешности и пути уточнения формул Берджесса — Ситона.

Радиальные функции и способ экстраполяции  $\delta_l$  ( $k^2$ ) были определены в рамках простой кулоновской модели. Поэтому не были приняты во внимание многие эффекты (о них мы будем говорить ниже). В то же время при экстраполяции использовались экспериментальные значения квантовых дефектов, т. е. «эффективно» все тонкие моменты в какой-то мере оказались учтенными. Следует также сказать, что некоторые погрешности сходным образом проявляются как в свободной, так и в связанной волновой функции и, таким образом, частично компенсируются в радиальном интеграле. Все же в некоторых случаях формула (1,8) дает ошибочные результаты.

Кулоновское взаимодействие является только самым сильным, но не единственным дальнодействующим потенциалом. Кроме него существуют поляризационный потенциал  $\sim r^{-4}$ , спин-орбитальное взаимодействие  $\sim r^{-3}$  и др. Помимо сил, имеющих центральный характер, может быть существенно также взаимодействие, не сферическисимметричное, например, обусловленное мультипольными (в первую очередь квадрупольным) моментами системы зарядов остаточного иона. Это взаимодействие, как известно, вызывает расщепление термов, принадлежащих к одной конфигурации. Решение задачи с учетом дополнительных потенциалов представляет существенные математические трудности. Попытка уточнить теорию эффективного радиуса с учетом дополнительных дальнодействующих потенциалов (в частности,  $r^{-4}$ ) предпринята в 71.

Ивление поляризации проявляется не только в том, что появляется дальнодействующий потенциал  $\sim r^{-4}$ , но также и в деформации короткодействующего потенциала, который становится отличным от потенциала невозмущенного остова. Эта деформация может зависеть от энергии. Таким образом, в теории эффективного радиуса нужно учесть зависимость потенциала от энергии (неадиабатичность).

<sup>\*)</sup> В этой работе формула (1,8) не использовалась, а матричные элементы вычислялись непосредственно, с волновыми функциями, найденными по методу квантового дефекта.

Устранение рассмотренных погрешностей уточнит вычисляемые сечения, сделает более надежной экстраполяцию  $\delta_l$  ( $k^2$ ) (см. также стр. 229), однако вряд ли приведет к радикальному изменению результатов. Более существенными могут оказаться погрешности, непосредственно связанные с многоэлектронной спецификой задачи и обусловленные типом связи и наложением конфигураций. Формулу (1,8), следуя <sup>26</sup>, обычно используют применительно к *LS*-связи. Под-

Формулу (1,8), следуя <sup>26</sup>, обычно используют применительно к LS-связи. Подставляя соответствующсе значение  $Q_{ll}$ , ее можно применять и для других типов связи  $(Q_{ll}, для различных переходов рассматриваются в <sup>72</sup>). Относительные величины сечений$ фотоионизации для термов одного мультиплета при этом изменяются. Существенно,однако, что тип связи меняется не только от атома к атому, но и от состояния к состоянию одного и того же атома. В частности, при приближении к пределу серии связьстановится промежуточной, близкой к <math>jj <sup>73</sup>, <sup>74</sup>, что должно сохраниться и для прилегающего спектра свободных состояний. Правила отбора зависят от того, каким типом связи описывается верхнее состояние. В то же время квантовые дефекты различных серий, принадлежащих одному и тому же значению l, для многих атомов отличаются между собой как по абсолютной величине, так и по энергетической зависимости. Поэтому уточнение типа связи может привести, по сравнению с LS-приближением, к изменению квантовых дефектов свободного состояния, которые необходимо учитывать для расчета фотоионизации с данного уровня. Наконец, тип связи свободного электрона с ионом может меняться с энергией электрона, а это приведет к зависимости от энергии «эффективного»  $Q_{ll}$ . Исследование всех этих вопросов пока затруднено ограниченностью имеющейся информации о расщеплении высоковозбужденных термов. Определение типа связи по расцеплению термов рассматривается в <sup>73</sup>, <sup>75</sup>, <sup>76</sup>.

Метод квантового дефекта и формула Берджесса — Ситона справедливы в рамках одноэлектронного приближения. В атомных спектрах, однако, большую роль часто играет взаимодействие конфигураций. В <sup>77</sup> на примере связанно-связанных переходов  $s^2p^n - s^2p^{n-1}s$  показань, какое существенное влияние на значение вероятности перехода может оказать возмущающее действие другой конфигурации ( $sp^{n+1}$ ) в верхнем состоянии. Матричный элемент становится алгебраической суммой слагаемых, соответствующих одноэлектронным переходам  $s^2p^n - s^2p^{n-1}s$  и  $s^2p^n - sp^{n+1}$ . Возможно как увеличение результирующей вероятности перехода, так и специфическое «гашение» взаимпая компенсация слагаемых, хотя каждый из одноэлектронных матричных элементов может быть и велик. Для рассмотрения этих эффектов необходимы полуэмпирические способы определения примесей конфигурации (в том числе в непрерывном спектре — учет автононизации) и уточнение вычислений  $n_t^*$  и  $\mu_I$  в случае возмущений.

Для учета взаимодействия конфигураций необходима разработка многоканального метода квантового дефекта <sup>78</sup>. В работах <sup>78-81</sup> развивается общая теория. С ее помощью в <sup>82</sup>, <sup>83</sup> рассматривается определение фаз рассеяния электрона в поле Це<sup>+</sup> и других одноэлектронных ионов, в <sup>84</sup> — возмущение серий и автоионизация для кальция. Близкие вопросы теории затронуты в <sup>85</sup>.

Последняя погрешность, которую следует упомянуть, обусловлена неизвестным вкладом малых r в радиальный интеграл. Она, по-видимому, мало существенна Наиболее заметно эта погрешность может проявиться или для состояний с низкой энергией, или для состояний, переходам с кэторых соответствуют близкие к нулю радиальные интегралы («гашение»— взаимная компенсация вкладов различных интервалов по r в радиальный интеграл). Однако и в этих случаях более важными могут оказаться погрешности, обсуждавшиеся выше. О наличии «гашения» можно судить по малой величие кэсинуса в (1,8) <sup>26</sup>.

Резюмируя, можно сказать, что основным критерием уверенного применения полуэмпирической методики является наличие требуемых экспериментальных данных о схеме термов, а также возможность извлечения из нее всей информации (не только о радиальных асимптотиках, но и о типе связи и примесях конфигураций). Даже формальное применение выражения (1,8) сейчас иногда оказывается невозможным из-за отсутствия данных или нерегулярного поведения квантовых дефектов.

Представляет интерес сопоставить результаты для сечений и сил осцилляторов, полученные методом квантового дефекта и в приближении самосогласованного поля. Опыт подобных сравнений <sup>26, 86</sup> говорит о том, что согласие оказывается удовлетворительным; возможное различие в худшем случае лежит в пределах множителя 2. Заметим, что бо́льшая часть этих сравнений относится к основным состояниям, т. е. к случаю, когда вклад малых *r* наиболее велик. В работе <sup>43</sup> сопоставление проведено в широком диапазоне энергий: на рис. 1 показаны результаты для N<sup>+</sup>. Метод квантового дефекта и приближение Хартри — Фока дают близкие результаты в пределах  $k^2 < Z^2$ , что соответствует теоретическим оценкам <sup>26</sup> \*). При больших энергиях хорошо работает борновское приближение; в <sup>43</sup> показано, что при этом

следует пользоваться матричным элементом ускорения, поскольку он эквивалентен матричному элементу скорости, рассчитанному с привлечением следующего порядка борновского приближения.

## 1.3. Автоионизация

У сложных атомов на непрерывный спектр накладывается дискретный, соответствующий возбуждению двух (и более) электронов или возбуждению внутренней оболочки. Состояния дискретного спектра могут взаимодействовать с континуумом, что определяет возможность безызлучательного перехода оптического электрона в непрерывный спектр (автоионизация) или обратно (диэлектронная рекомбинация).

Если пренебречь взаимодействием, то спектр поглощения с какоголибо нижнего состояния представляет собой простое наложение спектральной линии на конгинуум. С учетом взаимодействия получается единый спектр поглощения, разделение которого на линию и континуум



Рис. 1. Расчетные сечения фотононпзацин N<sup>+</sup>  $(2p^2 \ ^3P \rightarrow 2pk^2d, \ ^3P \ ^3D)$  4<sup>3</sup> в функции энергии вырванного электрона. 1<sup>6</sup> и 2 — по Хартри — Фоку (использованы матричные элементы радиуса — 1, и скорости — 2), 3 — по Берджессу — Ситону, 4 — борновское приближение (с матричным элементом ускорения).

является условным: область сравнительно резкого изменения коэффициента поглощения можно рассматривать как линию, а области медленного — как континуум. В результате автоионизации линия оказывается сильно уширенной. Следует подчеркнуть, что, как мы увидим, возмущение может также заметно сказываться на сечении фотоионизации в областях, прилегающих к линии.

В методах расчета, рассмотренных в разделах 1.1 и 1.2, автопонизация не учитывалась. Вместе с тем для многих атомов получение удовлетворительных теоретических сечений фотоионизации без учета автоионизации невозможно. В настоящее время теория автоионизации не доведена еще до методов расчета спектров поглощения. Однако за последние годы достигнут значительный прогресс, причем существенную роль сыграла работа Фано <sup>90</sup>, в которой дано объяснение основных закономерностей автоионизационных спектров. Согласно <sup>90</sup> отношение сечения

<sup>\*)</sup> В ряде случаев условие  $k^2 < Z^2$  завышает область применимости (1,8). Формула (1,8) получена путем приближенного вычисления радиальных интегралов, поэтому она не дает вполне точного результата и для водорода. Для частот, далеких от пороговых, расхождение с точными водородными результатами может оказаться заметным <sup>63</sup>, <sup>87-89</sup>. В <sup>63</sup>, <sup>89</sup> проведена корректировка (1,8) для больших  $k^2$ . Однако применение полученных выражений к сложным атомам не может быть уверенным, поскольку при этом требуется сравнительно далекая экстраполяция квантовых дефектов.

фотоионизации σ, полученного с учетом взаимодействия конфигураций, к сечению σ<sub>0</sub>, вычисленному в нулевом приближении, может быть приближенно описано простой функцией

$$\sigma/\sigma_0 = (q+x)^2 (1+x^2)^{-1}, \qquad (1,11)$$

где x = 2 ( $hv - E_1$ )  $\Gamma^{-1}$ , причем  $E_1$  — положение возмущающего уровня с учетом взаимодействия конфигураций, а  $\Gamma$  — ширина возмущающего уровня, обусловленная автоионизацией ( $\Gamma = 2\pi |V|^2$ , где V — матричный элемент взаимодействия конфигураций). Параметр  $q = M_1/\pi VM$ , где  $M_1$  и M — матричные элементы, характеризующие вероятность прямых переходов из нижнего состояния на дискретный уровень и в континум.



Рис. 2. Профили Бойтлера — Фано кривые для q < 0 симметричны относительно линии x = 0 кривым для q > 0).

Следует подчеркнуть, что при наличии взаимодействия вероятности переходов на дискретный уровень и в континуум, взятые в отдельности, физического смысла не имеют. Вероятность фотоионизации определяется не суммой этих вероятностей, а квадратом суммы соответствующих матричных элементов, взятых с коэффициентом —  $(\pi V^*)^{-1}$  tg  $\Delta$  (где  $\Delta =$ = arctg  $[\Gamma/2 (E_1 - hv)])$ , зависящим от энергии и принимающим положительные и отрицательные значения. Отметим. что  $\Delta$  есть дополнительное приращение фазы асимптотики волновой функции (1,2). В районе возмущения фаза плавно изменяется на п. Вдали от возмущающего уровня  $\Delta \rightarrow 0$  с одной стороны и  $\Delta \rightarrow \pi - c$  другой \*).

На рис. 2 построено семейство кривых, соответствующих (1,11). Сечение состоит из пика (соответствующего линии), резко переходящего с одной стороны в нулевой минимум. В зависимости от знака q минимум может быть слева или справа от пика. В сторону, противоположную от минимума, функция спадает к единице медленно и монотонно. Такой же медленный характер имеет возрастание функции к единице после прохождения минимума. Таким образом, область, в которой проявляется возмущение, значительно больше спектрального участка, занимаемого «линией». Так, при q = 3 полуширина линии равна  $\Delta x_{\Gamma} = 2,5$ , в то время как расстояние между точками, соответствующими  $\sigma/\sigma_0 = 2$ и  $\sigma/\sigma = 1/2$ , равняется  $\Delta x_{\sigma} \Rightarrow 5,8q$ .

Характерный асимметричный профиль, изображенный на рис. 2, часто называют профилем Бойтлера — Фано; интересно, что при значениях q, близких к нулю, возмущающий уровень проявляется только как минимум поглощения. В отношении величины сечения в минимуме

<sup>\*)</sup> Фано рассмотрел также возмущение последовательности дискретных термов налагающимся уровнем и получил эмпирически известный результат <sup>91</sup>, что квантовый дефект этой последовательности в области возмущения изменяется на единицу. Выражение для изменения квантового дефекта аналогично выражению для Δ/π.

следует сказать, что фотоионизации с заданного состояния обычно соответствуют переходы в несколько континуумов. Автоионизация возмущает только часть из этих континуумов. Поэтому реальный минимум сечения фотоионизации равен не нулю, а величине сечения  $\sigma_1$ , соответствующего невозмущаемым переходам.

В работе <sup>90</sup> задача решается путем непосредственного рассмотрения наложения связанной и свободных конфигураций, способ решения переносится из дискретного спектра. Профиль Бойтлера — Фано был получен затем в <sup>92</sup>, <sup>93</sup>. В <sup>92</sup> атом рассматривается как набор классических осцилляторов (справедливо в околопороговой области), и учитывается, что осцилляторы связаны между собой (эквивалент взаимодействия конфигураций). В <sup>93</sup> к рассмотрению атомных явлений применяется теория резонансных ядерных реакций. Отметим, что наличие максимума и глубокого минимума можно получить и из формулы (1,8), если ввести фазу Δ и учесть зависимость ее от энергии.

В работе <sup>90</sup> в основном рассматривается простейший случай, когда один дискретный уровень накладывается на один континуум. Результаты обобщены также на случай одного дискретного уровня, налагающегося на несколько континуумов, и нескольких дискретных уровней, налагающихся на один континуум. Более детально эти вопросы рассмотрены в <sup>94</sup>, где проводится также предварительное обсуждение ридберговской серии возмущающих уровней. У предела такой серии начинается соответствующий континуум, поэтому сечение фотоионизации претерпевает здесь резкое изменение. В <sup>94</sup> предложено приближенное выражение для величины скачка сечения Δσ у предела автоионизационной серии

$$\Delta \sigma = \sigma - (\sigma_0 + \sigma_1) = \frac{\pi}{2} \overline{\Gamma} (\overline{q}^2 - 1) \sigma_0 , \qquad (1,12)$$

где  $\sigma$  — сечение после скачка,  $\sigma_0 + \sigma_1$  — сечение до скачка (в промежутках между автоионизационными линиями), разделение на  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$  было пояснено выше,  $\overline{\Gamma}$  и  $\overline{q}$  средние значения для серии, причем  $\overline{\Gamma}$  есть приведенная ширина (отношение ширины уровня к расстоянию между соседними уровнями). Если  $\overline{q}^2 < 1$ , то  $\Delta \sigma < 0$ . Действительно, при малых q возмущающий уровень проявляется лишь как «окно» в спектре поглощения (рис. 2). Поэтому очевидно, что у предела серии таких «окон» коэффициент поглощения должен стать меньше, чем он был между «окнами».

В обсуждавшихся выше работах выяснены основные качественные закономерности влияния автоионизации на спектры фотоионизации. Однако надежное вычисление значений q, Г, сдвига уровней, сил осцилляторов пока затруднено. Некоторые оценки выполнены в <sup>94</sup>. Угловые части матричных элементов взаимодействия конфигураций вычисляются в <sup>95</sup>, <sup>96</sup>. Расчету ширины автоионизационных уровней посвящена работа <sup>97</sup>. Наиболее полные вычисления проведены для Не. В <sup>98-100</sup>, <sup>28</sup> в приближении

Наиболее полные вычисления проведены для Не. В <sup>98-100</sup>, <sup>28</sup> в приближении сильной связи рассматривается рассеяние электрона на ионе Не<sup>+</sup> и определяются положение, полуширина и вероятность автоионизации лежащих в континууме дискретных уровней атома Не; при расчете волновых функций с самого начала учитывается смешивание дискретных состояний с континуумом. Уровни Не рассчитаны также в <sup>93</sup>; классификация их проведена в <sup>101</sup>, <sup>102</sup>. Как упоминалось в разделе 1.2, для Не выполнены также расчеты <sup>82, 83</sup> с помощью многоканального метода квантового дефекта, разработка которого будет весьма полезна для рассмотрения автоионизации <sup>78-85</sup>.

Проведены оценки вероятностей автонопизации Не, Li, Be<sup>+</sup> 10<sup>3</sup>-10<sup>5</sup> и He <sup>106</sup>, энергий уровней Li<sup>107</sup>, сил осцилляторов NeIs<sup>2</sup>p<sup>6</sup> — sp<sup>6</sup>mp <sup>108</sup> и AlIs<sup>2</sup>p <sup>2</sup>P — sp<sup>2</sup> <sup>2</sup>S <sup>109</sup>; в этих работах волновые функции рассчитывались без учета взаимодействия дискретных уровней с континуумом. Может представить интерес работа <sup>110</sup>, в которой основное внимание уделяется предиссоциации — явлению, родственному автоионизации.

### 1.4. Результаты измерений; сопоставление с расчетами

Работы по экспериментальному определению сечений фотоионизации сведены в табл. II для основных и в табл. III для возбужденных состояний. В табл. II приводятся только последние измерения для каждого данного элемента; там, где это возможно, указываются работы, выполненные параллельно в разных лабораториях. Ссылки на более ранние работы, где впервые были измерены некоторые сечения (He, Ne, Ar, Kr, щелочные металлы, Ca), можно найти в цитируемых работах, а также в обзорах <sup>7, 9, 111, 112</sup>. Перед обсуждением результатов остановимся кратко на основных методах измерений.

### Таблица II

Атом, порог (Å)	Метод	Диапазон измерений (Å)	Атом, порог (Å)	Метод	Диапазон измерений (Å)		
H, 911 He, 504	I 113 I 114 II 115 IV 116	$\begin{array}{r} 851 \\ 504-200 \\ 504-280 \\ 504 \end{array}$	Xe, 1022	II 140 I 118 I 141 I 135	923-280250-23275-801010-600		
	IV 117 I 118 I 119 I 120 I I 121	$504-230 \\ 250-44 \\ 250-100 \\ 240-180 \\ 504-300$	Li, 2300	III 142 I 136 I 143 I 144 I 144 I 145	$1022 - 860 \\ 44 - 7 \\ 2300 - 1450 \\ 2300 - 1150 \\ 280 - 80$		
Ne, 573	II 122 I 123 III 124 II 125 II 126	500300 57580 575280 575300 575300	Na, 2412 K, 2856 Rb, 2972 Cs. 3185	I 146 I 147 I 148 III 7 I 7	$\begin{array}{r} 2412-1000\\ 1100-600\\ 2856-1150\\ 2972-2400\\ 3185-2000 \end{array}$		
Ar, 787	III 127 *) III 128 I 129 I 130	790-400 500-400 787-600 250-23	Mg, 1622 Ca, 2028 Sr, 2177	Ι 149 Ι 150 Ι 151 Ι 152 Ι 152	1622—1450 2028—1080 2177 2177		
	II 131 I 132 I 133 III 124 I 134	$790-280 \\ 790-470 \\ 790-400 \\ 575-280 \\ 300-100 $	Ba, 2379 Mg. 1622	$\begin{array}{c} \sqrt{153} \\ 1 154 **) \\ 1 155 **) \\ 1 156 \\ 1 149 \end{array}$	около 2177 около 2379 около 2379 2379—1700 1622—1450		
	II 122 I 135 I 136	780 - 300 790 - 600 44 - 7	Cd, 1379 Hg, 1188 Al, 2060	157   152   158	$     \begin{array}{r} 1379 - 1150 \\             1188 \\             2060 - 1700 \\         \end{array}     $		
Kr, 886	I 137 II 128 I 138 I 118 I 145	$\begin{array}{c} 886-600\\ 560-400\\ 845-230\\ 250-23\\ 886-600 \end{array}$	Ga, 2070 In, 2220 Tl 2030	V 153 V 153 I 159 V 153 I 160 ***)	около 2060 около 2070 2220—1700 около 2220 2030—1450		
Xe, 1022	I 139 I 129 I 138	900450 1022600 923230	N, 852 O, 910 Xe <sup>+</sup> , 585	III 162 I 163 I 164	$\begin{array}{c} 725 - 400 \\ 910 - 500 \\ 700 - 450 \end{array}$		
I—абсорбционный метод, II—метод двойной понной камеры, III—метод ионного тока, IV—метод электронного удара, V—экстраполяционная оценка. Работы, в которых исследовались только автоионизационные линии, в таблице не приводятся; ссылки на эти работы даны на стр. 240.							
*) 01 **) Ka ***) Pe	носительные чественное и аультаты раб	измерения. зучение спектр боты 160 уторно	а. ны в 161				

Измерения сечений фотоионизации основных состояний

А б с о р б ц и о н н ы й мето д <sup>7,9</sup>. Измеряются интенсивности  $I_0$  и  $I_1$  близкого к монохроматическому луча света, падающего на слой исследуемого газа толщины l и прошедшего сквозь него. Спектральный коэффициент поглощения равен

$$k_{\rm v} = l^{-1} \ln (I_0/I_1).$$

Сечение фотоионизации легко находится, если помимо  $k_v$  известна концентрация поглощающих частиц. Как видно, достаточно относительных измерений  $I_0$  и  $I_1$ . Метод является самым распространенным, его различные модификации описаны также в работах, приведенных в табл. II.

## Таблица III

Измерения	сечений	фотопонизации	возбужденных	состояний
-----------	---------	---------------	--------------	-----------

Атом	Состояние *)	Литера- тура**)	λ, мп	Согласие с (1,8) ***)	Согласие с σ (v <sub>mn</sub> ) ****)
С	$(3s) (3p \ 1P, \ 3D) (3p \ 3P, \ 3S) 2 - 3 \ 3D0$	201	0,28-0,58	удовл. 201 плохое 201	
Ν	$3p^{2}S, 4P, 4S, 2D$ $3p^{4}D, 2P$	202	0,43-0,63	удовл. <sup>62</sup> плохое <sup>62</sup>	
O Mg	3p $3P$ , $5P3p$ $3P$ , $5P$	203 204	$0,43 - 0,63 \\ 0.24 - 0.27$	удовл. 62,153 плохое 62,153	удовл. 153 плохое 153
Cl *****) Ar Ca	(4s) (4p) (4s) (4s) 4p 3P 3d 3D	205 206 207	0,28-0,54 0,25-0,35 0,285-0,355	плохое удовл. 153 плохое 153	удовл. 153 удовл. 153
Ċs	$\begin{array}{c} 1p & 1, \ 5a & D \\ 6p & ^2P, \ 5d & ^2D \end{array}$	65, 208	0,4-0,6	удовл. 65	удовл. 65

\*) В измерениях для Cl, Ar и частично С мультиплетная структура не была разрешена.

\*\*) Все результаты получены из измерений интепсивности спектров рекомбинации.

\*\*\*) Другие расчеты, помимо применения формулы (1,8), для этих сечений пока не проводились.

\*\*\*\*) Для N и Cl известных сил осцилляторов педостаточно для построения  $\sigma(v_{mn})$  по формуле (1,13). \*\*\*\*\*) Эксперимент <sup>205</sup> вызывает некоторые сомнения (см. стр. 235), а рас-

\*\*\*\*\*) Эксперимент <sup>205</sup> вызывает некоторые сомнения (см. стр. 235), а расчет по формулам (1,8) затруднен в связи с неполнотой схемы термов и сильным «гашением».

Метод ионного тока<sup>7,9</sup>. Измеряются абсолютные величины I<sub>0</sub> и тока ионов *i*, образовавшихся в результате фотоионизации

$$k_{\nu} = -l^{-1} \ln \left[ 1 - (ih\nu/eI_0) \right].$$

Нужный сорт ионов может быть выделен масс-спектрометром.

Метод двойной ионной камеры<sup>165</sup>. Измеряются ионные токи *i*<sub>1</sub> и *i*<sub>2</sub>, образующиеся в двух соседних слоях газа равной толщины *d*:

$$k_{\rm v} = d^{-1} \ln (i_1/i_2).$$

Измерения проводятся одновременно, что позволяет избавиться от погрешностей, обусловленных флуктуациями I<sub>0</sub>.

Наблюдение спектров рекомбинации <sup>166</sup>. Измеряется спектральная яркость континуума, а также температура и состав газа (газ должен быть нагрет, чтобы имела место достаточная ионизация). По этим данным может быть вычислено сечение рекомбинации, а следовательно, и фотоионизации. Обычно происходит переналожение нескольких рекомбинационных континуумов (вносят также вклад и другие процессы; см. раздел IV), поэтому величина индивидуального сечения непосредственно может быть определена только в области около скачка.

Метод электронного удара <sup>167, 168</sup>. Исследуются неупругие столкновения при больших энергиях электронов и малых углах рассеяния. В этих условиях справедливо приближение Бете — Борна, позволяющее найти по сечению неупругого удара соответствующее сечение оптического перехода. Окончательные результаты находятся путем незначительной экстраполяции экспериментальных данных на предельные условия, когда формула Бете — Борна становится точной. Помимо прямых измерений сечений, возможна экстраполяционная оценка<sup>153</sup>, если из экспериментов известны значения сил осцилляторов линий соответствующей спектральной серии. Будем условно называть сечением фотовозбуждения величину  $\sigma_m(v_{mn})$ , пропорциональную «размазанной» плотности сил осцилляторов:

$$\sigma_m(\mathbf{v}_{mn}) = C_2 df/d\epsilon \cong C_2 f_{mn}/\Delta \epsilon_n \cong C_2 n_n^{*3} f_{mn}/2; \ C_2 = 8.07 \cdot 10^{-18} \ cm^2. \ (1.13)$$

где  $v_{mn}$  и  $f_{mn}$  — частоты и силы осцилляторов линий, соответствующих переходам из *m*-го в различные *n*-е состояния,  $\Delta \varepsilon_n = 2n^{*n^3}$  — интервал «размазывания» отдельной силы осциллятора,  $n_n^*$  — эффективное квантовое число *n*-го уровня. Сечение фотоионизации атома из *m*-го состояния  $\sigma_m$  (v) можно найти в припороговой области, проэкстраполировав по частоте величину  $\sigma_m$  ( $v_{mn}$ ). Если же сечение фотоионизации известно, то взаимное соответствие измеренного сечения и плотности экспериментальных сил осцилляторов является дополнительным критерием надежности экспериментальных результатов <sup>26, 153</sup> (так же можно проверять и теоретические величины <sup>169</sup>).

## Основные состояния

В о д о р о д. Ввиду экспериментальных трудностей первые измерения проведены лишь недавно<sup>113</sup>. Имеет место хорошее согласие полученных результатов с предсказанием теории.

И нертные газы. Результаты являются наиболее полными. Имеет место согласие между сечениями, полученными в разных лабораториях. Серии измерений позволили получить надежные данные в широком интервале длин волн (исключая структуру некоторых автоионизационных линий). Результаты последних лет (в особенности для Ar) отличаются от полученных ранее и приведенных, например, в <sup>7, 9</sup>.

В работе 170 для Ar, Kr и Xe в широком интервале длин волн измерено отношение сечений фотоионизации, соответствующих образованию понов в состояниях  ${}^2P_{1/2}$ 

 $M^{-2}P_{3/2}$ .

Сопоставление различных расчетов и экспериментальных данных проведено на рис. З на примере Ne. Расчет с самосогласованными волновыми функциями по методу В <sup>35</sup> (см. табл. I) оказался удачнее, чем по методу А <sup>34</sup>. Имеет место соответствие с измеренной силой осциллятора резонансной линии. Кулоновское приближение Берджесса — Ситона также дает удовлетворительные результаты, хотя факт отличного совпадения данных <sup>70</sup> с экспериментальными точками за *L*-порогом, по-видимому, случаен.

Для Не <sup>26</sup>, <sup>43</sup> как детальные расчеты, так и метод квантового дефекта хорошо согласуются с измерениями. Расчеты <sup>34</sup> для Ar и Kr отличаются от экспериментальных данных как по частотной зависимости, так и по абсолютной величине (в два-три раза). Расчет по (1,8) дает в припороговой области, по-видимому, лучшую точность.

Щелочные металлы. Ввиду химической активности паров разработана специальная методика измерений<sup>9</sup>. Сечения малы и имеют глубокий минимум непосредственно за порогом. Для получения надежных результатов в области минимума следует уточнить разделение вкладов атомной и молекулярной составляющей паров в коэффициент поглощения<sup>146</sup>.

Соответствие различных расчетов экспериментальным данным показано на рис. 4 на примере Na. Как видим, ни один из расчетов не дает хорошего согласия во всем диапазоне измерений. Наилучшее согласие достигается для метода B, однако использованное в 41 значение поляризуемости  $\alpha = 1,85 \cdot 10^{-25} \, cm^3$  отличается от значений  $1,31 \cdot 10^{-25} \, 17^4$  и  $1,48 \cdot 10^{-25} \, 175$ , полученных из энергий водородоподобных уровней Na. Формула (1,8) дает удовлетворительные результаты около порога; получение надежного сечения при меньших длинах волн затруднено в связи с очень сильным «гашением».

206

Расчеты для Li, несмотря на сравнительную простоту атома, имеют заметный разброс <sup>144</sup>; хорошие результаты дает (1,8). Для К проведены расчеты по методу В <sup>42</sup>



Рис. З. Сечение фотоионизации неона.

тис. 5. Сечение фотононнации неона. Экспериментальные данные:  $1^{-123}$ , 3 - точка для сечения фотовозбуждения, соответствую $щего силе осциллятора резонансной линии<sup>171</sup>. Результаты расчетов: 4 и <math>5^{-35}$  (вычисления проведены с матричным элементом скорости —4, и радиуса -5),  $6^{-36}$  (указавы также сечения фотовозбуждения отдельно для  $p \to s$  и  $p \to d$ -переходов; отметим, что в  $3^4$  длины воля линий и потенциал ионизации были рассчитаны, причем результаты несколько отличались от истинных, поэтому соответствующие кривые на рисунке смещены),  $7^{-70}$ — расчее по методу квантового дефекта (подробности неизвестны),  $8 \to \phi$ ормула (1,8) (указаны также сечения фотовозбуждения, отдельно для  $p \to s^*$  и  $p \to d$ -переходов).



при нескольких значениях  $\alpha$  для K<sup>+</sup> от 0 до 2·10<sup>-24</sup>. Согласие с экспериментом оказывается наилучшим при  $\alpha = 1,55\cdot10^{-24}$  148. В <sup>42</sup> найдено, что сечение весьма чувствительно к выбору значения и; причем кривая, соответствующая полученному в 174 значению  $\alpha = 0,811\cdot10^{-24}$ , не имеет ничего общего с экспериментальным сечением. Возможно, это связано с тем, что связанная волновая функция рассчитана в <sup>42</sup> с учетом

обмена и без учета поляризации, а свободная — с учетом поляризации, но без учета обмена. т. е. в разных приближениях. Кроме того, сам способ учета поляризации может вызвать сомнения. Неудовлетворительные результаты дает для К и формула Берджесса — Ситона.

Отличие  $\sigma_{\min}$  от нуля объясняется тем, что фактически имеют место два перехода: ns  ${}^{2}S \rightarrow k^{2}p \, {}^{2}P_{1/2}$  и  ${}^{2}P_{3/2}$ , причем соответствующие сечения проходят через нуль



#### Рис. 5. Сечения фотононизации и фотовозбуждения стронция.

буждения стронция. Экспериментальные данные:  $1-1^{51}$ , 2- сечение фо-товозбуждения, построенное по силлам осциллято-ров из 17<sup>2</sup>, Результаты расчетов: 3 и 4-2<sup>2</sup> (3- сече-ние фотоионизации, 4 — точки для сечения фото-возбуждения, соответствующие силам осцилляторов двух линий; отметим, что в <sup>21</sup> использовались рас-четные величины для длин волн линий и для потен-циала ионизации, несколько отличающиеся от истинных; пунктиром проведено интерполирован-ное сечение фотовозбуждения. В <sup>21</sup> проведены два расчета: нижняя кривая соответствует результатам, полученным без учета корреляции, верхняя — с учетом корреляции), 5 — формула (1,8). Стрелкой отмечено положение порога.

<0,3; <0,4; 0,4 и 6 соответственно. В <sup>40</sup> отмечается, что ненулевой минимум дает также учет квадрупольных переходов.

Ш е лочноземельные металлы. Имеющиеся экспериментальные данные весьма ограничены (кроме Са) и касаются припороговой области. Для элементов этой группы, как показано примере на Ca 150, 176, 177. существенную роль играют автоионизационные линии.

Соответствие различных расчетов экспериментальным данным показано на рис. 5 на примере Sr. Сечения, полученные с самосогласованными волновыми функциями, как без учета, так и с учетом корреляцип, не передают характерного хода экспериментальных данных. Формула (1,8) дает лучшие результаты. Аналогичная картина имеет место для Са и Mg <sup>21</sup>, <sup>62</sup>, <sup>150</sup>. Минимум вблизи порога, по-видимому, наблюлается для всех элементов. Интересно исследовать σ<sub>min</sub>.

Элементы группы Al. Для этих элементов особо важную роль играет наложение конфигураций в дискретном непрерывном спектре. И

В качестве примера на рис. 6 приводится сечение Tl, экспериментальные данные для которого наиболее полны. Автоионизационная линия  ${}^2P_{1/2}^0 - {}^4P_{3/2}$  возмущает сравнительно узкий спектральный интервал. Вне этого интервала сечения фотовозбуждения и фотоионизации хорошо соответствуют друг другу, а автоионизационный минимум соответствует сечению ps-nepexoga, которое этой линией не возмущается. Появление линии  ${}^{2}P_{1/2}^{0} - {}^{4}P_{3/2}$  и то, что она возмущает  ${}^{2}D_{3/2}$ -континуум, говорит об отклонении от LS-связи.

Линия  ${}^{2}P_{1/2}^{0} \rightarrow {}^{2}D_{3/2}$  очень сильная (f = 0,5), кроме того, возмущение сисктра разрешено в схеме *LS*-связи. Из рис. 6 видно, что сечение, даваемое (1,8), приближенно можно истолковать как о0 из выражения (1,11). Тогда рис. 6 является иллюстрацией того, что сильная автоионизационная линия может возмущать очень широкий спектральный интервал, включая и дискретный спектр соответствующей серии (обработка <sup>161</sup> сечения Tl с помощью формулы (1.11) также показывает, что возмущение охваты-вает очень широкий интервал, хотя в <sup>161</sup> не учтена возможность возмущения дискрет-ного спектра). Очевидно, возможна и обратная ситуация, когда сильное взаимодействие конфигураций в дискретном спектре отразится на пороговой области фотоионизации. Линии  ${}^{2}P_{1/2}^{0} - {}^{4}P_{3/2}$ ,  ${}^{2}D_{3/2}$  имеют характерный профиль Бойтлера — Фано. Уровень  ${}^{2}P_{1/2}$  не может возмущать d-континуум; соответствующая линия аддитивно добавляется к фону и имеет, по-видимому, симметричный профиль. У Ga и In уровень <sup>2</sup>D<sub>3/2</sub>расположен ближе к границе ионизации и минимум



поглощения оказывается в области порога 153, 180. Предполагая, что сечения Ga и In аналогичны сечению Tl, но сдвинуты по частотам, и воспользовавшись имеющимися сведениями для отдельных спектральных интервалов 153, 180, 159, 181, можно приблизительно построить сечение в довольно широком интервале. У сечения Al в области норога расположен максимум поглощения, а минимум сдвинут еще дальше в область сечения фотовозбуждения 153. Таким образом, с уменьшением числа электронов уровень 2D3/9 приближается к границе ионизащии, вызывая немонотонное изменение величины сечения у порога.

Формула (1,8) не годится для элементов этой группы. Получаемые сечения оказываются близкими для всех атомов: ~2·10-17 с.м<sup>2</sup> у порога 153. Экспериментальные же данные различаются как по частотной зависимости, так и по абсолютной величине (в пределах двух порядков). Погрешность только обусловлена не



Рис. 6. Сечения фотононизации и фотовозбуждения талля.

андии. Экспериментальные данные:  $1-1^{60}$ ,  $^{161}$ , 2, 3 и 4 — сечение фотовозбуждения. построенное по сплам осцилляторов из  $^{179}$  ( $p \rightarrow d$ - переход — 2,  $p \rightarrow s$ -переход — 3, сумма — 4) Результаты расчетов: 5 — формула (1,8) (отдельно указан малый вклад  $p \rightarrow s$ -перехода). Стрелкой отмечено положе-ние порога.

верхним, по и нижним состоянием, где также примешивается конфигурация sp2.



Рис. 7. Сечение фотононизации атомарного кислорода.

Экспериментальные данные: 1 — сечение фотоионпаации атомарного киспорода 1<sup>84</sup>. 2 — половина сечения фотоионизации  $O_2^{163}$ , 3 — точка для сечения фотовозбуждения O, соответствующая силе осциллятора резонансной линии 1<sup>82</sup>, 1<sup>84</sup>. Результаты расчетов: 4 и 5--4<sup>3</sup> (вычисления проведены с матричным элементом скорости — 4 и градиуса — 5), 6-<sup>31</sup> (вычислено только для пропесса 02p<sup>4</sup> <sup>3</sup>P  $\rightarrow$  0<sup>+</sup>2p<sup>3</sup> <sup>4</sup>S), 7 — формула (1,8) (указаны также сечения фотовозбуждения, отдельно для  $p \rightarrow s$ - и  $p \rightarrow d$ -переходов).

Азот и кислород. Сечение фотононизации О представлено на рис. 7. Формула (1,8) дает хорошие результаты в припороговой области; уверенное сравнение

для двух последующих пороговых областей затруднено из-за отсутствия требуемых квантовых дефектов и необходимости экстраполировать табличные данные Берджесса — Ситона, поскольку таблицы ограничены  $n_p^* \ge 1$ , а требуется  $n_p^* < 1$ . Для корот-ких длин волн расчеты с использованием самосогласованных функций дают результаты лучшие, чем (1,8). Для азота данные менее полны, но можно ожидать аналогичного согласия теории и эксперимента.

А в то и о н и з а ц и я. Общирные измерения проведены в инертных газах. Для Не положение уровней определялось в <sup>184–188</sup>, <sup>117</sup>, профили линий и сечение фото-ионизации в области линий были измерены в <sup>120</sup>. Структура сечения фотононизации, профили линий и положение уровней между первым и вторым порогами ионизации ( ${}^2P_{1/2}$  и  ${}^2P_{3/2}$ ) измерены для Ar 129, 135, Kr 137, 136 и Xe 129, 135, 135, 142. Аналогичные 128 для Аг и Кг; измерения для Аг  $^{12}$  полерения  $^{2}$  для Аг и Кг; измерения только длин волн таких линий проведены для Ne, Ar  $^{184}$ , 187, 188 и Кг, Xe 190, 191, 187. Положение уровней, соответствующих возбуждению d-электрона, определено в  $^{192}$ , 193 и Кг и в  $^{192-194}$  для Xe. В  $^{195}$  исследуется одновременное возбуждение d- и p-электрона в Kr и Xe. Возбуждение внутренней оболочки  $4p^6$  ксенона наблюдалось в  $^{192}$ , 175.

Из других элементов, как уже упоминалось, исследованы Са 150, 176, 177 и Т1 160, 161. По други областнов, как уже упомпналось, последованы са 20, лет, и и 11 10 си и Определены профиль и сила осциллятора компонент дублета Alls<sup>2</sup>p<sup>2</sup>P<sup>0</sup> — sp<sup>2</sup> <sup>2</sup>S 196 и мультиплетов Inls<sup>2</sup>p<sup>2</sup>P — sp<sup>2</sup> <sup>2</sup>S и <sup>2</sup>P <sup>181</sup>. Исследован уровень кадмия p<sup>2</sup> <sup>3</sup>P <sup>197</sup>. Автоионизация этих элементов, а также Ga, Sr, Ba, Pb и некоторых других, обсуж-дается в <sup>180</sup>. В работе <sup>198</sup> обнаружены уровни Li, K и Rb, лежащие между первым и вторым порогами ионизации.

Основные особенности наблюдавшихся автоионизациопных линий и прилегающих областей сечения фотоилизация согласуются с качественными предсказаниями теории. Анализ, проведенный в <sup>90</sup>, <sup>94</sup>, <sup>120</sup>, <sup>161</sup>, <sup>181</sup>, показывает, что можно так подобрать параметры *q* и Г (для каждой линии, конечно, своп), что формула (1,11) хорошо согласуется с наблюдаемым профилем. Наряду с асимметричными линиями наблюдались и «окна» в поглощении, соответствующие  $q \approx 0$  (рис. 2). Проведены наблюдения серий автопонизационных линий, показавшие, что в согласии с (1,12) скачок сечения фотоионизации может иметь положительную или отрицательную величину или вообще отсутствует 94.

Положительные поны. Эксперименты затруднены, поскольку необходимо работать с плазмой и проводить измерения в ультрафиолете. В единственной пока работе 164 исследовался ион Xe<sup>+</sup>. В качестве абсорбционной кювсты использовалась ударная труба. Для иопов наблюдались также и автоионизационные явления. Характерные асимметричные линии обнаружены в спектре О III <sup>199</sup>. Процессы, обу-словленные автоионизацией ионов инертных газов, исследуются в <sup>200</sup>. Методы расчета сечений для положительных ионов те же, что и для атомов, и нет оснований полагать. что в дальнейшем при сравнении с результатами измерений возникнут какие-либо специфические трудности.

### Возбужденные состояния

Как видно из табл. III. число исследованных индивидуальных сечений невелико. Обращает на себя внимание резкое расхождение с формулами Берджесса — Ситона в половине случаев, причем надежность измерений подтверждается согласием с сечениями фотовозбуждения (на рис. 8, а в качестве примера приводится сечение Са 3 <sup>3</sup>D). Таким образом, приближенный характер существующего варианта метода квантового дефекта проявляется как для основных, так и для возбужденных состояний. Это подтверждает высказанное в 1.2 мнение, что надежность применения формулы (1.8) связана в основном не со степенью возбуждения рассматриваемого состояния, а со степенью проявления взаимодействия конфигураций и отклонения от LS-связи.

Роль взаимодействия конфигураций подтверждается и в измерениях <sup>201</sup>, где было найдено, что первый порог фотоионизации атома углерода из состояния 2sp<sup>3</sup> <sup>3</sup>D<sup>0</sup> соответствует образованию иона углерода в состоянии 2s<sup>2</sup>p. Это можно объяснить тем, что терм, отождествляемый как 2sp<sup>3</sup> <sup>3</sup>D<sup>0</sup>, в действительности имеет примесь 2s<sup>2</sup>p3d <sup>3</sup>D<sup>0</sup>. Это соображение подтверждается также наблюдением сильной линии  $2s^2p4p$   $^3P = 2sp^3$   $^3D^0$ . Интересная картина получается для Mg 3  $^3P^0$  (рис. 8, 6). Расхо-

ждение между сечениями фотоионизации и фотовозбуждения станет еще

более резким, если учесть, что фактически в  $^{204}$  измерялось отношение сечения фотоионизации к силе осциллятора перехода З  $^{3}P^{0}$  — 5  $^{3}S$ , величина которой бралась из теории и оказалась в два — четыре раза заниженной по сравнению со значениями, полученными в более поздних измерениях. Если последующие эксперименты не изменят ситуацию, то наблюдаемую картину можно объяснить тем, что в районе 38 000 см<sup>-1</sup>



Рис. 8. Сечения фотононизации и фотовозбуждения Са З <sup>3</sup>D (a) и Mg З <sup>3</sup>P (б) <sup>153</sup>. 1 — измерсиное сечение фотононизации <sup>201</sup>, <sup>207</sup>; 2 — проведенное по экспериментальным точкам сечение фотовозбуждения (для Mg даны точки разных авторов), 3 — расчет по (1,8); 4 — предел спектральной серии.

расположен возмущающий уровень и, таким образом, профиль Бойтлера — Фано связывает области фотовозбуждения и фотоионизации.

Обсуждение, проведенное для основных и возбужденных состояний, показывает, что отклонения расчетной кривой от экспериментальной могут носить немонотонный локальный характер и в этом случае они обусловлены возмущением верхних состояний. Другие отклонения монотонны и захватывают широкий спектральный интервал и в этом случае они обусловлены грубостью рассмотрения нижнего состояния или плавным изменением характера верхнего состояния (например, изменением типа связи). В полуэмпирических расчетах можно попытаться использовать некоторые экспериментальные точки в качестве опорных для восстановления всей кривой.

## 1.5. Проверки с помощью правил сумм

Экспериментальные и теоретические сечения иногда можно проверить с помощью правил сумм <sup>209-211</sup>. Суммы

$$S(k) = \sum_{n} f_{mn} (E_n - E_m)^k$$
 (1,14)

выражаются через величины, характеризующие только *m*-е состояние. Эти величины можно взять из измерений или весьма точно вычислить (если известна волновая функция  $\psi_m$ ; волновые функции  $\psi_n$  при этом уже не требуются). Выражение (1,14) представляет собой сумму по всем дискретным состояниям плюс интеграл по континууму. Наиболее полезными являются правила сумм <sup>209, 210</sup>:

$$S(-2k) = \beta_k, \qquad k = 2, 3, 4, \ldots,$$
 (1.15)

$$S(-2) = \frac{\alpha_m}{4}, \qquad (1,16)$$

Л. М. БИБЕРМАН, Г. Э. НОРМАН

$$S(-1) = \frac{1}{3} \left\langle m \right| \left( \sum_{\mathbf{i}} \mathbf{r}_i \right)^2 \left| m \right\rangle, \qquad (1,17)$$

$$S(0) = N,$$
 (1,18)

$$S(1) = \frac{4}{3} \left\{ E_m + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \langle m | \mathbf{p}_i \mathbf{p}_j | m \rangle \right\}, \qquad (1,19)$$

$$S(2) = \frac{16}{3} \pi Z \sum_{i} \langle m \mid \delta(\mathbf{r}_{i}) \mid m \rangle, *)$$
(1,20)

где  $a_m$  — поляризуемость атома,  $E_m$  — энергия связи,  $\mathbf{p}_i$  и  $\mathbf{r}_i$  — импульс и радиус-вектор *i*-го электрона; все величины выражены в атомных единицах, анергии — в ридбергах, N — число электронов. Величины  $\beta_k$  можно найти из значений постоянной Верде или показателя преломления <sup>210</sup>. Величину S (— 1) можно связать с диамагнитной восприимчивостью  $\chi$ 

$$\chi = -7.9 \cdot 10^{-7} \left[ 3S(-1) - \sum_{i \neq j} \langle m | \mathbf{r}_i \mathbf{r}_j | m \rangle \right]$$

Через величины S(k) выражается постоянная ван-дер-ваальсовых сил, действующих между атомами <sup>211</sup>, <sup>213</sup>, <sup>214</sup>.

Таблица IV

Вклады	различных	частей	спектра	в	суммы	$S_{\perp}$	(k)	для	Ne *)	)
--------	-----------	--------	---------	---	-------	-------------	-----	-----	-------	---

Процес- сы **)	Спектральный интервал, <i>Ку</i>	S(-4) $Ry^{-4}$	$\begin{array}{c} S\left(-2\right)\\ Ry^{-2} \end{array}$	$\begin{array}{c} S(-1)\\ Ry \end{array}$	S (0)	$\begin{array}{c} S (1) \\ R y \end{array}$	S (2) 104 Ry2
1 2 3 4 5 6 7 { Сумма <i>S</i> ( <i>k</i> )	$\begin{array}{c} 1,24\\ 1,45-1,58\\ 1,58-3,56\\ \sim 3,4\\ 3,56-13,0\\ 13,0-63,7\\ 63,5\\ 63,7-227,8\\ 227,8-911,3\\ 911,3-7353\\ 7353-\infty\end{array}$	0,063 0,027 0,077 0,006 	$\begin{array}{c} 0,104\\ 0,060\\ 0,357\\ 0,094\\ 0,146\\ 0,094\\\\\\\\ 0,675\\ 0,671\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,13\\ 0,09\\ 0,84\\ 0,01\\ 0,78\\ 0,07\\ -\\ 0,02\\ -\\ -\\ 1,94\\ 2,22\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,16\\ 0,13\\ 2,02\\ 0,04\\ 4,57\\ 1,36\\ 0,02\\ 1,63\\ 0,17\\ 0,01\\ \hline \\ 10,1\\ 10\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,2\\ 0,2\\ 5,5\\ 0,1\\ 32,7\\ 31,4\\ 1,1\\ 167,0\\ 64,5\\ 16,7\\ 1,4\\ 321\\ 293,7 \end{array}$	$\begin{array}{c} - \\ - \\ - \\ 0,03 \\ 0,10 \\ 0,01 \\ 1,96 \\ 2,68 \\ 3,19 \\ 3,20 \\ 11,2 \\ 10,4 \end{array}$

\*) В последней строке таблицы помещены результаты непосредственных измерений или расчетов величин S(k), взятые из <sup>215</sup> и для k = -4 из <sup>210</sup>. \*\*) 1—резонансная линия; сила осциллятора взята из измерений <sup>171</sup>; 2—остальные линии  $2p \rightarrow ns$  и d; суммарные силы осцилляторов определены интерполяцией сечения фотовозбуждения; 3—континуум между  $L_{2,3}$ : и  $L_1$ -порогами; сечение фотоионизации взято из измерений <sup>126</sup>; 4 и 6—соответственно линии 2s - np и 1s - np; спектральный интервал выбраи равным 0,34 Ry по аналогии с переходами из 2p-оболочки; силы осцилляторов определены по экстраполированному сечению фотовозбуждения; 5 и 7—соответственно континуумы между  $L_1$ - и K-порогами и за K-порогом; результаты взяты из <sup>215</sup>, где используются имеющиеся расчетные и экспериментальные данные.

В зависимости от k меняется область спектра, вносящая основной вклад в S(k) (в табл. IV и V это иллюстрируется на примере Ne и Li). Этим определяется целесообразность выбора того или иного правила

\*) Правило сумм, выведенное в <sup>212</sup>, фактически совпадает с (1,20).

212

сумм для проверки сечения в определенном спектральном интервале. Мы видим, что для Ne вычисление величин S(-4), S(-2), S(-1), S(0)является хорошей проверкой сечения в интересующем нас спектральном интервале. Для лития же основной вклад во все S(k) вносят или резонансная линия, или фотоионизация из K-оболочки. Поэтому мы не можем таким образом проверить надежность сечения фотоионизации Li в ультрафиолетовой области. Аналогичная ситуация имеет место и для остальных щелочных металлов. Таким образом, правила сумм не могут быть полезны для проверки любого сечения.

Г	а	б	Л	H	ц	a	
---	---	---	---	---	---	---	--

Процес- сы	Спектраль- ный интер- вал, А	S (-2) Ry-2	S (-1) Ry-1	S (0)	S (1) Ry
 2 3 4 Сумма <i>S</i> (k)	6710 3230 -2300 2300 -1150 280- 80 	$ \begin{array}{r} 40,8 \\ 0,19 \\ 0,27 \\ 0,04 \\ 41,3 \\ 38 \pm 4 \end{array} $	$5.53 \\ 0.06 \\ 0.15 \\ 0.23 \\ 5.97$	$0,750 \\ 0,020 \\ 0,083 \\ 1.35 \\ 2,20 \\ 3$	$0,102 \\ 0,007 \\ 0,049 \\ 8,84 \\ 9,00$
1- нысли интерпо	і резорансная нии сериц 2 лированы; и	 лиция, (s — пр/ гмеетсяц	( ƒ взято і взяты ц; екоторая	[ 13 <sup>216</sup> ; <u>2</u> - 3 <sup>216</sup> и неопреде	 осталь- частично ленность

Вклады различных частей спектра в суммы S(k) для Li

сечециями фотононизации и фотовозбуждения; 3 – фотоионизация 2s – k<sup>2</sup>p, сечение взято из <sup>144</sup>; 4 – фотононизация из К-оболочки, сечение взято из <sup>145</sup>, где проведсны измерения для пленки металлического лития.

в связи с недостаточно хорошим соответствием между

Для Не суммы S(k) подробно вычислены в <sup>217</sup>, результаты оказываются в хорошем согласии с прямыми вычислениями или измерениями S(k). Результаты вычислений сумм (k = 0, -1, -2, -4, -6) приведены в <sup>213</sup> для всех инертных газов; отметим хорошее выполнение правила (1.18).

Применим правила сумм к атому кислорода. Между экспериментальным и теоретическим сечением фотопонизации имеется заметное расхождение (см. рис. 7). Нас интересует ультрафиолетовый дианазон, поэтому (по аналогии с Ne) для выяснения надежности сечений вычислим S(-2). Вклад экспериментального сечения составляет 1,0, теоретического <sup>33</sup> — 0,677. Учитывая, что вклад резонансной лиции равен 0,068, а оставляет 1,0, теоретического <sup>33</sup> — 0,697. Учитывая, что вклад резонансной лиции равен 0,068, а оставляет 1,0, теоретического <sup>53</sup> — 0,697. Учитывая, что вклад резонансной лиции равен 0,068, а оставляет  $a = 7 \cdot 40^{-25}$  см<sup>3</sup>, если принять экспериментальное сечение, и  $\alpha = 5 \cdot 40^{-25}$  см<sup>3</sup>, если принять экспериментальное сечение, и  $\alpha = 5 \cdot 40^{-25}$  см<sup>3</sup>, если принять сечение, вычисленное в <sup>33</sup>. Непосредственное же определение поляризуемости дает 7,7  $\cdot 10^{-25}$  см<sup>3</sup> (измерение) и  $8,9 \cdot 10^{-25}$  см<sup>3</sup> (теория) <sup>218</sup>. Таким образом, сечение, измеренное в <sup>163</sup>, оказалось более надежным, чем вычисленное в <sup>33</sup>.

При вычислении сумм некоторые из недостающих вероятностей перехода можно оценить с помощью интерполяции и экстраполяции сечений <sup>169, 153</sup>. Важный вклад в некоторых случаях вносят автоионизационные линии. Значения непосредственно измеренных или рассчитанных поляризуемостей приводятся в <sup>218 219</sup>. Могут быть полезны приближенные правила сумм, например, правило (1.18) приближенно выполняется для отдельных оболочек:  $1s^2$  и 2s у Li,  $1s^2$  и  $2s^2p^6$  у Ne, но разделить оболочки  $2s^2$  и  $p^6$  у Ne уже невозможно (см. табл. IV и V).

З УФН, т. 91, вып 2

213

## I.6. Сдвиг порога фотоионизации в плазме

В реальной плазме имеет место взаимодействие атомов, ионов и электронов между собой. Эти явления могут оказать влияние на непрерывные спектры, степень ионизации и другие свойства плазмы. В настоящее время эти эффекты изучены еще недостаточно. Рассмотрим качественно их влияние на сечение фотоионизации.

Взаимодействие приводит к тому, что высшие дискретные уровни не реализуются (это соображение, как известно, используется для обрезания статистической суммы). Кроме того, самые верхние реализующиеся уровни могут, вообще говоря, вследствие уширения перекрыться между собой. Эти два явления изменяют схему уровней атома: происходит фактическое снижение потенциала ионизации и, кроме того, слияние верхних уровней приводит к кажущемуся снижению. Граница сплошного спектра смещается в сторону меньших частот. На спектрограммах роль этих явлений оказывается неразличимой, а соответствующая теория пока не разработана. Поэтому мы их объединим и, имея в виду оба явления, будем говорить о преобразовании линий в непрерывный спектр. Результирующий сдвиг пороговой частоты обозначим  $\Delta v$ .

Для приближенного учета смещения порога фотоионизации можно допустить, что влияние взаимодействия на непрерывные спектры сводится только к тому, что высшие члены спектральных серий преобразуются в непрерывный спектр в соответствии с невозмущенной плотностью своих сил осцилляторов. Таким образом, сечение фотовозбуждения (1,13) дает нам вид сечения фотоионизации в плазме для частот, меньших идеальной пороговой частоты. Для бо́льших частот сечение фотоионизации считается неизменившимся. Такие допущения являются распространением принципа спектроскопической устойчивости на высшие члены спектральных серий и непрерывный спектр, что не является достаточно обоснованным. Однако имеются некоторые экспериментальные данные, подтверждающие указанные допущения <sup>153</sup>.

Вообще говоря, необходимо сравнить следующие величины: плотность сил осцилляторов и сечение фотоионизации, измеренные для изолированного атома, и сечения фотоионизации, измеренные при различных все более возрастающих сдвигах  $\Delta v$ . Однако набора таких измерений ни для какого сечения пока не имеется. Наиболее полные результаты можно получить для фотоионизации кислорода из состояния  $3^5 P$  и аргона из 4s и s'. Для переходов с этих уровней имеются силы осцилляторов, позволяющие получить в двух точках суммарное сечение  $\sigma(v_{mn})$ : измерены также сечения фотоионизации в условиях плазмы (рис. 9). Последние могут быть выделены из спектров <sup>203, 206</sup>, образованных несколькими переналагающимися континуумами. Поэтому надежно определить можно только пороговые сечения.

Из рис. 9 видно, что полученные величины хорошо согласуются с точками для сечений фотовозбуждения.

Для кислорода измерения проведены при нескольких температурах, которым соответствуют различные значения сдвига  $\Delta v$ , поэтому можно определить пороговую величину сечения для нескольких значений частоты. К сожалению, найденные точки имеют сильный разброс. Частотную зависимость все же можно грубо оценить, отделив при одной температуре вклад отдельного континуума из данных <sup>203</sup> в некотором интервале за порогом. Полученная зависимость (убывание с ростом частоты) также согласуется с ходом сечения фотовозбуждения.

Экспериментальные точки согласуются с теоретической кривой, построенной по Бейтсу — Дамгард — Берджессу — Ситону. Поэтому мож-

но считать, что теоретическая кривая служит нам в качестве реального сечения фотоионизации и фотовозбуждения изолированного атома.

Рис. 9 говорит о разумности предположения о спектроскопической устойчивости высших членов спектральных серий при их преобразовании в непрерывный спектр. Сечение Са (см. рис. 8) также получено в условиях, когда порог фотоионизации оказывается смещенным. И в этом случае сечение оказывается продолженным в направлении к имеющимся точкам для сечения фотовозбуждения. Резкая частотная зависимость



Рис. 9. Сечения фотоионизации и фотовозбуждения Ar 4s, s' (a) и О 3 5P (b) 153. 1 — экспериментальные точки для сечения фотовозбуждения; 2 — пороговые значения сечений фотоионизации, измеренные в <sup>203</sup>, <sup>206</sup>; 3 — расчет по (1,8); 4 — предел серии изолированного атома.

сечений О, Аг и Са затрудняет возможность иного толкования. Дополнительные экспериментальные подтверждения будут получены в разделе IV при рассмотрении суммарных спектров.

При теоретическом расчете ход сечения в области, прилегающей к порогу, определяется по формулам Берджесса — Ситона (или по другим формулам для сечений фотолонизации), если аналитически продолжить их на отрицательные значения  $k^2$ .

Величину  $\Delta v$  приближенно можно определить по формуле Инглиса — Теллера <sup>220</sup>. Справедливость этой формулы недавно была еще раз подтверждена обработкой результатов <sup>202</sup>, <sup>203</sup> в работе <sup>221</sup>. Вместе с тем следует помнить, что формула Инглиса — Теллера получена для водорода и не учитывает специфику сложных атомов. Оценки показывают, что даже для верхних неводородоподобных возбужденных уровней сложных атомов механизм уширения может отличаться от водородного. Для водородоподобных же уровней (т. е. с близким к нулю квантовым дефектом) могут быть существенны: а) неполное вырождение по l, приводящее к уменьшению числа штарковских компонент; б) обусловленное мультиплетностью большее число уровней с одинаковыми n u l; в) роль неводородоподобного нижнего уровня, проявляющаяся в том, что интепсивности и число штарковских компонент соответствующих линий могут отличаться от водородных верхних цереходам с неводородоподобных возбуждение и 2000 собстоятельство относится и к линиям, соответствующим переходам с неводородоподобных воздродных (это обстоятельство относится и к линиям, соответствующим переходам с неводородоподобных водродных (это обстоятельство относится и к линиям, соответствующим переходам с неводородоподобных верхних уровней). Эти опасения подтверждаются результатами измерений 196, где для совместно наблюдаешихся серий СаI  $4s^2 1S_0 - 4smp 1P^0$  и AII  $3s^2p \ 2P^0 - 3s^2md \ 2D$  крайние значения чисел m оказались различными (13 и 9).

В заключение упомянем явление принудительной автой онизации<sup>222</sup>, проявляющееся, когда непрерывный спектр, образовавшийся в результате снижения потенциала ионизации, накладывается на дискретный уровень, расположенный ниже потенциала ионизации изолированного атома. Соответствующая линия уширяется и приобретает характерную асимметрию. Это явление, по-видимому, также наблюдалось в <sup>199</sup>.

## II. РЕЗУЛЬТИРУЮЩИЕ РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ И ТОРМОЗНЫЕ СПЕКТРЫ

В некоторых областях спектра поглощение обусловлено фотоионизацией из различных возбужденных состояний. Полный показатель поглощения  $\varkappa_{bf}$  (v, T) может быть получен путем вычисления сечений, умножения их на соответствующие концентрации и суммирования по всем состояниям, с которых возможен фотоэффект при облучении частотой v:

$$\kappa_{bj}(\mathbf{v}, T) = N_a \sum_{n, l} \frac{\omega_l}{\Sigma_0} \exp(u_{nl} - u_l) \sigma_{nl}(\mathbf{v}), \qquad (2,1)$$

где  $\omega_l$  — статистический вес возбужденного состояния, распределение атомов по состояниям принято больцмановским,  $\Sigma_0$  — сумма состояний атома,  $u_{nl} = |E_{nl}| / kT$  ( $u_1$  — величина  $u_{nl}$  для основного состояния), T — температура,  $N_a$  — концентрация атомов.

В 1938 г., когда о сколько-нибудь строгом вычислении  $\varkappa_{bf}(v, T)$  не могло быть речи, Унзольд <sup>223</sup> предложил приближенную формулу, распространив на многоэлектронные атомы результирующее выражение для показателя поглощения, справедливое для водорода, полученное после замены суммирования по возбужденным состояниям интегрированием. Особенности структуры сложных атомов принимались во внимание введением эффективного заряда  $Z^*$  и множителя Г, учитывающего мультиплетность термов сложного атома. Унзольд включил в свое рассмотрение также и свободносвободные переходы, использовав для них эффективный заряд  $Z^*$ , такой же, как и для фотоионизации. В результате оказалось возможным иолучить одну общую формулу, учитывающую как связанно-свободные, так и свободно-свободные переходы:

$$x (v, T) = C_3 V Z^{*2} \exp\left(-u_1 + u + \Delta u\right) v^{-3} N_a,$$
(2,2)

где  $C_3$  — постоянная,  $u = h\nu/kT$ ,  $\Delta u = h\Delta\nu/kT$ . В дальнейшем было замечено, что (2,2) можно использовать при  $\nu \ll \nu_g$ ; при  $\nu > \nu_g$  показатель экспоненты не меняется и  $\varkappa$  ( $\nu$ , T) убывает как  $\nu^{-3}$ ; значение граничной частоты  $\nu_g$  определяется нижним возбужденным состоянием <sup>224</sup>, <sup>1</sup>. Обзор работ, использовавших формулу (2,2), приводится в 87, где показано, что имеющиеся в литературе рекомендации по выбору  $Z^*$  и Г не имеют ни теоретического, ни экспериментального обоснования и противоречат друг другу.

Развитые в последнее время методы расчета сечений сделали более реальным непосредственное вычисление выражения (2,1). Однако ввиду громоздкости расчетов сечений и большого числа уровней, которые необходимо учитывать при суммировании, вычисление по формуле (2,1) в общем случае представляет собой трудоемкую задачу. Кроме того, надо помнить о приближенном характере расчетных сечений. В связи с этим непосредственное суммирование в большинстве случаев является неоправданной процедурой.

В работе <sup>225</sup> за основу были взяты выражение (2,1) и формулы Берджесса — Ситона, найден ряд упрощающих приближений, справедливых для любых атомов, и получена общая формула для  $\varkappa_{bf}$  ( $\nu$ , T), теоретически обоснованная и пригодная для практического использования. Дальнейшее рассмотрение проведено в <sup>226, 87</sup>.

Вся схема энергетических уровней атома разбивается на две части: А и Б. Группа А объединяет уровни, имеющие существенный квантовый дефект: для уровней группы Б квантовые дефекты практически отсутствуют. К группе А принадлежат уровни с малым l (обычно  $l \leq 2$ ). Это позволяет взять за основу водородное выражение  $\varkappa_{bf}^{H}(v, T)$ , введя множитель  $\xi(v)^*$ ), учитывающий специфику сечений уровней группы А. Суммирование по уровням заменяется интегрированием. Для определения  $\varkappa_{bf}^{H}(v, T)$  используется известное выражение, следующее из формул Крамерса. При вычислении  $\xi(v)$  оказывается возможным принять ряд аппроксимаций, сильно упрощающих использование параметров, табулированных Берджессом — Ситоном.

<sup>\*)</sup> Величина ξ (v), как мы увидим, как правило, практически не зависит от T, что является весьма интересным и полезным результатом.

Для атомов с несколькими валентными электронами сумма (2,1) должна браться не только по квантовым числам n и l, но и по значениям полного спина S, полного орбитального момента L начального состояния и момента L' конечного состояния и, вообще говоря, по значениям полных моментов j и j'. Во многих случаях энергии и квантовые дефекты состояний с одинаковыми n и l отличаются мало. Тогда удается отделить суммирование по n и l и выполнить суммирование по остальным квантовым числам. В формуле для  $\varkappa_{bf}(v, T)$  появляется дополнительный множитель  $\gamma$ , равный статистическому весу родительского терма рассматриваемого атома. Этот результат, полученный для LS-связи, остается в силе и для других типов связи, так как суммарная сила линии (коль скоро мы объединили все уровни с данными n и l) не меняется от того, какими квантовыми числами мы описываем отдельные уровни. Для учета фотоионизации со смещенных термов величину  $\gamma$  следует заменить статистической суммой остаточного иона  $\Sigma_1$ .

Свободно-свободные переходы электрона в поле положительного иона до недавнего времени полагались водородоподобными или учитывались по (2,2). Квантовомеханическое рассмотрение проведено в <sup>87, 88</sup>. Матричные элементы были найдены экстраполяцией матричных элементов связанно-свободных переходов, вычисленных Берджессом и Ситоном. Непосредственная экстраполяция была затруднена ввиду того, что оказалось, что формулы Берджесса — Ситона становятся непригодными по мере перехода к вычислению сечений фотоионизации (при постоянном v) верхних возбужденных состояний. Поэтому для проведения экстраполяции пришлось видоизменить параметры, табулированные Берджессом — Ситоном, скорректировав их по точным выражениям, известным для водорода. Полученное выражение для матричных элементов учитывает специфику свободно-свободных переходов в поле иона по сравнению с переходами в поле протона (или ядра).

Для нахождения показателя поглощения  $\varkappa_{ff}(\nu, T)$ , обусловленного свободно-свободными переходами, были проделаны выкладки, аналогичные использованным при рассмотрении фотоионизационного поглощения. Свободные состояния, в соответствии со своими квантовыми дефектами, разделены на группы А и Б. Используется крамерсовская формула для нахождения  $\varkappa_{ff}^{\rm H}(\nu, T)$  и вводится функция  $\xi(\nu)$ . Распределение электронов по скоростям принимается максвелловским.

Результирующий показатель поглощения  $\varkappa$  (v, T) равен сумме  $\varkappa_{bf}(v, T)$  и  $\varkappa_{ff}(v, T)$ . Поскольку при вычислении обоих слагаемых проводилось интегрирование по энергиям электрона, то оказывается возможным объединить оба слагаемых в одном выражении и использовать общую функцию  $\xi$  (v). Окончатель ная формула для частот, меньших граничной частоты  $v_{g}$ , имеет вид

$$\begin{aligned} \varkappa \left( \mathbf{v}, \ T \right) &= C_3 \left( 2 \ \sum_4 / \sum_0 \right) T \exp \left[ -u_1 + u + (h \Delta \mathbf{v} / k T) \right] Z^2 \xi \left( \mathbf{v} \right) \mathbf{v}^{-3} N_a, \quad (2, 3a) \\ C_3 &= 16 \pi^2 k e^6 \left( 3 \ \sqrt{3} e h^4 \right)^{-1} = 0,89 \cdot 10^{24}, \end{aligned}$$

и для v > vg

$$\varepsilon(\mathbf{v}, T) = \varkappa(\mathbf{v}_g, T) \xi^{-1}(\mathbf{v}_g) \xi(\mathbf{v}) (\mathbf{v}_g/\mathbf{v})^3 + \sum \varkappa_{nl}(\mathbf{v}, T), \qquad (2,36)$$

где  $u_g = hv_g/kT$ . Граничная частота равняется максимальной пороговой частоте фотоэффекта для возбужденных состояний, учтенных интегрально. Однако, как правило, имеется еще несколько уровней, расположенных изолированно, фотоионизацию с которых следует учитывать индивидуально. Поэтому в (2,36) вводится сумма показателей фотопоглощения для состояний, пороговая частота которых больше  $v_g$ , но меньше рассматриваемой частоты v. Как правило, число таких уровней невелико и это не усложняет расчет.

Отметим, что отношение вкладов связанно-свободных и свободносвободных переходов для любых атомов при  $v < v_g$  составляет приблизительно ( $e^u - 1$ ): 1, поэтому вклад свободно-свободных переходов становится преобладающим, когда  $hv < 0.7 \ kT$ . Если  $hv_g < 0.7 \ kT$ , то вклад свободно-свободных переходов преобладает во всей области частот до порогов выделенных уровней. Значительная часть атомов имеет квантовые дефекты, которые приближенно могут быть приняты не зависящими от энергии при данном l. Тогда

$$\xi(\mathbf{v}) = 1 + \sum_{l=0}^{1} K_{ll'} \varepsilon^{m_{ll'}} \{\cos^2 \pi [\chi_{ll'}(\varepsilon) + \mu_{l'} - \mu_{l}] - \cos^2 \pi \chi_{ll'}(\varepsilon) \},$$

где  $l_1$  — наибольшее значение l для состояний группы A;  $K_{01} = 0,75$ ;  $K_{12} = 2,3$ ;  $K_{23} = 6$ ;  $m_{01} = m_{12} = 0,82$ ;  $m_{23} = 0,90$ ; l' = l + 1 (вкладом переходов l' = l - 1 пренебрежено ввиду его малости);  $\chi_{ll'}(\varepsilon) =$   $= a_{ll'} + b_{ll'}\sqrt{\varepsilon} + c_{ll'}\varepsilon$ , если  $v < v_g$ , и  $\chi_{ll'}(\varepsilon) = \chi_{ll'}$  ( $n_g^*$ ,  $\varepsilon$ ), если  $v > v_g$ ; коэффициенты  $a_{ll'}$ ,  $b_{ll'}$  и  $c_{ll'}$  даны в <sup>49,26</sup>,  $n_g^*$  соответствует  $v_g$ ;  $\mu_l$  и  $\mu_{l'}$  — квантовые дефекты уровней l и l'. В большинстве остальных случаев зависимость квантовых дефектов от энергии является линейной. Для такой зависимости также получено аналитическое выражение для функции  $\xi$  (v) <sup>87</sup>, которая в этом случае может зависеть от T.

Используя закон Кирхгофа, можно получить формулы для яркости излучения  $\varepsilon$  (v, T):

$$\begin{split} \varepsilon \,(\mathbf{v}, \, T) &= \\ &= \begin{cases} C_4 \left( 2 \, \sum_1 / \sum_0 \right) \exp\left[ -u_1 + (h \Delta \mathbf{v} / kT) \right] Z^2 \, \xi \,(\mathbf{v}) \, kTN_a, \, \text{если } \mathbf{v} \ll \mathbf{v}_g, \quad (2,4a) \\ \varepsilon \,(\mathbf{v}_g, \, T) \, \xi^{-1} \,(\mathbf{v}_g) \, \xi \,(\mathbf{v}) \exp\left( u_g - u \right) + \sum_{nl} \varepsilon_{nl} \,(\mathbf{v}, \, T), \quad \text{если } \mathbf{v} > \mathbf{v}_g, \quad (2,46) \\ C_4 &= 32\pi^2 e^6 \,(3 \, \sqrt{3} h^3 c^3)^{-1} = 0.95 \cdot 10^{-7}. \end{cases}$$

Величина є (v, T) отнесена к толщине 1 см и дается в единицах эрг·сек<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup>·стер<sup>-1</sup> (сек<sup>-1</sup>)<sup>-1</sup>. Если в (2,3а), (2,4а) выразить  $N_a$  по формуле Саха через  $N_e$  и  $N_i$ , то получим соответственно

$$\begin{aligned} \mathbf{x} \, (\mathbf{v}, \, T) &= C_5 N_e N_i \, (kT)^{-1/2} \exp \left[ (h\Delta \mathbf{v} - e\Delta I)/kT \right] Z^2 \xi \, (\mathbf{v}) \, e^{\mathbf{u}} \mathbf{v}^{-3}, \quad (2,5) \\ C_5 &= 8 e^6 \, \sqrt{\pi} \, (3 \, \sqrt{6m} h cm)^{-1} = 4,3, \\ \mathbf{\varepsilon} \, (\mathbf{v}, \, T) &= C_6 N_e N_i \, (kT)^{-1/2} \exp \left[ (h\Delta \mathbf{v} - e\Delta I)/kT \right] Z^2 \xi \, (\mathbf{v}), \quad (2,6) \\ C_6 &= 8 \, \sqrt{2\pi} e^6 \, (3 \, \sqrt{3m} m c^3)^{-1} = 6,36 \cdot 10^{-47}, \end{aligned}$$

где  $\Delta I$  — снижение потенциала ионизации в формуле Саха. Принято считать, что  $h\Delta v$  существенно больше, чем  $e\Delta I^{227}$ .

Поясним цоявление  $\Delta v$  в формулах (2,3) — (2,6). При предположениях, сделанных в 1.6 относительно сечений фотоионизации в условиях плазмы, суммирование в (2,1) следует распространить на все уровни, для которых  $v_{nl}^{\theta} - \Delta v < v$ , где  $v_{nl}^{\theta}$  — пороговая частота для изолированного атома. Все же последующие выкладки, приведенные в <sup>87</sup>, остаются без изменений и дадут теперь формулы (2,3) — (2,6). Формулы для  $\xi$  (v) остаются без изменений.  $v_g = v_g^{\theta} - \Delta v$ , где  $v_g^{\theta}$  определяется по схеме термов изолированного атома.

Принцип спектроскопической устойчивости был применен и к преобразованию связанно-свободных переходов в свободно-свободные. При этом предположении формулы, получаемые после замены суммирования интегрированием, вообще никак не меняются. Роль смещения порога проявляется лишь при формальном разграничении того, какой вклад в общее выражение вносят связанно-свободные и какой — свободносвободные переходы.

Формулы (2,3) — (2,6) легко обобщаются, когда плазма состоит из разных химических элементов и имеются ионы разной кратности. Например, (2,6) примет вид ( $v < v_{gtz}$  для

BCEX 
$$Z$$
 **M**  $t$ ):  
 $\varepsilon$  ( $v$ ,  $T$ ) =-  $C_6 N_e (kT)^{-1/2} \sum_{Z,t} \exp[(h\Delta v_Z - e\Delta I_Z)/kT] Z_t^2 N_{itZ} \xi_{tZ}(v),$  (2.7)

где t — индекс химического элемента смеси, суммирование проводится по t и Z. Величины  $N_i$ ,  $v_g$  и  $\xi$  (v) зависят от t и Z, а  $\Delta v$  и  $\Delta I$  принимаются зависящими только от Z.

При выводе формул  $(2,3) \rightarrow (2,7)$ были использованы выражения для  $\varkappa_{bj}^{\rm H}(\nu, T)$  и  $\varkappa_{ff}^{\rm H}(\nu, T)$ , следующие из формул Крамерса. В инфракрасной области в некоторых случаях следует учитывать фактор Гаунта  $\overline{g}(\nu, T)^{3, 4, 228}$ для свободно-свободных переходов. Тогда, например, вместо (2,3a), (2,6)получим

$$\varkappa (\mathbf{v}, T) = C_3 \left( 2 \sum_{i} / \sum_{0} \right) T \times \\ \times \exp(-u_i) \left[ \exp\left( u + \frac{h\Delta \mathbf{v}}{kT} \right) - \\ -1 + \widetilde{g} (\mathbf{v}, T) \right] Z^2 \xi (\mathbf{v}) \mathbf{v}^{-3} N_a, \quad (2,8) \\ \varepsilon (\mathbf{v}, T) = C_6 N_e N_i (kT)^{-1/2} \times$$

$$\times \left[ \exp \frac{h\Delta v}{kT} - e^{-u} + e^{-u}\overline{g}(v, T) \right] \times \\ \times \exp \left( -\frac{e\Delta I}{kT} \right) Z^{2} \xi(v).$$
(2,9)

Формулы (2,8), (2,9) обычно полезны при таких частотах, когда специфика ионов почти не проявляется. Поэтому



Рис. 10. Графики функции ξ (v) для разных атомов. Пунктиром даны менее надежные значения.

множитель  $\xi(v) \cong 1$  и введен лишь для плавного перехода в (2,3а), (2,6) (иначе фактор Гаунта следовало бы учитывать и при выводе  $\xi(v)$ ). Выражения (2,3) — (2,6) формально отличаются от выражений Унзольда тем, что вместо постоянного множителя ( $Z^*/Z$ )<sup>2</sup> появилась функция  $\xi(v)$  и вместо фактора  $\Gamma$  (в выражении для  $\varkappa(v, T)$ ) — удвоенное отношение статистических сумм. Графики  $\xi(v)$  приводятся на рис. 10. Величина  $\xi(v)$  для Al, имеющая температурную зависимость, дана в <sup>87</sup>. Полученные функции  $\xi(v)$ , как правило, имеют резкую частотную зависимость. При  $v \to 0$  функция  $\xi(v) \to 1$  в силу преобладания уровней группы Б. Однако уже в видимом диапазоне  $\xi(v)$  может быть в несколько раз больше или меньше единицы. Последнее особенно интересно, поскольку величина ( $Z^*/Z$ )<sup>2</sup> в литературе всегда выбиралась большей единицы для любых атомов. Ę (v) À 3 2 7,0 ЦB Q6 0,4 0,2 10 20 30.10 0 ṽ, cm⁻¹

Рис. 11. Сравнение функций § (v), полученных для инертных газов (сплошные линии и для щелочных металлов (пунктир).

В работах <sup>226, 87</sup> высказываются соображения, помогающие оценить путем сравнения квантовых дефектов величину ξ (v) для ряда элементов, для которых вычисления не проводились. В частности, указано, что

для щелочных металлов ξ (v) должно быть близким к ξ (v) инертных газов, что затем было подтверждено непосредственными вычислениями 64 (рис. 11).

В ряде случаев гребуется знание ξ (v) для тяжелых элементов (Fe и др.). Вычисления затруднены из-за недостатка сведений об энергиях термов, а также из-за сильного проявления взаимодействия конфигураций (последнее приводит, частности, к неопределенности в в порогах фотоионизации). Пока целесообразны лишь грубые оценки в предположении ξ (v) ≃ 1 или определение ξ (v) из экспериментальных данных.

На рис. 12 на примере кислорода показаны функции ξ (ν) для ионов одного элемента разной крат-

ности ионизации. При возрастании Z система приближается к водородоподобной, т. е.  $\xi(v) \rightarrow 1$ . При этом  $\xi(v)$  стремится к 1 (при  $v/Z^2$  = == const) не монотонно, а испытывая 15 ряд осцилляций.

 $\xi(\mathbf{v})$ 

Формулы (2,3)-(2,6) универсальны, по имеют интегральный характер и получены с помощью ряда упрощающих допущений. На рис. 13 проводится сопоставление с результатами непосредственного суммирования сечений Берджесса — Ситона. В целом имеет место удовлетворительное согласие (в 66 уровни с одинаковыми n и l объединялись в один, и поэтому кривые из 66 имеют скачки более резкие, чем на самом деле). Попытка <sup>229</sup> исправить функцию  $\xi(v)$ для Ar так, чтобы учесть реальное расположение уровней, является ошибочной. Недавно <sup>230</sup> непосредственным сум-

мированием были вычислены коэффициенты фотоионизационного поглощения Ne. Ar. **Ќr, Xe и также получено согласи**е с интегральной формулой (2,3). Отдельные сечения в <sup>230</sup> рассчитывались не по (1,8), а непосредственным вычислением радиальных интегралов с кулоновскими функциями. Это было вызвано критикой, высказанной в <sup>89</sup>. Однако результаты лишь незначительно отличались от (1,8).

*,0* Q5 П 0,5 1.0 V.z-2.11

Рис. 12 Графики функции § (v) для ионов кислорода.

Отметим условность выбора  $v_g$  в формулах (2,3) — (2,6). Для выявления пороговых скачков следует уменьшить  $v_g$  и большее число состояний учитывать индивидуально. Надо помнить, однако, что реальные индивидуальные сечения иногда не соответствуют формулам Берджесса – Ситона (см. 1.4); просуммированные результаты по-видимому, более надежны, чем отдельные сечения. Выбор  $v_g$  влияет (через  $\chi_{ll'}(\varepsilon)$ ) на  $\xi(v)$ ; однако возможные изменения малы, что проверено конкретными расчета-ми в <sup>64</sup>.



Оценка свободно-свободных переходов в поле иопа O<sup>+</sup>, выполненная в <sup>31</sup> методом Хартри — Фока, качественно согласуется с ξ (v). В недавней работе <sup>231</sup> проведены детальные вычисления матричных элементов свободно-свободных переходов с использованием волновых функций, полученных методом квантового дефекта <sup>26</sup>, <sup>50</sup>. В <sup>231</sup> не проведено еще усреднение по Максвеллу и не представлены результаты для коэффициентов поглощения, обусловленных суммой всех *U*<sup>'</sup>-переходов. Поэтому неясно,



Рис. 13. Сопоставление ноказателей поглощения, полученных непосредственным суммированием <sup>62</sup>, <sup>66</sup> (пунктир) и вычисленных по (2,3) (сплошные линии); a — азот,  $\delta$  — ксенон ( $\Sigma_1$ =9 для N и  $\Sigma_0$ =1 для Xe, свободно-свободные переходы не учитывались).

являются ди результаты <sup>231</sup> заметным уточнением работы <sup>88</sup>. Отметим, что, в соответствии с <sup>88</sup>, в <sup>231</sup> получено, что результаты <sup>26</sup> для связанио-свободных переходов нельзя непосредственно экстраполировать на свободносвободные переходы.

Рассмотрение, проведенное в настоящем разделе, справедливо для частот, бо́льних плазменной частоты. Вопросы теории излучения в районе плазменной частоты исследуются, например, в <sup>232</sup>.

### ІН. ПЕРЕХОДЫ ЭЛЕКТРОПА В ПОЛЕ НЕЙТРАЛЬНОГО АТОМА

### 3.1. Фотоотрыв

Сечения фотоотрыва вычисляются по формулс (1,1) так же, как и сечения фотоионизации, однако требования к методам расчета волновых функций оказываются несколько другими. Дело в том, что если при фотоионизации влияние внешнего электрона на остов является поправкой к кулоновскому взаимодействию, то при фотоотрыве это влияние целиком обусловливает дальнодействующее взаимодействие атома с внешним электроном (как в свободном, так и в связанном состояниях). Поэтому при расчете фотоотрыва эффекты поляризации, дисторсии, корреляции и т. п. могут быть значительно существеннее.

Наиболее хорошо изучен фотоотрыв от иона водорода П<sup>-</sup>. Сравнительная простота двухолектронной системы позволяет применить в этом случае весьма совершенные методы расчета волновых функций и получить хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными. Обзор результатов для Н<sup>-</sup> дан в <sup>233</sup>, дополнительно укажем на <sup>234–236</sup>. Применение подобных методов расчета к более сложным понам пока не представляется возможным.

Наиболее грубые расчеты фотоотрыва проводятся с волновыми функциями, полученными для статического центрального самосогласованного потенциала невозмущенного нейтрального атома. Эти расчеты крайне ненадежны: результаты вычислений для С<sup>-237</sup> превысили на порядок величины полученные затем экспериментальные данные <sup>238</sup>. Расхождение по порядку величины (по в обратную сторону) между расчетом <sup>239</sup> и последующими экспериментами <sup>233</sup> имело место и для О<sup>-</sup>. Проведенные затем уточненные расчеты дают более удачные результаты: для С<sup>-</sup> вычисления <sup>240</sup> уже значительно ближе к экспериментальной кривой, хотя все же резко расходятся с ней в припороговой области.

В работе <sup>241</sup> предложено при расчете фотоотрыва О<sup>-</sup> учитывать поляризационный потенциал. Более последовательно это было сделано в <sup>242</sup>. Работа <sup>242</sup> расширсна и несколько улучшена в <sup>213</sup>, где получены также и сечения С<sup>-</sup>, F<sup>-</sup> и Cl<sup>-</sup>. Суть методики заключается в следующем: а) находится самосогласованный потенциал V (r) невозмущенного атомного остова; б) решается радиальное уравнение Шредингера для связанного состояния

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - 2V(r) + \frac{\alpha}{(r^2 + r_p^2)^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \beta^2\right] R_{\beta l}(r) = 0,$$
(3.1)

где энергия связанного состояния  $\beta^2$  берется из эксперимента или из других расчетов, величина  $r_p$  выбирается равной среднему расстоянию от ядра внешних электронов невозмущенного атомного остова, поляризуемость а находится как собственное значение уравнения (3,1) вместе с волновой функцией  $R_{\beta l}$  (r); в) свободные волновые функции  $R_{kl}$  (r) находятся при уже известной а из (3,1), где ( $-\beta^2$ ) заменяется на  $k^2$ . Полученные волновые функции наиболее надежны для больших расстояний, поэтому при вычислении сечения фотоотрыва используется матричный элемент радиуса.

Эффекты обмена, корреляции и др. учитываются в уравнении (3,1) косвенно, поскольку для  $\beta^2$  берется экспериментальная величина. Поэтому определяемое из (3,1) значение а не должно совпадать с величиной поляризуемости атомного остова. Расчеты <sup>242</sup>, <sup>243</sup> показывают, однако, что различие крайне незначительно (14% для С, 9% для О и 0,7% для F). Это позволнет надеяться, что косвенно учтенные факторы играют значительно меньшую роль, чем потенциал  $\alpha/2r^4$ . Однако эти эффекты могут по-разному проявляться в связанном и свободном состояниях.

Попытка учесть корреляцию в свободном состоянии предпринята в <sup>244</sup> на примере С<sup>-</sup>. В волновую функцию вводится зависимость от межэлектронного расстояния свободного *s*- и связанного *p*-электрона. Аналитический вид этой зависимости определяется граничными условиями и интуицией, а параметры находятся из вариационного принципа Хюльтена. В <sup>244</sup> получено согласие между матричными элементами скорости и радиуса, существенно лучшее, чем это было в модели жесткого самосогласованного потенциала с обменом <sup>240</sup>; однако расхождение с экспериментом по сравнению с <sup>240</sup> заметно усилилось.

В работе <sup>245</sup>, имеющей пока методический интерес, предпринята попытка (на примере О<sup>-</sup>) использовать аналитические свойства амплитуды рассеяния электрона на нейтральном атоме (связанная волновая функция при этом не исследуется). Получаемое сечение оказывается ближе к эксперименту, чем рассчитанное в борновском приближении.

В работе <sup>18</sup> сделана попытка расчета фотоотрыва H<sup>-</sup> и Li<sup>-</sup>. Предполагается, что каждый из двух s-электронов, не взаимодействуя друг с другом, движется в модельном потенциале V (r) =  $r_0^{-1} - r^{-1}$ , если  $r \ll r_0$ , и V (r) = 0, если  $r \gg r_0$  (для Li<sup>-</sup> оболочка  $1s^2$  объединяется вместе с ядром). Параметр  $r_0$  определяется предварительно из условия, чтобы потенциалу V (r) соответствовало только одно связанное состояние и чтобы энергия этого состояния равнялась энергии сродства рассматриваемого атома. Поскольку уравнение Шредингера решается для выбранного V (r) точно, то это обеспечивает равенство трех форм матричных элементов между собой и выполнение правила суми (1,17) и (1,18) \*), что не является, однако, достаточным критерием точности вычислено сечения. В <sup>18</sup> проведен расчет для H<sup>-</sup>, хорошо согласующийся с вариационными расчетами, и вычислено сечение фотоотрыва Li<sup>-</sup> в предположении, что энергия сродства равна 0,384 эв. Расчет для Li<sup>-</sup> повторен по той же методике в <sup>246</sup> для энергии сродства объединие в <sup>246</sup> для энергии сродства равна 0,884 эв. Расчет для Li<sup>-</sup> повторен по той же методике в <sup>246</sup> для энергии сродства равна 0,884 эв. Расчет для Li<sup>-</sup> повторен в максимуме изменлись незначительно, но положение максимума сместилось на 0,4 зв. Это позволяет полагать, что по положению максимума в <sup>347</sup>.

Для некоторого упрощения численных расчетов могут быть полезны работы <sup>248</sup>, <sup>249</sup> (и появившаяся затем <sup>250</sup>), в которых предлагаются аналитические выражения для сечений фотоотрыва. Для свободных функций используется (3,5) с взятой из литературы фазой <sup>248</sup> или плоская волпа <sup>249</sup>, для связанных — известные из литературы самосогласованные функции, аппроксимированные линейной комбинацисй экспонент. Таким образом, основной вопрос — вычисление связанной и свободной волновых функций — в <sup>248</sup>, <sup>249</sup> не рассматривается. Следует также помпить, что самосогласованные функции могут привести к существенным опшибкам в сечении фотоотрыва,

<sup>\*)</sup> Правило (1,17) выполняется <sup>18</sup>, если в правую часть этого выражения также подставить модельные волновые функции. Для проверки же приближенных сечений правую часть (1,17) надо вычислять с точными волновыми функциями. Правило (1,18) в модельном рассмотрении <sup>18</sup> строго выполняется только для H<sup>-</sup>.

тем более, что аппроксимационные формулы для волновых функций в 248-250 имеют асимптотику, не соответствующую (3,10). Допущение  $\delta_p = 0$ , принятое при расчетах для Li-, Na- и K<sup>-</sup> 249, представляется сомнительным. В 248, 249 вычислены также сечения C-, O-, N-(3P), Cl-, F-.

Рассмотрим измерения сечений фотоотрыва. В методе скрещенных пучков <sup>233</sup> сечение фотоотрыва определяется по малому току свободных электронов, образующихся в высоком вакууме при пересечении двух взаимно перпендикулярных пучков: пучка отрицательных ионов, выделенных масс-анализатором, и интенсивного пучка видимого света, пропущенного предварительно через светофильтр. Измеряется относительная частотная зависимость сечения фотоотрыва. Абсолютные величины получаются путем измерения интегрального сечения или сравнением с уже известным сечением другого иона.

Спектры поглощения и испускания паров исследовались в <sup>251-255</sup>. В ударную трубу, заполненную инертным газом, помещались соли, которые испарялись после прохождения ударной волны. Выбор соли определялся требованием получить достаточную концентрацию отрицательных ионов при сравнительно низкой температуре, так чтобы фотоотрыв был сильным и единственным источником поглощения <sup>251, 252, 254</sup> (при исследовании ионов галогенов применялись галоиды щелочных металлов). Соответственно для спектров испускания <sup>253, 255</sup> нужно было получить достаточную концентрацию электронов и соответствующих атомов при умеренной температуре, так чтобы радиационное прилипание было сильным и единственным источником излучения (при исследовании Оиспользовались K<sub>2</sub>O<sub>2</sub> и Rb<sub>2</sub>O). Фотографический метод обеспечивает высокое разрешение, поэтому таким способом целесообразно исследовать тонкую структуру спектра, в частности, поведение сечений у порога; впервые оказалось возможным провести измерение фотоотрыва в ультрафиолете. Измерения по этой методике дали надежные относительные результаты; погрешность абсолютных величин пока велика, так как не проводился надежный контроль за установлением термодинамического равновесия.

Спектры радиационного прилипания при сравнительно высоких темнературах исследовались в разряде <sup>202, 203</sup> <sup>256-258</sup> и ударных трубах <sup>259-262</sup>. В этих условиях существенны также и другие радиационные процессы, поэтому надежность определения вклада радиационного прилипания зависит от того, насколько хорошо можно рассчитать другие процессы (см. раздел IV).

Проведенные измерения сведены в табл. VI. Как видим, число исследованных ионов мало, а спектральные интервалы измерений невелики. Поэтому нельзя провести широкое сопоставление экспериментов с расчетами. По отдельным ионам найдено следующее. Для H<sup>-</sup>, как указывалось выше, имеет место хорошее согласие. Расчеты для O<sup>-</sup> и C<sup>-</sup> доведены в общем до удовлетворительного согласия <sup>243</sup>; отметим только, что максимумы экспериментальных кривых расположены ближе к порогу, чем у теоретических. Ориентировочные данные для F<sup>-</sup> и Cl<sup>-</sup> не противоречат расчету <sup>243, 249</sup>.

Два порога фотоотрыва, соответствующие двум состояниям образующегося атома,  $X^-({}^{1}S_{0}) - X({}^{2}P_{1/2}$  и  ${}^{2}P_{3/2})$ , наблюдались для галогенов  ${}^{251-253, 266, 258}$ . Пороговая структура, обусловленная еще и расщеплением уровня самого отрицательного иона, исследована для кислорода:  $O^-({}^{2}P_{3/2}$  и  ${}^{2}P_{1/2}) \rightarrow O({}^{3}P_2, {}^{3}P_1, {}^{3}P_0)$   ${}^{255}$ . Для  $O^-$  наблюдался также порог, соответствующий образованию атома в первом возбужденном состоянии:  $O^{-2}P \rightarrow O {}^{1}D {}^{263}$ . Фотоотрыв от возбужденного состояния отрицательного иона зарегистрирован для  $C^{-238}$ .

#### Л. М БИБЕРМАН, Г. Э. НОРМАН

Для проверки экспериментальных и теоретических сечений можно использовать правила сумм, которые в случае фотоотрыва более полезны, чем в случае фотоионизации, поскольку спектр состоит только из континуума. Уверенное сопоставление проведено пока только для H<sup>-235</sup>. Для остальных ионов анализ затруднен из-за того, что сечения найдены в недостаточно широком интервале <sup>233</sup>. Использование правила (1,16),

### Таблица VI

Ион, порог (А)	Метод	Диапазон измерении А	Ион, порог (Å)	Метод	Диапазон измерений А
H-, 16 439	A 233 E 260 E 261 E 262 A 238	13000-4000 6000-4000 6000-4000 8000-3000 Порос-4000	$O^-, 8386 \pm 6$ $S^-, 6000 \pm 200$ $F^-, 3595 \pm 5$	E 257 A 263 A 264 B 252	Порог—3100
10 000 ±250 N <sup>-</sup> , ? O <sup>-</sup> , 8386±6	Б 202 Б 256 Б 259 Б 257 А 233 Б 203 В 255	6300—4300 7500—2700 5000 Порог—4000 6300—4300 Около порога	C1-, $3427\pm4$ Br <sup>-</sup> , $3688\pm4$ 1-, $4053\pm2$	$\begin{array}{c} \mathrm{E} & 258 \\ \mathrm{E} & 251, & 253, & 254 \\ \mathrm{B} & 251, & 253, & 254 \\ \mathrm{B} & 251, & 253, & 254 \\ \mathrm{A} & 265, & 266 \\ \mathrm{B} & 251, & 253, & 254 \end{array}$	порога Порог—3000 Около порога Около Порог—3000 Около порога
А-ме В-измерен *) Кан	год скрещенных ие спектров из. - ественное изуче	 с пучков, Б— чучения и пог ение спектыз.	измерение си лощения пар	іектров излучен ров.	ия плазмы,

#### Измерения сечений фотоотрыва

требующего сравнительно узкого интервала, почти всегда невозможно из-за отсутствия или ненадежности значений с. Имеются данные для  $F^-$ : с -= 0,8 —  $1 \cdot 2 \cdot 10^{-24}$  <sup>218, 267</sup>,  $1,8 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3 219</sup> и для Cl<sup>-</sup>: 3 —  $3,5 \times 10^{-24}$  <sup>218</sup>,  $6,2 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3 219</sup>. Вычисления путем интегрирования расчетных сечений дают 2,2 ·  $10^{-24}$  (F<sup>-</sup>) и 5,4 ·  $10^{-24}$  (Cl<sup>-</sup>); таким образом, сечения, найденные в <sup>243</sup>, по-видимому, завышены.

При изучении фотоотрыва необходимо располагать значениями энергий сродства. Обзор экспериментальных и теоретических значений дается в <sup>268</sup>\*). В условиях плазмы может наблюдаться уменьшение энергии сродства <sup>272</sup>. В отличие от снижения потенциала ионизации, этот эффект проявляется в чистом виде и на него не накладывается слияние линий. Для ионов с малой энергией сродства возмущающее действие окружающих частиц может привести к отсутствию таких ионов даже в не слишком плотной плазме. В условиях плазмы может изменяться и сечение фотоотрыва, по этот вопрос иока не исследовался.

До сих пор мы говорили об устойчивых отрицательных ионах. В последнее время интенсивно изучаются неустойчивые возбужденные состояния отрицательных ионов <sup>93</sup>, <sup>273–277</sup>. Факт существования таких ионов и их энергетические уровни устанавливаются по появлению резонансов в рассеянии электронов на атомах. Число таких состояний оказывается довольно значительным. Их влияние на спектры поглощения и испускания пока не рассматривалось. Неустойчивые ионы, если они играют роль, в первую очередь могут проявиться в спектрах испускания, поскольку яркость, обусловленная радиационным прилипанием, пропорциональна концентрациям электронов и атомов и не зависит от концентрации ионов.

<sup>\*)</sup> См. также <sup>233</sup>, <sup>269</sup>. Данные для Li<sup>-</sup>, Na<sup>-</sup> и K<sup>-</sup> собраны в <sup>249</sup>. Измерения для K<sup>-</sup>, Rb<sup>-</sup> и Cs<sup>-</sup> проведены в <sup>270</sup>. Ионы Al<sup>-</sup>, Ga<sup>-</sup>, In<sup>-</sup> и Tl<sup>-</sup> зафиксированы в <sup>271</sup>.

### 3.2. Свободно-свободные переходы

Наиболее подробно исследовались переходы в поле атома водорода. Первые расчеты были выполнены в борновском приближении и, как иоказали последующие вычисления, дали значения, отличающиеся от истинных на один-два порядка величины. Затем был выполнен ряд работ, в которых принимались во внимание и уточнялись все основные эффекты. Из таких работ, шедших в направлении независимого определения и все большего уточнения волновых функций с последующим прямым вычислением матричного элемента. наибольшая точность достигнута в <sup>278-280</sup>.

Свободно-свободные переходы в поле многоэлектронных атомов численно исследовались на примере атомов азота и кислорода в серии работ <sup>281–284</sup>. Первые расчеты <sup>281, 282</sup> были проведены для самосогласованного поля невозмущенного атома. Затем <sup>283, 284</sup> были исследованы эффекты обмена и поляризации. Поляризация учитывалась по теории возмущений. Последовательные методы учета поляризации разработаны еще недостаточно, поэтому нельзя ожидать, что результаты <sup>283, 284</sup> являются вполне надежными, тем более, что проведенный учет поляризации приводит к уменьшению по порядку величины интенсивности тормозного излучения. Роль обмена существенно слабее <sup>283</sup>.

В работе <sup>286</sup> для азота были выполнены три расчета: для поля невозмущенного атома и для потенциала, использованного в (3,1), при двух парах не сильно отличающихся значений  $\alpha$  и  $r_p$ . Результаты показали, что учет поляризационного потенциала уменьшает коэффициент поглощения почти на два порядка и что даже небольшие изменения параметров сильно влияют на результат.

Выполненные оценки говорят о большой чувствительности расчетов, поэтому вряд ли имеют смысл вычисления <sup>286</sup> для грубых модельных потенциалов.

В <sup>287</sup> использован вариационный принцип непосредственно для матричного элемента (применительно к атому водорода). Расчеты выполнены с 2- и 4-параметровыми волновыми функциями. Достигнута такая же точность, как и в расчетах с обычными вариационными принципами, проведенных с большим числом параметров. Работа <sup>287</sup> является практическим приложением общих вариационных принципов, сформулированных в <sup>14</sup>. Заметим, что как в <sup>287</sup>, так и в <sup>14</sup> используется асимптотика волновых функций, записанная в пренебрежении поляризационным и другими дальнодействующими потенциалами.

В группе работ вероятность свободно-свободных переходов связывается с сечением упругого рассеяния электрона на атоме  $\sigma_{el}$ . Впервые такая связь была установлена с помощью асимптотических волновых функций (см. 3.3). В <sup>289</sup> дан упрощенный вывод, использующий классическое выражение для энергии  $d\varepsilon_v$ , излучаемой в спектральном интервале от v до v ' dv при столкновении электрона с атомом ( $2\pi v\tau < 1$ )  $d\varepsilon_v = (4/3) (e^2/c^3) (\Delta v)^2 dv$ , где  $\Delta v$  — изменение вектора скорости при столкновении,  $\tau$  — время столкновения. Если  $hv \ll E_0 = mv^2/2$ , то усреднение по углу рассеяния дает  $(\overline{\Delta v})^2 - 2v^2 (1 - \overline{\cos \theta})$  и дифференциальное эффективное сечение излучения есть

$$d\sigma_{\mathbf{v}} = \sigma_{el} \, d\varepsilon_{\mathbf{v}} / h \mathbf{v} = (8e^2 v^2 / 3c^3 h \mathbf{v}) \, \sigma_{tr} \, d\mathbf{v}, \tag{3.2}$$

где  $\sigma_{tr}$   $\sigma_{el} (1 - \overline{\cos \theta})$  — транспортное сечение. (3,2) отличается от (3,16) только отсутствием множителей, несущественных при  $hv \ll E_0$ , и тем, что  $\sigma_{tr}$  предпочтительнее, чем  $\sigma_{el}$ .

В <sup>289</sup> предпринята попытка связать в общем виде свободно-свободные переходы с рассеянием. Для этого развита диаграммная техника, позволяющая наглядно представить структуру процессов и дающая возможность записать как общие выражения, так и вклады в любом порядке теории возмущений. Сумму всех графиков теории возмущения можно представить в виде шести графиков (рис. 14). Здесь свободному электрону соответствует тонкая линия, атому — жирная, фотону — пунктир, а сумма всех графиков, описывающих рассеяние электрона, обозначена заштрихованным прямоугольником, который может включать в себя таким образом также и неупругие процессы.

Из рис. 14 видно, что свободно-свободные переходы действительно связаны с процессом рассеяния, но требуется знание амплитуды рас-



Рис. 14. Графики, соответствующие свободно-свободным переходам.

треоуется знание амплитуды рассеяния вне энергетической поверхности, а не амплитуды реального рассеяния. Диаграммы 1-3 соответствуют излучению электрона, диаграммы 4-6 — излучению атома. О возможной роли излучения атома высказывались предположения и ранее, работа <sup>289</sup> дает возможность количественно оценить эти эффекты.

Приравняв амплитуду рассеяния ее значению на энергетической поверхности (что возможно

при  $hv \ll E_0$ , а также, по-видимому, при слабой зависимости сечения от энергии), авторы работы <sup>289</sup> получили, что вкладом графиков 3-6можно пренебречь, а графики 1 и 2 дают выражение, отличающееся от (3,2) только множителем  $(1 - hv/E_0)^{1/2}$ . Отметим, что этот множитель, не существенный при  $hv \ll E_0$ , правильно описывает обращение сечения в нуль при  $hv \rightarrow E_0$ . В приближении одной парциальной волны (но не обязательно *s*-волны) графики 1 и 2 дают (3,16). Усредняя по распределению Максвелла, авторы <sup>289</sup> нашли

$$\varkappa (\nu, T) = C_7 N_e N_a (kT)^{-1/2} \sigma_{el} \nu^{-2} \exp(h\nu/2hT) K_2 (h\nu/2kT), \qquad (3,3)$$
$$C_7 = 2e^2 h (3\pi mc \sqrt{2\pi m})^{-1},$$

где K<sub>2</sub> (x) — функция Бесселя мнимого аргумента.

В 290 проведена грубая экспериментальная проверка связи интенсивности свечения с сечением упругого рассеяния. Результаты измерений ( $T = 6000 - 9000^{\circ}$  К,  $\lambda = 2-8$  µ) аппроксимировались формулой Крамерса и отсюда находилась величина  $Z^2$ . Как видно из таблицы, имеет место корреляция между  $Z^2$  и  $\sigma_{el}$ . Отметим, что формула Крамерса здесь физически бессмысленна,

поэтому ее использование в широком интервале  $\lambda$  и *T* может привести к заметной ошибке. В частности, из (3,3) в пределе  $h\nu/2kT \ll 1$  имеем

$$Z^{2} = (2\sqrt{3}/\pi^{2}e^{4}) \ \overline{\sigma}_{el} \ (T) \ (kT)^{2}; \qquad (3,4)$$

при больших частотах  $Z^2$  зависит и от v:  $Z^2 = = (\sqrt{3}/4\pi e^4 \sqrt{\pi}) \overline{\sigma_{el}} (T, v) (hv)^{3/2} (kT)^{1/2}$ , если  $hv/2kT \gg 1$ .

	Z2 · 102	σ <sub>el</sub> • 1 015
O N N <sub>2</sub>	$0,2 \\ 0,9 \\ 2,2$	0,2 0,5 2

Простая связь с сечением рассеяния имеет весьма ограниченную область применения. В частности, ничего определенного нельзя пока сказать для атомов с большой поляризуемостью и для атомов с эффектом Рамзауэра. Для них можно, например, ожидать бо́льшую роль излучения самих атомов.

## 3.3. Вычисления с асимптотическими волновыми функциями

В простейшем приближении пренебрегается дальнодействующими силами, действующими между электроном и атомом. Тогда радиальная функция свободного электрона вне атомного остова имеет вид <sup>291</sup>:

$$R_{kl}(r) = (-1)^{l} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{r^{l+1}}{k^{l}} \left(\frac{d}{r \, dr}\right)^{l} \frac{\sin[kr + \delta_{l}(k)]}{r}, \qquad (3,5)$$

причем

$$R_{kl}(r) \xrightarrow[r \to \infty]{} \sqrt{2/\pi} \sin\left[kr - \frac{\pi}{2}l + \delta_l(k)\right]$$
(3,6)

(для s-волны формулы (3,5) и (3,6) совпадают). Сдвиг фазы  $\delta_l$  (k) обусловлен потенциалом атомного остова. Существенно, однако, что аналитический вид зависимости  $\delta_l$  (k) от k при малых энергиях является универсальным: для величины  $f_l$  (k<sup>2</sup>)

$$f_l(k^2) = k^{2l+1} \operatorname{ctg} \delta_l(k)$$
 (3,7)

при малых k справедливо приближение, линейное по  $k^2$ :

$$f_l(k^2) = -a_l^{-1} + \frac{1}{2}r_{0l}k^2 \tag{3.8}$$

(иногда бывает полезным разложение для обратной величины  $f_l^{-1}(k^2) = -a_l - \frac{1}{2} a_l^2 r_0 k^2$ ). Специфика короткодействующего потенциала проявляется лишь в значениях констант  $a_l$  и  $r_{0l}^{54-57}$ .

Функция  $f_l(k^2)$  может быть аналитически продолжена на отрицательные энергии. При этом следует сделать подстановку  $k \rightarrow i\beta$ , ctg  $\delta_l(k) \rightarrow i^{54}$ . Получаем связь между  $a_l$ ,  $r_{0l}$  и собственным значением  $\beta^{54, 292, 293}$ :

$$(-1)^{l}\beta^{2l+1} = a_{l}^{-1} + \frac{1}{2}r_{0l}\beta^{2} \text{ или } (-1)^{l}\beta^{-2l-1} = a_{l} - \frac{1}{2}a_{l}^{2}r_{0l}\beta^{2}.$$
(3,9)

Заметим, что поскольку  $\beta > 0$  и второй член разложения меньше первого, то равенства (3,9) могут существовать только при определенном знаке длины рассеяния. Противоположный знак длины рассеяния говорит о невозможности образования связанного состояния <sup>54</sup>.

Для связанного состояния имеем вне остова

$$R_{\beta l}(r) = Nr^{l+1} \left( -\frac{1}{\beta r} \frac{d}{dr} \right)^{l} \frac{e^{-\beta r}}{r} .$$
(3,10)

С помощью приема, указанного при выводе (1,10), находим

$$N^{-2} = (2\beta)^{-1} \left[ 1 + 2l - (-1)^l r_{0l} \beta^{1-2l} \right].$$
(3,11)

Тот же результат получается и из рассмотрения смысла константы  $r_{0l}$ <sup>294</sup>.

Полученные волновые функции позволяют определить характер поведения сечения фотоотрыва у порога <sup>295, 296</sup>

$$\sigma \sim k^{2l_m+1} \left[ 1 + O(k^2) \right], \tag{3.12}$$

где  $l_m$  — наименьшее значение числа l для свободных состояний, в которые разрешен дипольный переход. Так, для H<sup>-</sup> и ионов щелочных металлов  $\sigma \sim k^3$ , и сечение начинается от порога с нулевым наклоном, а для O<sup>-</sup>, C<sup>-</sup> и т. д.  $\sigma \sim k$  и сечение (в функции энергии, частоты или длины волны) возрастает от порога вертикально вверх.

Асимптотические функции (и матричный элемент радиуса) могут быть использованы и для полного определения вероятностей перехода, причем результат представляется в аналитическом видс. Для сечения фотоотрыва это было предложено в <sup>242</sup> на примере О<sup>-</sup> ( $p \rightarrow s$ , *d*-переходы). Константа *N* и фаза  $\delta_s$  находились из численного решения уравнений Шредингера (см. стр. 222). Фотоотрыв Н<sup>-</sup> ( $s \rightarrow p$ -переход) рассмотрен в <sup>292</sup> в предположении  $\delta_p = 0$ . Получено

$$\sigma_{sp}^{0} = \frac{64}{3} \pi^{2} \alpha_{0} a_{0}^{2} N^{2} h^{3} E^{-3}.$$
(3,13)

Величина N определялась из (3,9), (3,11). Работы <sup>242, 292</sup> удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Учет сдвига  $\delta_p$  проведен для H<sup>-</sup> в <sup>297</sup>; получено

$$\sigma_{sp} = \sigma_{sp}^{0} \left[ \cos \delta_{p} + \frac{1}{2} \left(\beta^{2} + 3k^{2}\right) \beta k^{-3} \sin \delta_{p} \right]^{2} . \qquad (3,14)$$

Сечение, определяемое в предположении  $\sin \delta_p = tg \, \delta_p = a_p k^3$ , не дает лучшего по сравнению с  $\delta_p = 0$  согласия с экспериментальными данными в коротковолновой части диапазона измерений. Хорошее согласие достигается, если положить  $\sin \delta_p = tg \, \delta_p = a_p k^3 \, (\beta^2 - k^2) \, (\beta^2 - (-3k^2)^{-1} \, 2^{97}, 2^{98})$ .

Использование асимптотических волновых функций для вычисления матричных элементов свободно-свободных переходов предложено в <sup>299</sup>, а затем в <sup>300</sup>. В этих работах учитываются только  $s \rightarrow p$ - и  $p \rightarrow s$ -переходы. Волновые функции берутся в виде (3,5), но сдвиг фазы  $\delta_p$  полагается равным нулю. Для матричного элемента получено выражение

$$\frac{1}{2}k_1^2\sin\delta_s(k_0^2).$$
 (3.15)

Вычисление с помощью выражения (3,15), помимо своей простоты, обладает, по сравнению с непосредственными вычислениями матричных элементов, тем достоинством, что обычные вариационные принципы дают значения фазы значительно точнее, чем значение волновых функций; фаза может быть также определена из экспериментальных данных (см. ниже).

В <sup>299</sup> выполнены расчеты для водорода, повторенные и расширенные затем в <sup>301, 302</sup> с учетом новых значений  $\delta_s(k)$ . В <sup>303</sup> проведены расчеты для Не, в <sup>304</sup> — для молекулы H<sub>2</sub>. Формула (3,15) используется также в <sup>283, 284</sup> для О и N.

Выражение (3,15) учитывает только  $\delta_s(k)$ . Распространение на случай  $\delta_p(k) \neq 0$  не представляет принципиальных трудностей. Можно рассмотреть также переходы  $p \rightarrow d$ ,  $d \rightarrow p$ ,  $d \rightarrow f$  и т. д. Получающиеся выражения оказываются более громоздкими и включают в себя (для устранения расходимости) малый радиус обрезания, соответствующий размеру атомного остова.

Выражение (3,15) позволяет связать вероятность свободно-свободных переходов с сечением упругого рассеяния медленных электронов (для которого часто известны экспериментальные данные), поскольку в пренебрежении высшими фазами  $\sigma_{cl} \equiv \sigma_{tr} \sim \sin^2 \delta_s$ . Для сечения излучения фотонов получено <sup>300</sup> ( $mv'^2/2 = E_0 - hv$ ):

$$d\sigma_{\nu} = (4e^{2}v^{2}/3c^{3}h\nu)\sqrt{1-h\nu/E_{0}} [\sigma(v')+\sigma(v)-(h\nu/E_{0})\sigma(v)] d\nu \cong$$
  
$$\cong (4e^{2}v^{2}/3c^{3}h\nu)\sqrt{1-h\nu/E_{0}} (2-h\nu/E_{0})\overline{\sigma} d\nu.$$
(3.16)

В случае учета  $\delta_p$  такой простой связи не получается. В <sup>305</sup> на примере переходов в поле аргона проводится сопоставление результатов для сечений, вычисляемых по различным формулам. Найдено, что некоторые приближения, в частности (3,16), могут привести к существенным ошибкам.

При использовании асимптотических волновых функций для расчета фотоионизации и свободно-свободных переходов в поле иона мы располагали дополнительно методом квантового дефекта, который давал полуэмпирический способ определения фаз. При расчете фотоотрыва и свободно-свободных переходов полуэмпирический способ определения величин  $\delta_l$  ( $k^2$ ) (или параметров  $a_l$  и  $r_{0l}$ ) пока отсутствует. Это существенно снижает полезность таких формул, как (3,13) — (3,15). Некоторый выход представляет использование экспериментальных сечений упругого рассеяния непосредственно через (3,16), а также путем восстановления величин всех парциальных фаз из сечепия и подстановки их в выражения типа (3,14) и (3,15). Иная возможность указана в <sup>306</sup>. С помощью метода квантового дефекта мы можем

Иная возможность указана в <sup>306</sup>. С помощью метода квантового дефекта мы можем рассчитать фазы волновых функций электрона в поле ионов изоэлектронного ряда и затем попытаться проэкстраполировать эти данные, чтобы найти фазы для нейтрального атома. Например, по фазам для ионов Na<sup>+</sup>, Mg<sup>++</sup>, Al<sup>+++</sup> и т. д. определить фазы для атома Ne. В <sup>306</sup> предлагается возможный способ такой экстраполяции для  $\delta_s(k)$ . Отработка экстраполяционной процедуры, а также распространение ее на l > aпозволят получать данные для расчета фотоотрыва и свободно-свободных переходов.

Другим важным недостатком формул (3,13) — (3,15) и т. п. является то, что они не учитывают (или могут учесть только частично) поляризационные и др. дальнодействующие силы между электроном и атомным остовом; не учитываются также возможные эффекты, обусловленные многоэлектронностью задачи (все это имеет много общего с обсуждением на стр. 199, 200).

В 293, 307 рассмотрено поведение волновых функций в поле  $\left(-\frac{1}{2} \alpha r^{-4}\right)$ . Волно-

ная функция вне атомного остова выражается через функции Матье, а на больших расстояниях пормированная функция отличается от (3,6) дополнительным мпожнтелем, зависящим от k (см. <sup>308</sup>). Разложение (3,8) имеет место, но аналитическая зависимость  $f_l$  ( $k^2$ ) от  $\delta_l$  (k) оказывается более сложной, чем (3,7) \*). Для сравнения с прежним разложением можно выделить tg  $\delta_l$ . Для *s*-волны получено <sup>293, 307</sup> ( $\gamma^2 = \alpha/a_0$ )

$$k^{-1} \operatorname{tg} \delta_{s} (k) = -a_{s} - \frac{\pi}{3} \gamma^{2} k - \frac{4}{3} a_{s} \gamma^{2} k^{2} \ln 1, 23 \gamma k - a_{s}^{2} \left( \frac{1}{2} r_{0s} + \frac{\pi}{3} \gamma - \pi \gamma^{3} / 3 a_{s}^{2} \right) k^{2} + \frac{\pi}{3} \gamma^{2} k^{3} \left( a_{s}^{2} + \frac{7}{117} \gamma^{2} \right) + \cdots$$
(3.17)

Для l > 0 получено  $\delta_l \sim k^2$  291 и найдены разложения 293, 307

$$\begin{aligned} & tg \,\delta_{p}\left(k\right) = \pi \gamma^{2} k^{2} / 15 - \gamma^{2} k^{3} a_{p} / 9 + O\left(k^{4}\right), \\ & tg \,\delta_{l}\left(k\right) = \pi \gamma^{2} k^{2} / (2l+3)(2l+1)\left(2l-1\right) + O\left(k^{4}\right), \ l > 1. \end{aligned} \tag{3.7'}$$

Пайденные выражения были использованы в <sup>310</sup> для определения *a<sub>s</sub>*, *r<sub>0s</sub>* и *a<sub>p</sub>* ипертных газов по экспериментальным сечениям σ<sub>el</sub> и известной поляризуемости α.

Разложения (3,17) и т. п. справедливы в сравнительно узкой области малых энергий, разложение для  $f_l(k^2)$  или  $f_l^{-1}(k^2)$ , по-видимому, применимо в большем интервале. В <sup>311</sup> предприняты попытки найти разложения, справедливые в широкой области энергий.

интервале. В — предприятия получены из точных решений уравнения Шрединобласти энергий. В <sup>293</sup>. <sup>307</sup> все результаты были получены из точных решений уравнения Шредингера, имеющихся для потенциала  $\left(-\frac{1}{2}\alpha r^{-4}\right)$ . В <sup>312</sup> был предложен метод рассмотрения, не требующий знания точных решений, примененный затем <sup>313</sup>, <sup>308</sup> к расссянию в поле квадрупольного потенциала (напомним, что этот потенциал является нецентральным). Получено разложение для tg  $\delta_l$  при одновременном действии квадрупольного и поляризационного потенциала.

Влияние неадиабатичности поляризации на характер зависимости фазы от энери ни рассматривается в <sup>311</sup>.

Уточненные значения  $\delta_l$  ( $k^2$ ) могут быть использованы в формулах типа (3,14), (3,15). Неясно, однако, не следует ли также заново вычислить матричные элементы с более корректными асимптотическими функциями. Очевидно, что функции (3,5) и (3,6) следует использовать с уточненным нормировочным множителем; для порогового поведения сечения

<sup>\*)</sup> Поведение фазы  $\delta_s(k)$  в поле  $\left(-\frac{1}{2}\alpha r^{-1}\right)$  рассмотрено также в <sup>309</sup>. Уравнение Шредингера приближенно решается, что позволяет составить из tg  $\delta_s(k)$ , поляризуе-

Предингера приолиженно решается, что позволяет составить из tg  $\delta_s(k)$ , поляризуемости и k некоторое выражение, которое фактически соответствует  $f_s(k^2)$ , но которое в <sup>309</sup> полагается равным константе. Таким образом, в <sup>309</sup> определяется зависимость фазы  $\delta_s(k)$  от k в предположении  $r_{0s} = 0$ . Как и в <sup>293</sup>, в <sup>309</sup> указывается на возможность использования энергии сродства для определения  $\delta_s(k)$ .

<sup>4</sup> УФН, т. 91, вып. 2

# Таблица VII

Измерения суммарных спектров

Газ	Метод	λ, мп	T, 103 °K	Примечания
Водород	5 <sub>1</sub> 262	0,3-0,8	11-18	$N_e = 0, 3 - 1, 1 \cdot 10^{17}$
Углерод	A 201	0,28-0,58	12, 5-14, 5	p = 1 amm
C+H	Γ 314	0,22-0,7	39	p-120 я 500 атм
C+N+O	A 224	0,23-0,65	10,9	$p=-1$ and $m_{\mathcal{M}}$
Азот	A 202 B <sub>2</sub> 315, 317	0,43-0,63 2-6	$   \begin{array}{c}     10,5-13 \\     8 \\     6 5 0   \end{array} $	$p = 1 \text{ amm}$ $Q/Q_0 = 0.8$
	E <sub>1</sub> <sup>259</sup> A <sup>256</sup>	$ \begin{bmatrix} 0,5\\0,25-0,75\\4,4\\0,5\end{bmatrix} $	9,3-5 9,25 11 n 12 12 9,3-11 6	$p_1 = 1 \dots m n \ln p$ $Q/Q_0 = 0, 2 \dots 2 \cdot 10^{-2}$ $p = 1 \ amm$
	B 316	0,25-0,55	40 - 50	$N_{ m  ho} \simeq 10^{18}$
Кислород	$\begin{bmatrix} A & 203 \\ B_1 & 318 \\ A & 319 \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c}0,43-0,63\\0,5\\0,3-2,5\end{array}$	$\begin{array}{r} 10,5{}13\\9{}12\\9{}14\end{array}$	$p = 1  am.m$ $p_1 = 1  m.m  Hg$ $p = -1  am.m$
Воздух	$\begin{array}{c} {\rm B_2} \\ {\rm B_2} \\ {\rm B_2} \\ {}^{315}, \\ {}^{317}\end{array}$	1-4,8 2-8	88	
	${}^{{\rm E_{1}^{321}}}_{{\rm E_{f}^{322}}}$	0,25-2 0,5 0,5-1,3	0-8 9,65 9,65 10.5	$p_1 = 1$ <i>MM</i> Hg $p_1 = 0, 1$ <i>MM</i> Hg $p_1 = 0, 1-1$ <i>MM</i> Hg $p_1 = 1$ <i>MM</i> Hg
	$\begin{array}{c} {} {} {} {} {} {} {} {} {} {} {} {} {}$		$7-119,659,658-1240-50\sim 35$	$p_{1} = 0, 1 - 1$ amm $p_{1} = 0, 1$ mm Hg $Q/Q_{0} = 10^{-3} - 0, 1$ $p_{1} = 0, 1$ mm Hg $N_{e} = 10^{16}$ $N_{e} = 10^{16} - 10^{17}$
Аргон	$\begin{array}{c} {\rm E_1} & {}^{325} \\ {\rm A} & {}^{326} \\ {\rm E_2} & {}^{327} \\ {\rm A} & {}^{328} \end{array}$	0,42-0,58 0,3-1 0,48*) 0,4-0,7	$\begin{array}{r} 10-13\\ 16\\ 10,5\\ 10,5-13\\ 44 44 5\end{array}$	$p_1 = 10 \text{ MM Hg}$ p = 1, 1  amm $N_e = 10^{16}$ p = 1  amm
	A 206 B <sub>1</sub> 329 B <sub>1</sub> 330	0,4-2,4 0,25-0,75 0,41 n 0,45 0,4-0,6 0,45	$ \begin{array}{c} 11-11, 7 \\ 12 \\ \sim 10 \\ 30 \\ 24 \end{array} $	p = 1 amm $p \simeq 1$ amm **) $p_1 = 1$ amm
	Б <sub>2</sub> <sup>331</sup> А <sup>332</sup> А 359 А 333	$\begin{array}{c}0,4-0,6\\0,4\\0,35-0,6\\0,35-0,8\end{array}$	$\sim 12$ 12 $\sim 13$	р == 6 атм р == 1 атм р == 1 атм р == 5-50 тор
Криптон	${{\mathbb B}_2 \atop {\mathbb B}_1^{327} \atop {}^{334}}$	0,34-0,48*) 0,43	10,5	$N_e \simeq 3 \cdot 10^{16}$
	B <sub>1</sub> 329 B <sub>1</sub> 330 B <sub>2</sub> 331	и 0,55 ***) 0,43 и 0,49 0,45 0,40,6	$ \begin{array}{c} 9-11 \\ \sim 10 \\ \sim 38 \\ \sim 13 \end{array} $	$N_{e} = 0, 2-1, 2 \cdot 10^{17}$ $p = 1 \ amm \ **)$ $p_{1} = 1 \ amm$ $p \approx 13 \ amm$
Kr + H	Б <sub>2</sub> <sup>260</sup> Б <sub>2</sub> <sup>261</sup>	0,4-0,6 0,4-0,6	11 8	$p \simeq 40 \ amm p p \simeq 40 \ amm$
Ксенон	$\begin{array}{c} {\rm A} \ \ {}^{335} \ \ast \ast \ast \ast \ast ) \\ {\rm E}_2 \ \ {}^{327} \\ {\rm E}_1 \ \ {}^{334} \\ {\rm E}_1 \ \ {}^{329} \\ {\rm E}_2 \ \ {}^{331} \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,2-1,9\\ 0,48*)\\ 0,55***)\\ 0,43\\ 0,4-0,6 \end{array}$	$ \begin{array}{c} 8-10 \\ 10,5 \\ 9-11 \\ \sim 10 \\ \sim 13 \end{array} $	$p \simeq 25 \ ammu$ $N_e = 10^{17}$ $N_e = 0, 6 - 2 \cdot 10^{17}$ $p \simeq 1 \ ammu$ **) $p \simeq 20 \ ammu$
Хлор	A 205	0,28-0,54	10,5—12	p =_ 1 атм

Газ	Метод	х, мк	T, 10 <sup>3</sup> °K	Примечания
СНСІ <sub>3</sub> Железо Ртуть	A <sup>336</sup> A <sup>337</sup> A <sup>338</sup> A <sup>339</sup> A <sup>340</sup>	$\begin{array}{c} 0,4-0,6\\ 0,3-0,5\\ 0,2-3\\ 1,1-1,6\\ 0,28-0,65\end{array}$	11,2 и 11,5 6,3 ~6 7,3 7,8	$p = 1 \ amm$ $N_e = 3 \cdot 1016$ $p = 1.6 \ amm$ $p = 35 \ amm$ $p = = 60 \ amm$

Продолжение табл. VII

 $\Lambda-$ дуговой разрид, Б<sub>1</sub>— падающая ударная волна, Б<sub>2</sub>— отраженная ударная волна, В— искра, Г— капиллярный разряд, р— давление в плазме,  $p_1$ — давление холодного газа перед фронтом ударной волны,  $N_e$ — концентрация электронов в плазме,  $\varrho/\varrho_0$  — относительная плотность плазмы ( $\varrho_0$  — пормальная плотпость).

\*) Относительные измерения выполнены в дианазоне  $\lambda = 0.24-0.48$  . *и.е.*  $T = 7,5 - 12 \cdot 10^3$  °K,  $N_e = 10^{15} - 10^{18}$ .

\*\*) Измерения выполнены только относительные; дианазон изменения haраметров:  $N_e^2 (kT)^{-\frac{1}{2}} = 10^{31} - 3 \cdot 10^{24}$  (Ar);  $3 \cdot 10^{30} - 3 \cdot 10^{33}$  (Kr);  $10^{29} - 10^{32}$  (Xe). \*\*\*) Относительные измерения выполнены в дианазоне  $\lambda = 0, 3 - 0, 65$  мк. \*\*\*\*) Обзор работ по ксеноновым дугам высокого давления.

фотоотрыва это дало <sup>308</sup>

$$\sigma \sim k^{2l_m+1} \left[ 1 - Ck^2 \ln k + O(k^2) \right], \tag{3.18}$$

где константа С определяется поляризуемостью, квадрупольным моментом и  $l_m$ .

Поведение сечения у порога исследуется в измерениях <sup>253-255</sup>. Результаты говорят о справедливости формулы (3,12) для всех изученных ионов. хотя для Br- и J- наблюдались резонансные максимумы вблизи порога <sup>254</sup>. Эти пики, по-видимому, не относятся к собственно фотоотрыву, хотя и не исключена возможность автоотрыва (явления, аналогичного автоионизации). В <sup>254</sup> была предпринята попытка проверить формулу (3.18). однако недостаточная точность не позволила заключить, что (3,18) лучше соответствует экспериментальным данным, чем (3,12).

### **IV. СУММАРНЫЕ СПЕКТРЫ**

В настоящее время имеется значительное число работ, в которых измеряются спектры горячего газа или плазмы. Большей частью определяются спектры излучения. В <sup>314, 330</sup> находится коэффициент поглощения (по изменению яркости с увеличением толщины слоя 314, 330 и непосредственно, по ослаблению пропускаемого луча 314) \*).

Наблюдаемые спектры, как правило, образуются в результате наложения спектров, обусловленных несколькими элементарными процессами. Существующие теоретические и экспериментальные данные по отдельным процессам, рассмотренные в предыдущих разделах, позволяют интерпретировать наблюдаемые спектры. Однако для этого необходимо чтобы при измерениях определялся полный комплект параметров (температура, давление, химический состав и т. д.). Сводка экспериментов, в той или иной степени удовлетворяющих этому требованию, представлена в табл. VII.

231

<sup>\*)</sup> Новый метод измерения коэффициента поглощения рассматривается в 341

Анализ экспериментальных данных показывает, что в целом результаты расчетов и измерений для суммарных спектров удовлетворительно согласуются между собой. Примеры сопоставления представлены на рисунках 15—20, причем выбраны условия, при которых преобладают



Рис. 15. Яркость излучения кислородной плазмы (10 500° K, 1 атм).

(10 000 х., 1 илия). Результаты измерений: 1—<sup>203</sup>; результаты расчетов: 2 рекомбинационное и тормозное излучение (2,6), 3 — тормозное излучение на атомах О (3,3), 4 — сумма, включающая радиационное прилипание О-.

цессов, что и атомы (рекомбинационное и тормозное излучение, радиационное прилипание и т. д.), а также за счет специфически молекулярных процессов (например, фотодиссоциация). Кроме того, в молекулярных спектрах аналогом спектральных линий являются полосы.

которые в условиях повышенного давления, взаимного наложения и недостаточной разрешающей способности могут быть приняты за участки непрерывного спектра.

Рекомбинационные и тормозные (на ионах) процессы. Формулы (2,3) - (2,9) удовлетворительно описывают имеющиеся экспериментальные данные. Согласие имеет место как по абсолютной величине, так и по частотной и температурной зависимостям. Охвачены случаи как  $\xi(v) > 1$ , так и  $\xi(v) < 1$ . Экспериментально подтверждена зависимость  $\varepsilon(v, T)$  от частоты при  $v < v_g$ .

Функции  $\xi$  (v) для ионов разной кратности ионизации одного и того же химического элемента различны. При возрастании Z они стремятся к единице. Так,  $\xi$  (v)  $\cong$  1 для О III и N III. В <sup>316</sup> действительно наблюдалась независимость от частоты спектров испуразличные процессы. Обсудим результаты сопоставления измеренных и вычисленных спектров.

Предварительно отметим, что при интерпретации непрерывных спектров иногда следует учитывать роль молекул, даже если они присутствуют в весьма малых концентрациях (например, на рис. 19 концентрация NO в 40 раз меньше концентрации ато-Молекулы вносят мов). непрерывный вклал в спектр за счет тех же про-



Рис. 16. Яркость излучения азотной плазмы (13 000° К, 1 атм).

1 — результаты измерений <sup>202</sup>, 2 — рекомбинационное и тормозное излучение, рассчитанное по (2.6), 3 — расчет по (2,2) при минимальном значении Z<sup>\*2</sup> = 1.

скания воздуха в условиях, когда преобладают эти ионы. Отметим, что для ионов отличие  $\xi(v)$  от единицы с возрастанием Z проявляется при все бо́льших частотах. Для экспериментального обнаружения частотной зависимости  $\xi(v)$  нужно проводить измерения в частотном интервале, пропорциональном  $Z^2$ .

При малых v, когда преобладают свободно-свободные переходы (формула (2,9)),  $\varepsilon$  (v, T) также зависит от v (см. рис. 17), что обусловлено

отличием фактора Гаунта от единицы. Выражение (2,9) справедливо вплоть до плазменной частоты, в области которой наблюдается резкий спад свечения <sup>343, 359</sup>. Другое возможное ограничение применимости (2,9) со стороны малых частот обусловлено появлением реабсорбции: с дальнейшим уменьшением частоты яркость убывает по формуле для черного тела <sup>344, 345</sup>.

Согласие теории и эксперимента по суммарным рекомбинационным спектрам оказывается лучшим, чем по отдельным сечениям, обсуждавшимся в 1.4. Это объясняется тем,

что часть погрешностей, проявляющихся при использовании (1,8) для отдельных сечений (см. 1.2), взаимно компенсируется при суммировании.

Уровни реального атома расположены неравномерно, поэтому экспериментальные спектры могут иметь некоторые иемонотонные отклонения от плавных кривых, даваемых (2,3)—(2,7) (см. рис. 18). Непосредственное суммирование по всем уровням не всегда гаметно улучшает ситуацию, поскольку при этом проявляются все погрешности формулы (1,8); это подтверждается непосредственными расчетами для азота 62.

При сопоставлении теории и эксперимента принималось во внимание смещение порога фотоионизации. Значения множителя ехр  $(h\Delta v/kT)$  не сильно отличались от единицы и составляли 1,25-1,5. Поэтому он не мог существенно повлиять на результаты сравнения теории и эксперимента. Вместе с тем множитель ехр  $(h\Delta v/kT)$  во всех случаях улучшал согласие теории с экспериментом, что говорит о разумности допущений, принятых при приближенном учете роли эффектов взаимодействия.

Обычно измерения проводятся при давлении порядка одной атмосферы (для ксеноновых дуг — несколько десятков *атм*). В <sup>314</sup> измерения были

ситков *алм*). В че измерения обли проведены в капиллярном разряде при давлениях 120 и 500 *алм*. Учет ехр ( $h\Delta v/kT$ ) приводит к хорошему согласию теории и эксперимента при 120 *алм*. Однако при 500 *алм* этот множитель приводит к завышенным по сравнению с экспериментом теоретическим значениям яркости излучения. Таким образом, при больших давлениях начинают сказываться факторы, ослабляющие интенсивность непрерывного спектра, в частности, сокращается отрезок траектории, на котором электрон взаимодействует с отдельным ионом. Создание и исследование плотной плазмы связано со значительными трудностями; в <sup>330,346</sup> предприняты попытки провести измерения для газа, нагретого и сжатого ударной волной, образованной взрывом (начальное давление газа — атмосферное).

Радиационное прилипание. Сечения фотоотрыва, измеренные прямыми методами, хорошо согласуются с наблюдаемыми



Рис. 17. Яркость излучения азотной илазмы (12 000° К, 1 атм).

плазмы (12 000 К, 1 аллл). Результаты расчетов: 3--формулы (2,6) и (2,9) (выделены уровни 3s<sup>2</sup> P и <sup>4</sup>P, уровень 2p<sup>4</sup> <sup>4</sup>P не учитывался). 4 — к яркости, даваемой кривой 3, добавлена яркости, радиационного прилипания N-, оцененная в предположении, что сечсние фотоотрыва постоянно и равно 10<sup>-18</sup> см<sup>2</sup>, а энергия сродства — 1 зе. суммарными спектрами (см. рис. 15). Для N<sup>-</sup> прямые измерения отсутствуют, но поскольку существование этого иона установлено, то избыток наблюдаемого свечения 202, 256, 259 можно отнести за счет радиационного прилипания. Вычитая из измеренной яркости рассчитанную, обусловленную рекомбинационными и тормозными процессами, можно оценить сечение фотоотрыва \*); полученную величину можно затем использовать для определения диапазона p и T, при которых N<sup>-</sup> существен 347. При 1 *атм* и 13 000° К такая оценка показывает, что вклад радиационного



Рис. 18. Показатель поглощения плазмы Ar. 1 — экспериментальные результаты <sup>328</sup> (для 16 000° К приведена кривая, вычисленная в <sup>328</sup> по данным <sup>326</sup>), 2 — расчет по (2,3).

прилипания мал, и, действительно, эксперимент согласуется с теорией без привлечения N<sup>--</sup> (см. рис. 16).

Континуумы — рекомбинапионный и обусловленный радиационным прилипанием - по-разному зависят от температуры и давления. Поэтому измерение таких зависимостей для суммарного континуума помогает отождествить природу наблюдаемого спектра <sup>259</sup>, а также позволяет приближенно разделить континуумы, обусловленные разными процессами, не прибегая к непосредственным расчетам отлельных вкладов 203, 257. Такое разделение облегчается тем, что зависимость от температуры имеет аналитический вид не только для континуума радиационного прилипания, но

и для рекомбинационно-тормозного континуума, так как задаваемая графически функция  $\xi(v)$  практически не зависит от T.

Тормозные процессы (на атомах). Имеющиеся скудные экспериментальные данные согласуются с теоретическими оценками. Для сравнительно простых систем можно провести количественное сравнение (см. рис. 19), используя (3,3). Из (3,4) вытекает приближенный общий критерий преобладания тормозных процессов на атомах над тормозными процессами на ионах <sup>300</sup>:

$$N_i/N_a \ll 10^{-3}\overline{\sigma}(T) T^2, \tag{4.1}$$

где  $\overline{\sigma}$  (*T*) выражено в  $\pi a_0^2$ , *T* — в *эв*. В условиях работы <sup>339</sup>, в которой измерялась спектральная яркость ртутной дуги, неравенство (4,1) выполняется и измеренная величина действительно на порядок превышает величину, даваемую формулой (2,6). В <sup>328</sup> для аргона (4,1) не выполняется и измерения согласуются с величиной, даваемой (2,6).

Имеющиеся расхождения. В группе экспериментов <sup>259, 318</sup> можно отметить некоторое превышение результатов измерений по сравнению с расчетными данными и результатами других экспериментов. Однако эти измерения были проведены на ударных трубах и без проведения непосредственных измерений *T* и N<sub>e</sub>. В таких

<sup>\*)</sup> Ввиду неопределенности в энергии связи фактически удобнее оценивать яркость свечения, испускаемого при радиационном прилицании, и коэффициент поглощения, рассчитанные на один электрон и один атом.

случаях трудно ожидать высокой точности. На рис. 20 приводятся результаты аналогичных измерений для инертных газов. В <sup>327</sup> оговаривается, что абсолютные измерения верны с точностью до множителя 2—3 и что точность результатов <sup>325</sup> не выше. Так же оценивается падежность измерений в <sup>334</sup>.

Охлаждение, возможность отклонения от равновесия, неидеальность отражения ударной волны, погрешность при расчете температуры и т. п. затрудняют сопоставлеиме результатов измерений с теорией при использовании расчетных параметров ударной волны. Проведение комплектных измерений дает результаты, хорошо согласующиеся с теорией <sup>262</sup>.

Обсудим результаты, полученные в <sup>205</sup> для свечения плазмы хлора в разряде. Измерения при различных температурах дали возможность выделить рекомбипационный континуум. Оказалось, что он составляет меньшую часть наблюдавшейся яркости.



Рис. 19. Спектральная интепсивность излучения воздуха (8000° К, 35 атм, толщина слоя 1 сл) <sup>342</sup>.

Экспериментальные значения:  $1' - 3^{38}$ ,  $2' - 3^{20}$ ,  $3' - 4^{16}$  (р = 38 *атм.*). Рассчитанные вклады отдельных процессов: I — полосы  $O_2$ ; 2, 3, 8, 9, 10, 16 — полосы N; 4, 5 — полосы  $N_2$ ; 6, 7 — полосы  $N_2^+$ ; 11 — радиационное прилипание  $0^-$ ; 12 — радиационное прилипание  $N^-$ ; 13 — тормозное и рекомбинационное излучение электронов в поле  $NO^+$ ; 14 — то же для ионов  $N^+$  и  $O^+$ ; 15 — тормозное излучение электронов в поле  $NO^+$ ; 14 — то же для ионов  $N^+$  и  $O^+$ ; 15 — тормозное излучение электронов в поле  $NO^+$ ; 14 — то же для иновы  $N^+$  и  $O^+$ ; 15 — тормозное излучение электронов в поле  $NO^+$ ; 14 — то же для и сущих частия (в основном  $N_2$ ).  $\Sigma$  — суммарная расчетная интенсивность излучения;  $\Sigma'$  — то же для p = 38 *атм.* Тонкая пунктарная кривая соответствует 0,1 интенсивности излучения черного тспа."

Непосредственный расчет по формуле (2,6) также показывает, что рекомбинационные процессы не могут объяснить всего наблюдавшегося свечения (всличина  $\xi$  (v) из соображений сходства квантовых дефектов <sup>87</sup> была принята такой же, как у К и Аг). Избыток свечения не может быть отнесен за счет  $Cl^-$ , энергия сродства которого 3,6 за (отметим, что край сцектрального интервала в <sup>205</sup> захватывал порог  $Cl^-$ , но соответствующего континуума не наблюдалось). Отнесение избытка свечения за счет тормозных переходов в поле атомов, в соответствии с (4,1), требуст  $\overline{\sigma} \gg 10^2 \pi a_0^2$ , что маловероятно, тем более, что для Cl можно ожидать наличие эффекта Рамзауэра. В <sup>336</sup> измерено свечение плазмы хлороформа  $CHCl_3$ , в основном обусловленное хлором. Результаты <sup>336</sup> в два раза меньше, чем в <sup>205</sup> (в пересчете на один атом хлора). Однако такое уменьшение не сничает еще вопроса об избыточном свечения.

Представляет интерес более дстальное измерение температурной зависимости рекомбинационного свечения. Результаты <sup>202</sup>, <sup>256</sup> для азота несколько противоречат друг другу, имеется также некоторое расхождение между измерениями <sup>256</sup>, <sup>201</sup> и предсказаниями теории. Согласие же между экспериментом и расчетом для относительной температурной зависимости должно быть существенно лучшим, чем для абсолютных величин. Так, при изменении T от 10 480 до 13 030°К коэффициент поглошения Ar  $(\lambda = 0,4 \mu)$  изменяется в 18,4 раза (расчет) и в 18,0 раз (измерение) (рис. 18).

Неотождествленный максимум наблюдался в спектре углерода 201.

Интегральные измерения. Имеется ряд работ, в которых предпринимаются измерения интегральных лучистых потоков различных газов (в большей или меньшей области спектра); данные об излучаемой энергии можно получить из анализа баланса дуги <sup>348</sup> и охлаждения ударных волн <sup>350</sup>. Эти результаты также представляют некоторую возможность проверки теоретических расчетов непрерывных спектров. Следует однако учитывать, что помимо



Рис. 20. Яркость излучения инертных газов, нагретых сильной ударной волной.

теоретическая кривая (неко-I - теоретическая нривая (неко-торые различия для Ar, Kr и Xe не прияяты во внимание); экспе-риментальные точки: Ar —  $2 - {}^{327}$ , 3 - точки, найденные  $8 {}^{227}$  по ре-зультатам  ${}^{325}$ ; Kr —  $4! - {}^{327}$ ,  $5 - {}^{334}$ , Xe — 6 (верхияя точка из  ${}^{327}$ , нижняя — из  ${}^{334}$ ). непрерывного спектра важный, а иногда и основной вклад в энергию, излучаемую низкотемпера-турной плазмой, как показано в <sup>349-351</sup>, вносят спектральные линии.

Использование для диагностики. Экспериментальное и теоретическое исследования непрерывных спектров нозволили получить в ряде случаев достаточно надежные результаты для абсолютных величин яркости, спектральных и температурных зависимостей. Поэтому применение анализа непрерывных спектров для диагностики плазмы представляется в настоящее время значительно более обоснованным (см., например, <sup>352-354</sup>).

## V. НЕКОТОРЫЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ вопросы

Неравновесные условия. Выше при выводе выражений для суммарных коэффициентов поглощения или испускания предполагалосьналичие локального термодинамического равнове-

сия. Точно так же можно рассмотреть излучение неравновесного газа; при этом следует использовать соответствующие распределения атомов и ионов по возбужденным состояниям и электронов — по скоростям. Положение упрощается, если состояние газа таково, что возможно введение температуры электронов  $T_e$  и температуры возбуждения. Тогда ряд формул, полученных выше, можно использовать непосредственно.

При нахождении результирующего показателя фотоионизационного поглощения предполагалось лишь наличие больцмановского распределения по возбужденным состояниям. Поэтому полученный результат можно использовать и в тех неравновесных случаях, когда температура возбуждения отличается от кинетической температуры. Существенно только, чтобы распределение возбужденных атомов можно было описать больцмановской формулой. Соответствующую температуру и следует использовать в результирующих выражениях для показателя поглощения.

Иногда заселенности возбужденных состояний и концентрация электронов в равной мере отличаются от равновесных 355. Относительное распределение по возбужденным состояниям характеризуется Te. В этом случае в выражение для показателя поглощения вводится Те и коэффициент, учитывающий общую меру отклонения от равновесия. Следует учитывать, что отклонение от равновесия может иметь и более сложный характер, что показано экспериментально в 352 и теоретически в 356.

Аналогично, формулы для яркости рекомбинационного и тормозного (в поле ионов или атомов) свечения справедливы во всех тех случаях, когда распределение электронов по скоростям соответствует максвелловскому.  $T_e$  может отличаться от температуры тяжелых частиц. В таких случаях в (2,6) и (3,3) следует использовать величину  $T_e$  и фактические значения  $N_e$ ,  $N_a$  (эти же соображения справедливы при рассмотрении поглощения, обусловленного свободно-свободными переходами). Несморассмотрении поглощения, обусловленного свородно-свородными переходами). Несмо-тря на очевидность этих соображений, полной ясности в этом вопросе в литературе нет. На это справедливо указано в <sup>357</sup>, где выполнены измерения, показывающие применимость выражения (2,6) в условиях, когда реализуется распределение по Максвеллу и имеется сильное отклонение от формулы Саха. Функции § (v) сами по себе имеют еще более широкую область применения в нопения условиях. Пере в том ито при выволе формулы для <sup>5</sup> (v) формулории.

в неравновесных условиях. Дело в том, что при выводе формулы для § (v) фактически не требуется явный вид распределения атомов по возбужденным состояниям. Мы можем

считать его произвольным (единственное ограничение заключается в том, что для уровней с одинаковой энергией населенности должны быть пропорциональны статистическим весам, т. е. распределение имеет вид ( $\omega_l/\Sigma_0$ )  $f_t$  ( $E_{nl}$ ), где параметры, характеризующие распределение, обозначены символом t). Весь вывод проделывается совершенно аналогично, и мы получаем  $\varkappa$  ( $\nu$ , t) =  $\varkappa_H$  ( $\nu$ , t)  $\xi$  ( $\nu$ ),

$$\varkappa_{H}(\mathbf{v}, T) = \sum n^{2} f_{t}(E_{nl}) \, \sigma_{nl}(\mathbf{v}) \simeq \int f_{t}(E_{nl}) \, \frac{1}{2} \, Z^{-2n^{5}} \sigma_{nl}(\mathbf{v}) \, dE_{nl},$$

причем для  $\xi$  (v) получается прежняя формула. Этот результат справедлив при квантовых дефектах, не зависящих от энергии; поскольку мы видели, что и при линейных квантовых дефектах функции  $\xi$  (v, T) слабо зависят от температуры, то, видимо, среднюю величину  $\xi$  (v) =  $\overline{\xi}$  (v, T) также можно применять к газу с распределением, отличающимся от больцмановского. Учет мультиплетности и распространение на свободно-свободные переходы проделываются совершенно аналогично и не вносят каких-либо особенностей.

М ногофотонные процессы. Общее рассмотрение дается в <sup>360</sup>. Мы ограничимся обсуждением лишь некоторых вопросов, связанных с двухфотонным поглощением и испусканием. Запишем гамильтониан взаимодействия поля излучения с зарядами, ограничиваясь для простоты рассмотрением одного электрона. В стандартных обозначениях

$$H_{i} = -(e/mc) \hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{p}} - (e^{2}/2mc^{2}) \hat{A}^{2}.$$
 (5,1)

Оператор  $\hat{Ap}$  в первом порядке теории возмущения дает описание однофотонных процессов, во втором — группу двухфотонных процессов поглощения и испускания, которые можно трактовать как переходы из начального состояния в конечное через совокупность виртуальных состояний. При этом необходимо, чтобы частоты фотонов  $\omega_{\alpha}$  п  $\omega_{\beta}$  отвечали условию

$$E_2 - E_1 = \hbar \omega_{\alpha} + \hbar \omega_{\beta}, \qquad (5,2)$$

а начальное и конечное состояния имели одинаковую четность.

Оператор  $\hat{A}^2$  приводит к двухфотонным процессам уже в первом порядке теории возмущения. Этот процесс идет без участия виртуальных состояний. Условие (5,2) по-прежнему необходимо, однако четность начального и конечного состояний должна быть разной, что позволяет обе упомянутые группы двухфотонных процессов рассматривать независимо. Отметим качественные особенности двухфотонных процессов.

Вероятность поглощения двух фотонов пропорциональна  $n_{\omega\alpha} \cdot n_{\omega\beta}$  — произведению концентраций фотонов соответствующих частот <sup>361</sup>. Аналогично, вероятность испускания двух фотонов пропорциональна

$$(n_{\omega_{\alpha}}+1)(n_{\omega_{\beta}}+1) = n_{\omega_{\alpha}}n_{\omega_{\beta}}+n_{\omega_{\alpha}} - n_{\omega_{\beta}}+1.$$
(5.3)

Первое слагаемое в правой части (5,3) отображает вынужденное испускание двух фотонов, последнее — спонтанное испускание. Второе и третье слагаемые отображают радиационный процесс, не имеющий аналога в группе однофотонных процессов, который можно трактовать следующим образом: возбужденный атом под воздействием фотонов какой-либо одной частоты ( $\omega_{\alpha}$  или  $\omega_{\beta}$ ) испускает два фотона ( $\omega_{\alpha}$  и  $\omega_{\beta}$ ). Можно показать, что один из них идентичен по своим характеристикам фотонам, вызвавшим переход. На второй фотон накладывается лишь условие, определяющее его частоту в соответствии с (5,2). Этот процесс уместно назвать вы нуж денно-спонтани ым испускает не м<sup>362</sup>. Равновесие поля излучения и вещества при наличии двухфотонных процессов

Равновесие поля излучения и вещества при наличии двухфотонных процессов поглощения и испускания может быть получено лишь при учете вынужденно-спонтанного испускания. Детальное равновесие должно иметь место в отдельности для процессов, обусловленных первым и вторым членами гамильтониана (5,1). Отсюда находится связь вероятностей всех четырех процессов каждой группы <sup>362</sup>.

В отличие от однофотонных процессов, двухфотонные приводят к появлению непрерывного спектра даже при переходах между дискретными состояниями (см. (5,2)). В случае двухфотонной ионизации пепрерывный спектр возникает в области частот, меньших границы фотоэффекта.

Известно весьма ограниченное число работ, в которых наблюдалось двухфотонное поглощение газами в оптическом диапазоне. Так, в <sup>363</sup> впервые наблюдалось двухфотонное поглощение излучения рубинового лазера парами цезия. При этом совершался переход 6S - 9D, о чем свидетельствовало появление излучения линии Cs 5847 Å (переход с  $9D_{3/2}$  на промежуточный уровень  $6P_{3/2}$ ). Была вычислена вероятность поглощения. Результат вычисления был использован для оценки интенсивности  $\lambda$  5847 Å, которая оказалась на два порядка выше измеренной. Автор <sup>363</sup> полагает, что расхождение связано с тушением состояния  $9D_{3/2}$  межатомными столкновениями.

В <sup>364</sup> наблюдалось двухфотонное поглощение в парах калия, вызывавшее переходы между дискретными уровнями 45 — 65. Атомы калия подвергались воздействию двух свстовых импульсов: мощного рубинового лазера и излучения, возникавшего в результате комбинационного рассеяния лазерного луча. Наличие двухфотонного поглощения регистрировалось по появлению линий калия, соответствующих переходам с уровня 6S.

В <sup>365</sup> методом скрещенных пучков наблюдался двухфотонный фотоотрыв от J-(энергия фотона в лазерном цучке — 1,785 эв, энергия сродства иода — 3,076 эв). Расчет вероятности фотоотрыва проводится сравнительно легко, поскольку имеются лишь два состояния (основное состояние пона и континуум). Вероятность двухфотоиного фотоотрыва  $W_2$ , рассчитанная на один отрицательный ион и на секунду, равна  $W_2 = \delta F^2$ , где F — поток фотонов (в  $cm^{-2} ce\kappa^{-1}$ ). Было получено <sup>366</sup>, что  $\delta = 5 \cdot 10^{-51}$  (для J-); 1,2 · 10 - 51 (Br-); 0,3 · 10 - 51 (F-). Однако из эксперимента <sup>365</sup> следует  $\delta =$ = 180.10-51 (J-). Авторы 365 полагают, что расхождение связано с тем, что в 366 при нычислении матричных элементов для волновой функции свободного электрона бралась плоская волна. Расхождение, возможно, обусловлено также и тем, что в <sup>366</sup> учитывался лиць член  $\hat{Ap}$  гамильтоциана. Учет слагаемого  $\hat{A}^2$  (в цриближении плоских волн) приводит к  $\delta = 20 \cdot 10^{-51}$  367. Вследствие отсутствия у отрицательного иона возбужденных дискретных состояний, вероятности однофотонного и двухфотонного фото-отрыва могут быть связаны между собой. В <sup>367</sup>, используя известное сечение однофотон-ного фотоотрыва, для двухфотонного было получено  $\delta = 410 \cdot 10^{-51}$ . Роль первого и второго слагаемых в гамильтониане взаимодействия также обсуждается в <sup>368</sup>, <sup>369</sup>.

Церник <sup>370</sup> развил теорию двухфотонной ионизации водородоподобных состояний. Учитывалось первое слагаемое гамильтониана. Для вычисления суммы матричных элементов второго порядка использовался метод, предложенный в <sup>371</sup>. Результаты были обобщены в <sup>372</sup>. Пусть энергетически возможна как однофотонная, так и двухфотонная ионизация; суммарное сечение фотоионизации равно

$$\sigma_n(\lambda) = 1,045 \cdot 10^{-2} Z^4 n^{-5} \lambda^3 [g_1 + g_2 (I/I_0) (\lambda/\lambda_0)^3],$$

где g<sub>1</sub> — фактор Гаунта; g<sub>2</sub> — величина, близкая к единице, слабо зависящая от  $\lambda$  и n;  $I_0 = 7,019 \cdot 10^{16} \ em \cdot cm^{-2}; \ \lambda_0 = 455,88 \ Å. Для длин волн, бо́льших красной границы фотоэффекта, когда возможна только двухфотонная ионизация, <math>\sigma_n$  ( $\lambda$ ) резко осциллирует с изменением длины волны, в среднем возрастая с увеличением  $\lambda$  (при неизменной энергетической плотности облучающего излучения).

Ренд 373 рассмотрел свободно-свободное однофотонное и двухфотонное поглощение при облучении электрона, движущегося в кулоновском поле иона. Результат суще-ственно зависел от величины параметра  $e^2 E^2/m\hbar\omega^3$ , где E — напряженность облу-чающего поля, а  $\omega$  — его частота. Было показано, что если при малых значениях параметра сечение изменяется как  $\omega^{-7/2}$ , то при больших — сечение  $\sim \omega$ .

Научно-исследовательский институт высоких температур АН СССР

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. W. Finkelnburg, T. Peters, Handbuch d. Phys., Bd. 28, Springer--Verlag, Berlin, 1957. 2. Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя элек-
- тронами, М., Физматгиз, 1960.
- W. I. Karzas, R. Latter, Astrophys. J., Suppl. ser. 6, 167 (1961).
   P. J. Brussard, H. C. van der Hulst, Rev. Mod. Phys. 34, 507 (1962).
   A. Burgess, Memoirs Roy. Actron. Soc. 69, No. 1 (1964).
   Ф. И. Вилесов, УФН 81, 669 (1963).
   C. L. Waisslar, Handbuch d. Phys. Pd. 24, Springer 4056.

- G. L. Weissler, Handbuch d. Phys., Bd. 21, Springer, 1956.
   D. R. Bates, Mon. Not. Roy. Astr. Astron. Soc. 106, 423, 432 (1946). (Имеется русский перевод в сб. «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца», М., ИЛ, 1951.)
- 9. Р. Дитчберн, У. Оник, в кп. «Атомные и молекулярные процессы», М., Мир, 1964. 10. И. И. Собельман, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз,
- 1963.
- 11. S. Chandrasekhar, Astrophys. J. 102, 223 (1945).
- 12. Д. Хартри, Расчеты атомных структур, М., ИЛ, 1960.

- Д. А. Байнштейн, Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 1022 (1963).
   Д. А. Байнштейн, Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 1022 (1963).
   L. М. Delves, Nucl. Phys. 45, 313 (1963).
   В. М. Буймпстров, в сб. «Физические проблемы спектроскопии» том 1, М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 34.

- 16. S. Borowitz, M. O. Vassell, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 4, 663 (1964).

- 17. С. И. Ветчинкин, J. Chem. Phys. 41, 1991 (1964). 18. S. Geltman, Phys. Rev. 104, 346 (1956). 19. Д. А. Киржииц, Полевые методы теории многих частиц, М., Госатомиздат, 1963.
- 20. W. Brandt, S. Lundqvist, Phys. Rev. 132, 2135 (1963).
  21. P. L. Altick, A. E. Glassgold, Phys. Rev. 133, A633 (1964).
  22. W. Brandt, S. Lundqvist, Phys. Rev. 139, A612 (1965).
- 23. M. J. Seaton, Ann. d'Astrophys. 18, 206 (1955).

- 23. M. J. Seaton, Ann. d'Astrophys. 18, 206 (1955).
  24. S. Fraga, J. Math. Phys. 6, 18 (1965).
  25. M. J. Seaton, Proc. Roy. Soc. A208, 408 (1951).
  26. A. Burgess, M. J. Seaton, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 120, 121 (1960).
  27. A. L. Stewart, T. G. Webb, Proc. Phys. Soc. 82, 532 (1963).
  28. P. G. Burke, D. D. McVicar, Proc. Phys. Soc. 86, 989 (1965).
  29. M. J. Seaton, Rev. Mod. Phys. 30, 979 (1958).
  30. D. R. Bates, M. J. Seaton, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 109, 698 (1949).
  24. R. G. Breene Proc. Phys. Soc. 86, 4369 (1965).

- 31. R. G. Breene, Proc. Phys. Soc. 86, 1369 (1965). 32. R. G. Breene, J. Chem. Phys. 35, 625 (1961). 33. A. Dalgarno, R. J. W. Henry, A. L. Stewart, Planet. Space Sci. 12, 235 (1964).
  34. J. W. Cooper, Phys. Rev. 128, 681 (1962).
  35. K. G. Sewell, Phys. Rev. 138, A418 (1965).
  36. J. W. Cooper, Phys. Rev. Letts 13, 762 (1964).

- 37. A. L. Stewart, Proc. Phys. Soc. A67, 917 (1954).
- 38. А. В. И в а и о в а, Доклад на конференции «Теплофизические свойства вещества», Одесса, 1964. 39. J. H. Tait, in «Atomic Collision Processes», Amsterdam, North Holland,
- p. 586, 1963.
  40. M. J. Seaton, Proc. Roy. Soc. A208, 418 (1951).
  41. A. H. Boyd, Planet. Space Sci. 12, 729 (1964).
  42. D. R. Bates, Proc. Roy. Soc. A188, 350 (1947).
  43. B. Bates, Proc. Roy. Soc. A188, 4958 (1964).

- 43. R. R. Johnston, Phys. Rev. 136, A958 (1964); J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 5, 49 (1965).
- L. Biermann, R. Lübeck, Z. Astrophys. 26, 43 (1949).
   M. J. Seaton, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 110, 247 (1950).
- 16. L. C. Green, Astrophys. J. 109, 289 (1949).
  17. L. C. Green, N. E. Weber, Astrophys. J. 111, 587 (1950).
- 48. А. В. И вапова, Оптика и спектроскопия 16, 925 (1964). 49. А. В urgess, М. J. Seaton, Rev. Mod. Phys. 30, 992 (1958).
- 50. M. J. Seaton, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 118, 504 (1958). 51. D. R. Bates, A. Damgaard, Phil. Trans. Roy. Soc. London A242, 101 (1949). 52. M. J. Seaton, Compt. Rend. 240, 1317 (1955).
- 53. Г. Э. Норман, Оптика и спектроскопия 12, 333 (1962).
- 54. Л. Ландау, Я. Смородпиский, ЖОТФ 14. 269 (1944); J. Phys. USSR 8, 154 (1944).
- 55. H. Bethe, Phys. Rev. 76, 38 (1949).
- 56. G. F. Chew, M. L. Goldberger, Phys. Rev. 75, 1637 (1949).
- 57. J. M. Blatt, J. D. Jackson, Phys. Rev. 76, 18 (1949); Rev. Mod. Phys. 22. (1950).77
- 58. B. L. M'oiseiwitsch, Proc. Phys. Soc. 79, 1166 (1962).
- 59. А. Зоммерфельд, Стросние атома и спектры, т. 2, М., Гостехиздат, 1956. 60. Г. Э. H о р м а н, Оптика и спектроскопия 14, 593 (1963).
- 61. F. Praderie, Compt. Rend. 258, 2753 (1964); Ann. d'Astrophys. 27, 129 (1964) 62. G. Peach, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 124, 371 (1962).
- 63. H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, 1964.
- 64. Ю. В. Москвин, Оптика и спектроскопия 15, 582 (1963).
  65. С. М. Гриднева, Г. А. Касабов, Теплофизика высоких температур 5, № 2 (1967): Доклад № SM-74/89 на симпозиуме «Производство электроэнергии с помощью МГД-генераторов», Зальцбург, пюль 1966. В. В. Я иков, Оптика я спектроскопия 14, 29 (1963). Т. У. Рететson, Jr., Е. J. McGuire, D. H. Tomboulian, Phys. Rev.
- 66
- 67. 129, 674 (1963).
- 68. Е. J. M с Ġ u i r e, D. H. T o m b o u l i a n, Bull. Amer. Phys. Soc. 8, 75 (1963). 69. И. А. Б р ы т о в, А. Ш. Л у к и р с к н й, Оптика и спектроскопия 16, 363 (1964).
- 70. Е. J. M с G и і г е, см. работу 123.
- 71. R. O. Berger, L. Spruch, Phys. Rev. 138, B1106 (1965). 72 И. Б. Левинсон, А. А. Никитип, Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных снектрах, Л., Изд-во ЛГУ, 1962.

- 73. B. Edlen, Handbuch d. Phys., Bd. 27, Springer, 1964.

- 73. В. Б. б. теп, написиси с. гнуз., вб. 27, Springer, 1964.
  74. В. D. Соwan, K. L. Andrew, J. Opt. Soc. Amer. 55, 502 (1965).
  75. В. Н. Garstang, J. van Blerkom, J. Opt. Soc. Amer. 55, 1054 (1965).
  76. Р. И. Семенов, Б. А. Стругач, Онтика и спектроскопия 18, 756 (1965).
  77. Г. Э. Норман, Онтика и спектроскопия 19, 657 (1965).
  78. О. Bely, D. Moores, M. J. Seaton, in «Atomic Collision Processes» (ed. M.R.S. McDowell), North Holland, p. 304, 1963.
  79. М. J. Seaton, Proc. Phys. Soc. 88, 801 (1966).
  80. М. J. Seaton, Proc. Phys. Soc. 88, 815 (1966).

- 80. M. J. Se at on, Proc. Phys. Soc. 88, 815 (1966).
  81. O. Bely, Ann. d'Astrophys. 27, 599 (1964).
  82. O. Bely, Ann. d'Astrophys. 28, 567 (1965).
  83. O. Bely, Ann. d'Astrophys. 28, 843 (1965).
  84. O. Bely, Ann. d'Astrophys. 28, 843 (1965).

- 84. D. Moores, Proc. Phys. Soc. 88, 843 (1966).
  85. М. Гайлитис, ЖЭТФ 44, 1974 (1963).
  86. Р. S. Kelly, B. H. Armstrong, Phys. Rev. Letts 9, 426 (1962).
  87. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 3, 1400 (4002). 221 (1963).
- 88. Г. Э. Норман, Оптика и спектроскопия 14, 521 (1963).
- 89. A. D. Anderson, H. R. Griem, Proc. VI Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases 3, 293, North Holland, 1963.
- 90. U. Fano, Phys. Rev. 124, 1866 (1961).
- 91. Е. Кондон, Г. Шортли, Теория атомных спектров, М., ИЛ, 1949. 92. W. Brandt, S. Lundqvist, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 4, 679-(1964); Ark. Fys. 28, 399 (1965).
- 93. T. F. O'M alley, S. Geltman, Phys. Rev. 137, A1344 (1965).
  94. U. Fano, J. W. Cooper, Phys. Rev. 137, A1364 (1965).
  95. B. W. Shore, Phys. Rev. 139, A1042 (1965).
  96. U. Fano, Phys. Rev. 140, A67 (1965).

- 97. N. Ullah, Phys. Rev. 131, 2094 (1963).
- 98. Р. G. Burke, D. D. McVicar, K. Smith, Phys. Rev. Letts 11, 559 (1964). 99. Р. G. Burke, D. D. McVicar, K. Smith, Proc. Phys. Soc. 84, 749 (1964). 100. Р. G. Burke, D. D. McVicar, K. Smith, Phys. Letts 12, 215 (1964). 101. J. W. Cooper, U. Fano, F. Prats, Phys. Rev. Letts 10, 518 (1963). 102. Р. L. Altick, E. N. Moore, Phys. Rev. Letts 15, 100 (1965). 103. Р. Х. Пропин, Оптика и спектроскопия 8, 300 (1960).

- 104. Р. Х. Пропин, Оптика и спектроскопия 10, 308 (1961).
- 104. Р. Х. Пропин, Оптика и спектроскопия 10, 308 (1961).
  105. Р. Х. Пропин, Оптика и спектроскопия 17, 618 (1964).
  106. Ј. W. Соорег, in «Atomic Collision Processes» (ed. M.R.S. McDowell), North Holland, p. 595, 1963.
  107. J. D. Garcia, J. E. Mack, Phys. Rev. 138, A987 (1965).
  108. K. G. Sewell, J. Opt. Soc. Amer. 55, 739 (1965).
  109. Ch. Froese, Astrophys. J. 141, 1557 (1965).
  100. R. A. Harris, J. Chem. Phys. 39, 978 (1963).
  111. E. W. Foster, Rep. Progr. Phys. 27, 469 (1964).
  112. J. Kieffer, N. Damany-Astoin, Ann. d'Astrophys. 28, 158 (1965).
  113. J. D. Beynon, B. B. Cairns, Proc. Phys. Soc. 86, 1343 (1965).

- 113. J. D. Beynon, R. B. Cairns, Proc. Phys. Soc. 86, 1343 (1965). 114. D. J. Baker, Jr., K. E. Bedo, D. H. Tomboulian, Phys. Rev. 124,
- 1471 (1961).
- 115. J. A. R. Samson, J. Opt. Soc. Amer. 54, 842 (1964). 116. E. N. Lassettre, M. E. Krasnow, S. Silverman, J. Chem. Phys.
- 40, 1242 (1964).
  117. S. M. Silverman, E. N. Lassettre, J. Chem. Phys. 40, 1265 (1964).
  118. А. П. Лукирский, И. А. Брытов, Т. М. Зимкина, Оптика и спектроскопия 17, 438 (1964).
- 119. J. F. Lowry, D. H. Tomboulian, D. L. Ederer, Phys. Rev. 137, A1054 (1965).

- 120. R. P. Madden, K. Codling, Astrophys. J. 141, 364 (1965).
  121. J. A. R. Samson, F. L. Kelly, B pafore <sup>119</sup>.
  122. R. B. Cairns, J. A. R. Samson, J. Geophys. Rev. 70, 99 (1965).
  123. D. L. Ederer, D. H. Tomboulian, Phys. Rev. 133, A1525 (1964).
  124. F. J. Comes, A. Elzer, Z. Naturforsch. 19a, 721 (1964).
  125. J. A. R. Samson, F. L. Kelly, B pafore <sup>35</sup>.
  126. L. A. B. Samson, F. Ont, Soc. Amer. 55, 935 (1965).

- 126. J. A. R. Samson, J. Opt. Soc. Amer. 55, 935 (1965).
  127. E. Schonheit, Z. Naturforsch. 16a, 1094 (1961).
  128. J. A. R. Samson, Phys. Rev. 132, 2122 (1963).
  129. R. Huffman, Y. Tanaka, J. Larrabee, J. Chem. Phys. 39, 902 (1963).
- 130. А. П. Лукирский, Т. М. Зимкина, Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 817 (1963).

- 131. J. A. R. Samson, J. Opt. Soc. Amer. 54, 420 (1964).
  132. O. P. Rustgi, J. Opt. Soc. Amer. 54, 464 (1964).
  133. J. E. G. Wheaton, Appl. Opt. 3, 1247 (1964).
  134. R. W. Alexander, D. L. Ederer, D. H. Tomboulian, Bull. Amer. Dum Soc. 0, 226 (4000). Phys. Soc. 9, 626 (1964).
- гнуз. 50с. 9, 020 (1904).
  135. Р. Н. Меtzger, G. R. Соок, J. Opt. Soc. Amer. 55, 516 (1965).
  136. А. П. Лукирскии, И. А. Брытов, С. А. Грибовский, Опгика и спектроскопия 20, 368 (1966).
  137. R. E. Huffman, Y. Tanaka, J. C. Larrabee, Appl. Opt. 2, 947 (1963).
  138. O. P. Rustgi, E. I. Fisher, C. H. Fuller, J. Opt. Soc. Amer. 54, 745
- (1964).
- 139. H. E. Blackwell, G. S. Bajwa, G. S. Ship, G. L. Weissler, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 2, 391 (1962); 4, 249 (1964).
  140. J. A. R. Samson, J. Opt. Soc. Amer. 54, 842 (1964).
  141. D. L. Ederer, Phys. Rev. Letts 13, 760 (1964).

- 142. F. M. Matzunaga, R. S. Jackson, K. Watanabe, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 5, 329 (1965).
  143. G. V. Marr, Proc. Phys. Soc. 81, 9 (1963).
  144. R. D. Hudson, V. L. Carter, Phys. Rev. 137, A1648 (1965).
  145. D. J. Baker, D. H. Tomboulian, Phys. Rev. 137, A1648 (1965).
  146. R. D. Hudson, Phys. Rev. 135, A1212 (1964).
  147. V. L. Carter, R. D. Hudson, J. Opt. Soc. Amer. 55, 1573 (1965).
  148. R. D. Hudson, V. L. Carter. Phys. Rev. 139, A1426 (1965).
  149. R. W. Ditchburn, G. V. Marr, Proc. Phys. Soc. A66, 655 (1953).
  150. R. W. Ditchburn, R. D. Hudson, Proc. Roy. Soc. 256, 53 (1960).
  151. R. D. Hudson, P. A. Young, Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 457 (1962).
  152. G. V. Marr, pa6ore R. W. Ditchburn, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 2, 361 (1962); см. также Proc. Phys. Soc. A68, 544 (1955).
  153. Г. A. Kofseen, F. O. Hopman, K. H. Cepakos, 55, 57 (1960).
  154. W. R. S. Garton, K. Codling, Proc. Phys. Soc. 75. 87 (1960). 142. F. M. Matzunaga, R. S. Jackson, K. Watanabe, J. Quant. Spectrosc.

- 154. W. R. S. Garton, K. Codling, Proc. Phys. Soc. 75, 87 (1960). 155. Н. П. Пенкин, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 4, 41 (1964). 156. R. D. Hudson, V. L. Carter, Bull. Amer. Phys. Soc. 10, 1214 (1965). 157. R. J. Ross, G. V. Marr, Proc. Phys. Soc. 85, 193 (1965).
- 158. М. Г. Козлов, Е. Н. Никонова, Г. П. Старцев, Ю. П. Сысоев. Докл. на симпозиуме по интенсивностям и форме контуров спектральных линий Докл. на симпозауме по интенсивностям и форме контуров спектралоных (Красноярск, 26 июня — 7 июля 1964 г.). 159. G. V. Магг, Proc. Phys. Soc. A67, 196 (1954). 160. G. V. Магг, Proc. Roy. Soc. A224, 83 (1954). 161. G. V. Магг, R. H e p p i n s t a l l, Proc. Phys. Soc. 87, 293 (1966). 162. A. W. E h l e r, G. L. W e i s s l e r, J. Opt. Soc. Amer. 45, 1035 (1955). 163. R. B. C a i r n s, J. A. R. S a m s o n, Phys. Rev. 139, A1403 (1965). 164. B. C a i r n s, G. L. W e i s s l e r. Bull A mer. Phys. Soc. 7 (129).

- 164. R. B. Cairus, G. L. Weissler, Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 129 (1962); J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 2, 383 (1962).
  165. J. A. R. Samson, J. Opt. Soc. Amer. 54, 6 (1964).
- 166. W. Lochte-Holtgreven, Colloquium Spectroscopicum Internationale 100. W. Lochte-Hortgreven, Conoquini Sportssoppoint Internation. VIII, Aarau (Schweiz), 1959, p. 9.
  167. E. N. Lassettre, S. A. Francis, J. Chem. Phys. 40, 1208 (1964).
  168. A. M. Skerbele, E. N. Lassettre, J. Chem. Phys. 40, 1271 (1964).
  169. A. Dalgarno, A. E. Kingston, Proc. Phys. Soc. 72, 1053 (1958).
  179. E. C. C. Salacar, Z. Naturforach, 102 (1964).

- 170. F. J. Comes, H. G. Sälzer, Z. Naturforsch. 19a, 1230 (1964). 171. Ф. А. Королев, В. И. Одинцов, Е. В. Фурсов, Оптика и спектроскопия 16. 555 (1964).
- 172. В. К. Прокофьев, А. Н. Филиппов, Z. Phys. 56, 458 (1929).
- 172. D. R. H POROWBER, A. H. PRITHERDE, M. 149.
  173. G. Stephenson, Proc. Phys. Soc. A64, 458 (1951).
  174. P. Risberg, Ark. Fys. 10, 583 (1956).
  175. I. Johansson, Ark. Fys. 20, 135 (1961).
  173. D. K. Star, Phys. Rev. 75, 452 (4960).

- 175. 1. 5 о нан 55 о н., ник. туз. 20, 155 (1501). 176. Т. R. Kaiser, Proc. Phys. Soc. 75, 152 (1960). 177. W. R. S. Garton, K. Codling, Proc. Phys. Soc. 86, 1067 (1965). 178. Н. П. Шенкин, Л. Н. Шабанова, Оптикан спектроскопия 12. 3 (1962)

- 179. A. Gallagher, A. Lurio, Phys. Rev. 136, A87 (1964).
  180. W. R. S. Garton, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 2, 335 (1962).
  181. G. V. Marr, R. Heppinstall, Proc. Phys. Soc. 87, 547 (1966).
  182. A. B. Prag, C. E. Fairchild, K. C. Clark, Phys. Rev. 137, A1358 (1965). (1965).
- 183. F. A. Morse, F. Kaufman, J. Chem. Phys. 42, 1785 (1965).
- 183. 1. A. Morse, F. Raurman, J. Chem. 1995. 12, 1100 (1905).
  184. R. P. Madden, K. Codling, Phys. Rev. Letts 10, 516 (1963).
  185. J. A. Simpson, S. R. Mielczarek, J. Chem. Phys. 39, 1606 (1963); A. Kuppermann, L. M. Raff, J. Chem. Phys. 39, 1607 (1963).

- 186. M. E. R u d d, Phys. Rev. Letts 13, 503 (1964); 15, 580 (1965).
- 187. J. A. Simpson, S. R. Mielczarek, J. Cooper, J. Opt. Soc. Amer. 54, 269 (1964).
- 188. J. A. Símpson, G. E. Chambarlain, S. R. Mielczarek, Phys. Rev. 139, A1039 (1965).
- 189. A. J. C. Nicholson, J. Chem. Phys. 39, 954 (1963); J. D. Morrison, J. Chem. Phys. 40, 2488 (1964).

- 190. J. A. R. Samson, Phys. Letts 8, 107 (1964).
  191. R. P. Madden, K. Codling, J. Opt. Soc. Amer. 54, 268 (1964).
  192. А. П. Лукирский, Т. М. Зимкина, И. А. Брытов, Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 772 (1964).
- 193. K. Codling, R. P. Madden, Phys. Rev. Letts 12, 106 (1964).

- 194. N. Damany Astoin, Compt. Rend. 259, 1493 (1964). 195. K. Codling, R. P. Madden, Appl. Opt. 4, 1431 (1965). 196. W. R. S. Garton, W. H. Parkinson, E. M. Reeves, Astrophys. J. 140, 1269 (1964).
- 197. W. R. S. Garton, A. Rajaratnam, Proc. Phys. Soc. A68, 1107 (1955).
  198. P. Feldman, R. Novick, Phys. Rev. Letts 11, 278 (1963).
  199. S. G. Tilford, P. G. Wilkinson, J. Opt. Soc. Amer. 54, 322 (1964).

- 200. N. R. D al y, Proc. Phys. Soc. 85, 897 (1965).
  201. H. H e n n i n g, Z. Astrophys. 62, 109 (1965).
  202. G. B ol d t, Z. Phys. 154, 330 (1959).
  203. G. B ol d t, Z. Phys. 154, 319 (1959).
  204. W B at the characteristic physical definition of the state of

- 204. W. Bötticher, Z. Phys. 150, 336 (1958). 205. Н. Неппіпд, Z. Phys. 169, 467 (1962). 206. Э. И. Асиновский, В. М. Батенин, Теплофизика высоких температур 3, 530 (1965).
- 207. S. Kelm, D. Schlüter, Z. Astrophys. 56, 78 (1962). 208. L. Agnew, C. Summers, Доклад на VII Международной конференции по явлениям в понизованных газах, Белград, 1965.
- 209. A. Dalgarno, N. Lynn, Proc. Phys. Soc. A70, 802 (1957).
  210. A. Dalgarno, A. E. Kingston, Proc. Roy. Soc. A259, 424 (1960).
  211. A. Dalgarno, Rev. Mod. Phys. 35, 522 (1963).
  212. W. L. Clinton, J. Chem. Phys. 34, 273 (1961).
  213. J. A. Barker, P. J. Leonard, Phys. Letts 13, 127 (1964).

- 213. J. A. Barker, P. J. Leonard, Phys. Letts 13, 127 (1964). 214. R. J. Bell, Proc. Phys. Soc. 86, 17 (1965). 215. R. R. Piech, J. S. Levinger, Phys. Rev. 135, A332 (1964). 216. A. H. Филипов, Труды ГОИ 8, 85 (1932). 217. R. Migneron, J. S. Levinger, Phys. Rev. 139, A646 (1965). 218. A. Dalgarno, Adv. Phys. 11, 281 (1962). 219. M. Yoshimine, R. P. Hurst, Phys. Rev. 135, A612 (1964). 220. D. R. Inglis, E. Teller, Astrophys. J. 90, 439 (1939). 221. B. H. Armstropg, Upper Spectrosc. Bad. Transfor A 207 (496

- 221. B. H. Armstrong, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 4, 207 (1964).
  222. W. R. S. Garton, W. H. Parkinson, E. E. Reeves, Proc. Phys. Soc. 80, 860 (1962).
- 223. A. Unsold, Ann. Physik 33, 607 (1938).
- 224. Н. Маескег, Т. Реters, Z. Phys. 139, 448 (1954) (имеется русский перевод в сб. «Оптическая пирометрия плазмы», М., ИЛ, 1960). 225. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман, Оптика и сцектроскопия 8, 433 (1960). 226. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман, К. Н. Ульянов, Астрон. ж. 39,
- 107 (1962).
- 227. Н. R. Griem, Phys. Rev. 128, 997 (1962). 228. L. Oster, Rev. Mod. Phys. 33, 525 (1961); В. В. Бабиков, в сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций» том 11, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 226. 229. Ю. В. Москвин, Н. Н. Чеснокова, Теплофизика высоких температур
- 3, 370 (1965).
- 230. D. Schlüter, Z. Astrophys. 61, 67 (1965).
- 231. G. Peach, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 130, 361 (1965).
  232. E. C. Taylor, J. Appl. Phys. 36, 2408 (1965).
- 233. Л. М. Бренском, вкн. «Атомные и молекулярные процессы», М., Мир, 1964.
- 234. S. Geltman, Astrophys. J. 136, 935 (1962).
- 234. S. Geltman, Astrophys. J. 130, 953 (1962).
  235. A. Dalgarno, R. W. Ewart, Proc. Phys. Soc. 80, 616 (1962).
  236. N. A. Doughty, P. A. Fraser, in «Atomic Collision Processes» (ed. M.R.S. McDowell), North Holland, p. 527, 1963.
  237. R. G. Breene, Planet. Space Sci. 2, 10 (1959).
  238. M. Seman, L. M. Branscomb, Phys. Rev. 125, 1602 (1962).
  239. T. Yaman, and a bin Breen Phys. Rev. 125, 1602 (1962).

- 239. T. Yamanouchi, Proc. Phys. Math. Soc. Japan 22, 569 (1940).

- 240. V. P. Myerscough, M. R. S. McDowell, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 128, 287 (1964).
- 241. D. R. Bates, H. S. W. Massey, Trans. Roy. Soc. A239, 269 (1943).
- 242. M. M. Klein, K. A. Brusckner, Phys. Rev. 11, 1115 (1958).
  243. J. B. Martin, J. Cooper, Phys. Rev. 126, 1482 (1962).
  244. V. P. Myerscough, Proc. Phys. Soc. 85, 33 (1965).
  245. J. Gillespie, Phys. Rev. 135, A75 (1964).

- 245. J. СТИТЕРРИС, ГНУЗ. ЦЕУ. 155, АГЭ (1954). 246. В. А. Жирнов, ЖЭТФ 42, 1097 (1962). 247. J. J. Brehm, J. Appl. Phys. 30, 329 (1959). 248. Ю. В. Москвин, Оптика и спектроскопия 17, 499 (1964). 249. Ю. В. Москвин, Теплофизика высоких температур 3, 821 (1965).
- 250. R. G. Breene, Jr., J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 5, 449 (1965). 251. R. S. Berry, C. W. Reimann, G. N. Spokes, J. Chem. Phys. 37, 2278 (1962)
- 252. R. S. Berry, C. W. Reimann, J. Chem. Phys. 38, 1540 (1963).
  253. R. S. Berry, C. W. David, in «Atomic Collision Processes» (ed. M.R.S. McDowell), North Holland, p. 543, 1963.
  254. R. S. Berry, C. W. David, J. C. Mackie, J. Chem. Phys. 42, 1541 (1965).
  255. R. S. Berry, C. W. David, J. C. Mackie, J. Chem. Phys. 42, 1544 (1965).
- 255. R. S. Berry, J. C. Mackie, R. L. Taylor, R. Lynch, J. Chem. Phys. 43, 3067 (1965).
- 43, 5007 (1965).
  256. J. C. Morris, G. R. Bach, IEEE Trans., Nucl. Sci. NS-11, 119 (1964).
  257. J. C. Morris, G. R. Bach, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 709 (1964).
  258. H. P. Popp, Z. Naturforsch. 20a, 642 (1965).
  259. R. A. Allen, A. Textoris, J. Chem. Phys. 40, 3445 (1964).
  260. J. Rehder, Dissertation. Kiel, 1962.
  261. A. Böhm, L. Rehder, Z. Naturforsch. 20a, 114 (1965).
  262. S. M. Hamberger, A. W. Lohnson, L. Quant. Spectrosc. Bad. Trav

- 262. S. M. Hamberger, A. W. Johnson, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 5, 683 (1965).
- 263. L. M. Branscomb, S. J. Smith, G. Tisone, J. Chem. Phys. 43, 2906 (1965). 264. L. M. Branscomb, S. J. Smith, J. Chem. Phys. 25, 598 (1956).
- 265. B. Steiner, M. L. Seman, L. M. Branscomb, J. Chem, Phys. 37, 1200 (1962).
- 266. B. Steiner, M. L. Seman, J. M. Branscomb, in Processes» (ed. M.R.S. McDowell), North Holland, p. 537, 1963.
  267. W. E. Donath, J. Chem. Phys. 39, 2685 (1963). in «Atomic Collision
- 268. Б. М. Смирнов, Теплофизика высоких температур 3, 775 (1965).
- 269. В. М. С. М. И. Р. И. О. К. Теллофизика высоких температур 3, 775 (1965).
  269. В. L. Moiseivitsch, Advances in Atomic and Molecular Physics (cd. D. R. Bates, I. Estermann), v. 1, Academic Press, 1965.
  270. Ү. Т. Lee, В. Н. Маhan, J. Chem. Phys. 42, 2893 (1965).
  271. В. И. Хвостенко, А. Ш. Султанов, ЖЭТФ 46, 1605 (1964).
  272. И. В. Авилова, Г. Э. Норман, Теплофизика высоких температур 2, 517

- (1964).
- 273. C. E. Kuyatt, J. A. Simpson, S. R. Mielczarek, Phys. Rev. 138, A385 (1965).

- 274. U. Fano, J. W. Cooper, Phys. Rev. 138, A400 (1965).
  275. H. S. Taylor, J. K. Williams, J. Chem. Phys. 42, 4063 (1965).
  276. K. L. Kwok, F. Mandl, Proc. Phys. Soc. 86, 501 (1965).
  277. J. W. McCowan, E. M. Clarke, E. K. Curley, Phys. Rev. Letts 15, 047 (4065). 917 (1965).
- 278. T. L. John, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 128, 93 (1964)
- 279. S. Geltman, Astrophys. J. 141, 376 (1965).

- 279. S. Geltman, Astrophys. J. 141, 376 (1965).
  280. T. L. John, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 131, 315 (1966).
  281. R. G. Breene, Jr., M. C. Nardone, J. Opt. Soc. Amer. 50, 1111 (1960).
  282. R. G. Breene, Jr., M. C. Nardone, J. Opt. Soc. Amer. 51, 692 (1961).
  283. R. G. Breene, Jr., M. C. Nardone, J. Opt. Soc. Amer. 53, 924 (1963).
  284. R. G. Breene, Jr., M. C. Nardone, J. Opt. Soc. Amer. 53, 924 (1963).
  285. R. V. Devore, Phys. Rev. 136, A666 (1964).
  286. H. Huber, Z. Phys. 163, 382 (1961).
  287. S. P. Khare, M. R. H. Rudge, Proc. Phys. Soc. 86, 355 (1965).
  288. Я. Б. Зельдович, Ю. Н. Райзер, ЖЭТФ 47, 1150 (1964).
  289. В. А. Касьяпов, А. Н. Старостин, ЖЭТФ 48, 295 (1965).
  290. R. L. Тауlог, В. Кivel, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 4, 239 (1964).
  291. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Гостехиздат, 1947; М., Физматив, 1963.
- 292. T. Ohmura, H. Ohmura, Phys. Rev. 118, 154 (1960).
  293. T. F. O'Malley, L. Spruch, L. Rosenberg, J. Math. Phys. 2, 491 (1961).
- 294. H. A. Bethe, C. Longmire, Phys. Rev. 77, 647 (1950).

- 295. E. P. Wigner, Phys. Rev. 73, 1002 (1948).
- 296. L. M. Branscomb, D. S. Burch, S. J. Smith, S. Geltman, Phys. Rev. 111, 504 (1958).
- 297. B. H. Armstrong, Phys. Rev. 131, 1132 (1963). 298. J. D. Weisner, B. H. Armstrong, Proc. Phys. Soc. 83, 31 (1964).
- 299. T. Ohmura, H. Ohmura, Astrophys. J. 131, 8 (1960). 300. O. E.  $\Phi \mathbf{n} p c o \mathbf{b}$ , M. U.  $\Psi \mathbf{n} \delta \mathbf{n} c o \mathbf{s}$ ,  $\mathcal{K} \mathcal{D} T \Phi$  39, 1770 (1960). 301. T. Ohmura, H. Ohmura, Phys. Rev. 121, 513 (1961). 302. T. Ohmura, Astrophys. J. 140, 282 (1964).

- 303. W. B. Somerville, Astrophys. J. 140, 262 (1964). 303. W. B. Somerville, Astrophys. J. 141, 811 (1965). 304. W. B. Somerville, Astrophys. J. 139, 192 (1964). 305. M. Ashkin, Phys. Rev. 141, 41 (1966). 306. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман, ЖЭТФ 45, 1970 (1963).

- 307. Т. F. O' Malley, L. Rosenberg, L. Spruch, Phys. Rev. **125**, 1300 (1962). 308. Т. F. O'Malley, Phys. Rev. **137**, A1668 (1965). 309. Ю. В. Мартыненко, О. Б. Фирсов, М. И. Чибисов, ЖЭТФ 44, 225 (1963).

- 315. R. L. Тауlог, J. Chem. Phys. **39**, 2354 (1963). 316. В. Ф. Егорова, В. И. Исаенко, А. А. Мак, А. И. Садыкова, ЖТФ
- 32. 338 (1962).
  317. R. A. Allen, R. L. Taylor, A. Textoris, VI-ème Conférence Internationale sur les Phénomenes d'Ionisation dans les Gas (Paris, 8 au 13 Juillet 1963).
- 318. R. A. Allen, A. Textoris, I. Wilson, J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer 5, 95 (1965). 319. R. U. Krey, J. C. Morris, G. R. Bach, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 708 (1964).
- 320. T. Wentink, Jr., W. Planet, P. Hammerlihg, B. Kivel, J. Appl. Phys. 29, 742 (1958).
  321. R. Allen, P. Rose, J. Camm, IAS paper, No. 63-77 (1963).
  322. R. A. Allen, A. Textoris, Aerospace Sciences Meeting, Preprint No. 64-72, 100 (1997).
- New York, 1964.
- 323. V. A. Раде, NASA, Ames Res. Center, preprint, 1963. 324. Л. С. Николаевский, А. Ф. Симоненко, С. Г. Гренишин,
- Прикл. спектр. 4, 485 (1966). 325. Н. Е. Реtschek, Р. Н. Rose, Н. S. Glick, А. Кале, А. Калtro-witz, J. Appl. Phys. 726, 83 (1955) (иместся русскии перевод в сб. «Вопросы ракегной техники», № 1, 1956)
- 326. H. N. Olsen, Phys. Rev. **124**, 1703 (1961). 327. F. H. Mies, J. Chem. Phys. **37**, 1101 (1962).

- 328. D. Schlüter, Z. Astrophys. 56, 43 (1962). 329. R. A. Alpher, D. R. White, Phys. Fluids 7, 1239 (1964).

- 329. R. A. Alpher, D. R. White, Phys. Fluids 7, 1239 (1964).
  330. J. Roth, J. Appl. Phys. 35, 1429 (1964).
  331. O. E. Berge, A. Böhm, L. Rehder, Z. Naturforsch. 20a, 120 (1965).
  332. J. Richter, Z. Astrophys. 61, 57 (1965).
  333. J. F. Pringe, W. W. Robertson, Bull. Amer. Phys. Soc. 10, 170 (1965).
  334. A. Π. Дронов, A. Г. Свиридов, Н. Н. Соболев, Оптика и спектроско-шия 12, 677 (1962).
  335. H. Schirmer, Z. angew. Phys. 11, 357 (1959).
  336. E. W. Foster, Proc. Phys. Soc. 80, 882 (1962).
  337. F. Burhorn, Z. Phys. 140, 440 (1955) (имеется русский перевод в сб. «Оптическая пирометрия плазмы», М., ИЛ, 1960).
  338. F. Rössler, Z. Phys. 133, 80 (1952); Ann. Physik 10, 177 (1952).
  339. W. Neumann, H. Reimann, Ann. Phys. 3, 211 (1959).
  340. W. Going, H. Meier, H. Meinen, Z. Phys. 140, 376 (1955).
  341. W. G. Braun, Rev. Sci. Instrum. 36, 802 (1965).
  342. Л. М. Биберман, А. Х. Мнацаканян, Теплофизика высоких темпера-

- 342. Л. М. Биберман, А. Х. Мнацаканян, Теплофизика высоких темпераryp 4, 148 (1965). 343. M. F. Kimmit, G. B. F. Niblett, Proc. Phys. Soc. 82, 938 (1963).

- 344. M. F. Kimmit, A. C. Prior, P. G. Smith, Nature 190, 599 (1961).
  345. G. N. Harding, M. F. Kimmit, J. H. Ludlow, P. Porteous, A. C. Prior, V. Roberts, Proc. Phys. Soc. 77, 1069 (1961).
  346. R. L. Conger, L. T. Long, J. A. Parks, J. H. Johnson, Appl. Opt. 4, 220 (1961).
- 273 (1964).
- 347. Г. Э. Норман, Оптика и спектроскопия 17, 176 (1964).

- 348. Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин, Теплофизика высоких температур 3, 677 (1965).
- 349. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, Г. Э. Норман, Оптика и спектроскопия 14, 330 (1963).
- 350. В. Г. Севастьяненко, И. Т. Якубов, Оптика и спектроскопия 16, 3 (1964).
- 351. В. С. Воробьев, Г. Э. Норман, Оптика и спектроскопия 17, 180 (1964).
  352. В. Н. Колесников, Труды ФИАН 30, 66 (1964).
  353. В. М. Гольдфарб, Оптика и спектроскопия 19, 284 (1965).
  354. Л. А. Душин, В. И. Кононенко, О. С. Павличенко, И. К. Николь-

- ский, Оптика и спектроскопия 19, 674 (1965). 355. Л. М. Биберман, К. Н. Ульянов, Оптика и спектроскопия 16, 394 (1964). 356. В. С. Воробьев, ЖЭТФ 51, 327 (1966).

- 357. С ће Јећ С ћећ, Phys. Fluids 8, 1573 (1965). 358. Ј. С. Кеск, Ј. Сатт, B. Kivel, Т. Wentink, Ann. Phys. 7, 1 (1959). 359. Ј. С ћареlle, F. Саваппез, Докл. на Симпозиуме по свойствам и при-

- 359. Л. Спаретте, г. Сараппес, докл. на Симпознуме по своиствам и применению низкотемпературной плазмы, Москва, июль 1965.
  360. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 85, 3 (1965).
  361. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956.
  362. Л. М. Биберман, А. Х. Мнацаканян, А. Н. Старостин, Оптика и спектроскопия 19, 487 (1965).
- 363. J. D. A bella, Phys. Rev. Letts 9, 453 (1962). 364. Sh. Yatisv, W. G. Wagner, G. S. Picus and F. J. McClung, Phys. Rev. Letts 15, 614 (1965). 365. J. L. Hall, E. J. Robinson and L. M. Branscomb, Phys. Rev. Letts
- 14, 1013 (1965). 366. S. Geltman, Phys. Letts 4, 168 (1963).

- 367. E. Corinaldesi, Phys. Rev. Letts 15, 335 (1965). 368. G. Fornaca, M. lannyzzi and E. Polacco, Nuovo cimento 36, 1230 (1965).
- 369. R. Guccione and J. Van Kranendonk, Phys. Rev. Letts 14, 583 (1965).
- 370. W. Zernik, Phys. Rev. 135, A51 (1964).
- 371. C. Schwartz, Änn of. Phys. 6, 156 (1959); C. Schwartz and T. J. Tieman, Ann. Phys. 6, 178 (1959). 372. W. Zernik and R. W. Klopfenstein, J. Math. Phys. 6, 262 (1965). 373. S. Rand, Phys. Rev. 136, B231 (1964).

Примечание при корректуре. Укажем на ряд работ, появившихся после сдачи обзора в печать.

Фотопонизация. Проведены вычисления сечений Не<sup>1</sup>, N, O<sup>+ 2</sup>\*) с основных состояний и Cs<sup>3</sup> для ряда состояний. Измерения выполнены для основных состояний атомов Н<sup>4</sup> (840 и 826 А; наблюдается неожиданное расхождение с теорией), Аг<sup>5</sup> (550-350 А), О <sup>6</sup> (уточнения для отдельных длин волн), Са<sup>32</sup> (2028-1660 А), Аl и Tl <sup>7</sup> (2100—1500 Å), Ga и In <sup>8</sup> (2500—1500 Å) и состояний 2p<sup>3</sup> <sup>2</sup>D<sup>0</sup> и <sup>2</sup>P<sup>0</sup> атома азота <sup>9</sup> (около порога). Расчеты автоионизации проведены для Не<sup>1,10</sup>, автоионизационные линии

экспериментально исследовались для Ar<sup>5</sup> (350-550 A) и He<sup>33</sup>. Фотоотрыв. Сечения вычислены для H<sup>-11</sup>, <sup>12</sup>, C<sup>-2</sup> и O<sup>-13</sup>. Континуум радиа-ционного прилипания, обусловленный образованием N<sup>-</sup>, измерялся в <sup>14</sup>, <sup>15</sup>, <sup>16</sup>; результаты подтверждают очень большое значение сечения фотоотрыва. В <sup>17</sup> теоретически рассматривается запрещенны континуум  $1s \rightarrow k^2s$  иона Н<sup>-</sup> (и щелочных ионов); этот континуум может появиться в плазме благодаря наличию микрополей и внести доминирующий вклад в припороговой области, поскольку соответствующее сечение фотоотрыва растет как k, в то время как для разрешенного перехода 1s —  $k^2p$  сече-

ние  $\sim k^3$ . Тормозные пропессы на нейтралах. Свободно-свободные пере-ходы электрона в поле атома Н рассчитываются в <sup>12,18</sup>. Вычисления проведены также для He<sup>19</sup>, C<sup>20</sup>, N и O<sup>21</sup>, H, He, N, O, Ne, H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub><sup>22</sup> и Cl<sup>34</sup>. В <sup>23</sup> рассматри-

вается влияние резонансов в упругом рассении на тормозные переходы. Суммар и ы е спектры. Коэффициенты поглощения горячего воздуха рассчитываются в <sup>24</sup>, фотопонизационные спектры — в <sup>25</sup> для N<sup>4+</sup> и O<sup>5+</sup> и в <sup>26</sup> для рассчитываются в <sup>24</sup>, фотопонизационные спектры — в <sup>25</sup> для N<sup>-1</sup> и <sup>15</sup> и <sup>16</sup> для N, <sup>16</sup> N, <sup>16</sup> N, <sup>16</sup> О, <sup>16</sup> N, <sup>16</sup> тации своих результатов авторы 14 используют известные из теории относительные

5 УФН, т. 91, вып. 2

<sup>\*)</sup> См. список дополнительной литературы.

температурные зависимости континуумов радиационного прилипания и рекомбинационного и, подбирая нормирующие множители, добиваются хорошего согласия рассчитанных и измеренных значений во всем интервале 7'. Таким образом в 14 определены абсолютные значения вкладов каждого из континуумов для кислорода и азота; найденные значения 5 (v) оказались песколько выше выполненных ранее приближенных расчетов (см. раздел 11). Теория фотоионизационных и фотодиссоциационных спектров двухатомных молекул при высоких температурах рассматривается в 28. Непрерывное молекулярное излучение плазмы инертных газов измеряется в 29, теория этого процесса обсуждается в 30.

Многофотонная ионизация. Теория рассматривается в <sup>31</sup>.

#### ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. P. L. Altick, E. N. Moore, Phys. Rev. 147, 59 (1966).

- P. L. Altifek, E. N. Moore, Phys. Rev. 147, 59 (1966).
   R. J. W. Henry, J. Chem. Phys. 44, 4357 (1966).
   D. Norcross, P. Stone, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer 6, 277 (1966).
   J. D. E. Beynon, Proc. Phys. Soc. 89, 59 (1966).
   D. L. Ederer, K. Codling, Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 456 (1966).
   R. Huffman, J. Larrabee, Y. Tanaka, Phys. Rev. Letts 16, 1033 (1966).
   M. Г. Козлов, Е. И. Никонова, Г. П. Старцев, Оцтика и сцектро-стория 24, 522 (1066).
- скопия 21, 532 (1966).
- 8. М. Г. Козлов, Г. П. Старцев, Докл. на Симпозиуме по теоретической спектроскопия, Ереван, 1966. 9. J. C. Morris, R. L. Garrison, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer 6, 899
- (1966).
- L. Lipsky, A. Russek, Phys. Rev. 142, 59 (1966); S. Manson, Phys. Rev. 145, 35 (1966).
- 11. N. Doughty, P. Soc. 132, 255 (1966). Fraser, R. McEachran, Mon. Not. Roy. Astron.

- 132, 256 (1960).
   14. J. C. John, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 133, 447 (1966).
   15. W. R. Garret, H. T. Jackson, Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 495 (1966).
   14. J. Morris, R. Krey, G. Bach, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer 6, 727 (1966).
   15. J. Morris, G. Bach, R. Krey, R. Liebermann, J. Yos, AIAA J. 4, 1223 (1966). 16. Д. И. Вайнбойм, В. М. Гольдфарб, А. Д. Юрк, Докл. на Все-
- союзной конфер. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1966.
- 17. M. Weinberg, R. S. Berry, Phys. Rev. 144, 75 (1966).
  18. T. John, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 131, 315 (1966); N. Doughty, P. Fraser, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 132, 267 (1966).
  19. M. McDowell, J. Williamson, V. Myerscough, Astrophys. J. 400 (1966).
- 144, 827 (1966). V. Myerscough, M. McDowell, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 132, 457
- 20. V. (1966)

- R. Mjollsness, H. Ruppel, Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 307 (1966).
   R. Dalgarno, N. F. Lanc, Astrophys. J. 145, 623 (1966).
   B. Kivel, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer 6, 369 (1966).
   D. R. Churchill, B. H. Armstrong, R. R. Johnston, K. G. Müller, J. Quant. Spectr. Rad. Transfer 6, 371 (1966).
- 25. А. В. Иванова, С. А. Солодченкова, Оптика и спектроскопия 20, 399 (1966).
- 26. В. М. Николаев, Ю. А. Пластинин, в сб. «Исследования по физической газодинамике», М., Наука, 1966, стр. 34.
  27. С. И. Андреев, О. Г. Байков, Докл. на Всесоюзной конфер. по физике

- С. И. Андресв, О. Г. Байков, Докл. па Всесоюзной конфер. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1966.
   Н. И. Крюкова, А. Х. Мнацаканян, Докл. на симпозиуме по теоре-тической спектроскопии, Ереван, 1966.
   J. Prince, W. Robertson, J. Chem. Phys. 45, 2577 (1966); Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 745 (1966).
   F. H. Mies, A. L. Smith, J. Chem. Phys. 45, 994 (1966).
   F. C. Воронов, ЖЭТФ 51, 1496 (1966); H. Bebb, A. Gold, Phys. Rev. 143, 1 (1966); H. Bebb, Rhys. Rev. 149, 25 (1966); R. Wallace, Phys. Rev. Letts 17, 397 (1966).
   G. H. Newson, Proc. Phys. Soc. 87, 975 (1966).
   W. Mehlhorn. Phys. Letts 21, 155 (1966).

- 33. W. Mehlhorn, Phys. Letts 21, 155 (1966).
  34. R. Kandel, Compt. Rend. B262, 373 (1966).
  35. Ch. Church, R. Schlecht, I. Liberman, B. Swanson, AIAA J. 4, 1947 (1966).
- 36. D. M. Cooper, AIAA paper № 66-104, 1966.