

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ВЕРОЯТНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ АТОМОВ И ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ

*В. Н. Колесников и Л. В. Лесков*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема исследования состояния газа по его свечению приобретает в настоящее время все более серьезное и актуальное значение. Это обусловлено в первую очередь бурным ростом числа объектов, исследование которых представляет чрезвычайный интерес как с научной, так и с практической точек зрения. По характеру свечения газа можно делать ряд заключений о процессах, протекающих в нем. Таким образом, спектральные методы исследования дают возможность «заглядывать» в газ, ничем не возмущая его, а для астрофизиков и частично геофизиков они являются чуть ли не единственным источником получения физической информации. Изучение плазмы, изучение газовых разрядов, оптическая пирометрия нагретых газов, количественное исследование звездных атмосфер, значительно продвинувшееся в последнее время благодаря развitiю методики «кривых роста», и целый ряд других задач, связанных с исследованием оптических спектров, для своего решения требуют знания вероятностей оптических переходов в атомах и молекулах. Для многих переходов значения вероятностей были вычислены теоретически или измерены экспериментально. В книгах <sup>1-4</sup> даны хорошие обзоры методов определения вероятностей переходов в атомах. Однако ряд интересных работ, появившихся в печати за последнее десятилетие, в них не освещен. Здесь мы очень коротко остановимся на этих работах. Более подробно нами будут рассмотрены существующие методы расчета вероятностей электронно-колебательных переходов в двухатомных молекулах, так как на русском языке вообще нет пока литературы по этому вопросу, а сколько-нибудь полных обзоров нет и в зарубежной литературе.

Особое внимание мы уделили полноте приводимой нами библиографии. В настоящее время в известной нам литературе отсутствует исчерпывающая библиография по вероятностям переходов. Это в некоторой степени затрудняет обобщение опыта определения вероятностей и в особенности затрудняет работу практиков, применяющих эти величины. Наиболее обширная библиография содержится в работах <sup>4-8</sup>. В справочнике <sup>5</sup> приведены таблицы сил осцилляторов, а в книге <sup>6</sup> — таблицы абсолютных значений вероятностей переходов. Однако все эти работы страдают существенными недостатками. Во-первых, ни в одной из них нет ссылок на русские работы. Во-вторых, в <sup>4-7</sup> нет ссылок на работы по определению вероятностей электронно-колебательных переходов в двухатомных молекулах. Несколько таких ссылок можно найти в <sup>8-9</sup>, однако число их там крайне ограничено. В-третьих, в библиографиях <sup>5-8</sup> очень мало ссылок на экспериментальные работы, хотя точность экспериментально найденных

значений вероятностей переходов большей частью не ниже точности теоретически вычисленных. Наконец, в-четвертых, цитируемые работы предназначены прежде всего для астрофизиков, и это наложило свой отпечаток на подбор литературы.

В предлагаемом обзоре мы постарались исправить эти недостатки и дать по возможности исчерпывающую библиографию, содержащую как теоретические, так и экспериментальные работы по определению вероятностей оптических переходов в атомах и электронно-колебательных переходов в двухатомных молекулах, появившиеся в печати после 1930 г., а также частично и критические работы. Обзор старых работ, опубликованных до 1932 г., можно найти в монографиях <sup>3, 10, 11</sup>.

## II. ВЕРОЯТНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В АТОМАХ

### § 1. Теоретические работы

Теоретическое вычисление вероятностей переходов представляет весьма трудоемкую задачу. Лишь в последнее время благодаря развитию машинной вычислительной техники появилась реальная возможность вычисления вероятностей большого числа переходов. Основные принципы и пути решения этой задачи и ряд примеров можно найти в книге Кондона и Шортли <sup>1</sup> и в статьях Хартри <sup>2</sup> и Бете и Салпетера <sup>12</sup>. В более ранних работах (<sup>13-17</sup> и др.) применялся при вычислениях метод Венцеля — Крамерса — Бриллюэна, однако наибольший успех достигнут при расчетах методом самосогласованного поля, развитым Хартри (без учета обмена) и Фоком <sup>18</sup> (с учетом обмена).

Подавляющее большинство расчетов вероятностей выполнено именно этим методом. Результаты вычислений приводятся в виде численных значений либо вероятностей переходов  $A_{ik}$ , либо сил осцилляторов в поглощении  $f_{ki}$  или в излучении  $f_{ik}$ , либо сил линий  $S$ , либо, наконец, переходных интегралов  $\sigma$ . Соотношения этих величин задаются формулами:

$$\begin{aligned} A_{ik} &= \frac{8\pi^2 e^2}{mc\lambda^2} \frac{g_i}{g_k} f_{ki} = 6,65 \cdot 10^{15} \frac{g_i}{g_k} \frac{f_{ki}}{\lambda^2} = \\ &= \frac{64\pi^4}{3h} \cdot \frac{S}{g_k \lambda^3} = 2,02 \cdot 10^{18} \frac{S}{g_k \lambda^3}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$f_{ki} = -\frac{g_k}{g_i} f_{ik} = \frac{8\pi^2 mc}{3he^2} \frac{S}{g_i \lambda} = 304 \frac{S}{g_i \lambda}, \quad (2)$$

где  $g_i$  и  $g_k$  — статистические веса соответственно нижнего и верхнего уровней в данном переходе,  $\lambda$  — длина волны в Å. В случае связи Рес-села — Саундерса сила линии (в атомных единицах)

$$S = I(M) I(L) \sigma^2, \quad (3)$$

где  $I(M)$  — сила мультиплета в совокупности переходов,  $I(L)$  — относительная сила линии в мультиплете. Таблицы значений  $I(M)$  составлены Гольдбергом <sup>19</sup>,  $I(L)$  протабулирована Уайтом и Элиасоном <sup>20</sup> и Ресселом <sup>21</sup> (см. также <sup>1</sup>, стр. 235 — 237). Наконец, переходный интеграл

$$\sigma^2 = \frac{1}{4l^2 - 1} \left( \int_0^\infty \phi_k \phi_i r dr \right)^2, \quad (4)$$

где  $\frac{1}{r} \phi_k$  и  $\frac{1}{r} \phi_i$  — радиальные волновые функции оптического электрона в начальном и конечном состояниях,  $l$  — наибольшее из двух азимуталь-

ных квантовых чисел. Переходный интеграл можно вычислять либо по формуле длины диполя (4), либо по формуле скорости диполя. Если известны точные волновые функции, то обе формулы равнозначны. Но так как волновые функции вычисляются, как правило, приближенно, эти две формулы приводят к расхождениям значений вероятностей переходов до 50%<sup>22, 23</sup>. Ошибка может быть и еще больше, если учесть, что истинные значения вероятностей далеко не всегда лежат между двумя вычисленными<sup>24</sup>.

При нахождении волновых функций можно либо теоретически определить уровни энергии  $E_n$  атома, либо использовать их значения, известные из спектроскопических данных. Второй метод носит название «полуэмпирического» (см., например,<sup>25</sup>). Довольно широко распространено мнение, что он не только более прост в вычислениях, чем «чисто» теоретический метод, но и дает более точные результаты. В качестве альтернативы сошлемся на работу<sup>26</sup>. Авторы сравнивают результаты расчетов для Ca II, проведенных обоими методами, и приходят к выводу, что применение расчетных значений  $E_n$  дает лучшее согласие с правилом сумм сил осцилляторов, нежели применение экспериментальных значений  $E_n$ . Однако у них не было для сравнения достаточно хороших экспериментальных значений  $f$ , поэтому их вывод нельзя еще считать окончательным.

Интересная работа выполнена Бэйтсом и Дамгард<sup>24</sup>. Они получили в простом кулоновском приближении обобщенное аналитическое выражение для переходного интеграла и протабулировали его для переходов  $s-p$ ,  $p-d$  и  $d-f$ . Для легких атомов с одним оптическим электроном вычисленные вероятности переходов очень хорошо согласуются с экспериментальными данными. Авторы считают, что в случае He и Ti их метод также дает вполне удовлетворительные результаты. Было бы весьма желательно установить допустимые границы его применимости для тяжелых атомов и для атомов с большим числом электронов. Сделать сейчас это пока невозможно ввиду отсутствия достаточного числа надежных экспериментальных данных. Можно здесь отметить, что измеренные в каналовой дуге вероятности переходов для Si<sup>27</sup> и OI<sup>28</sup> в основном совпадают с вычисленными по таблицам<sup>24</sup>, однако есть и непонятные отклонения в несколько раз. Аллен и Асаад<sup>29</sup> вычислили с помощью таблиц силы осцилляторов для группы металлов Fe, Cr, Mn, Ni, Co и Ti и сравнили полученные результаты с экспериментально найденными значениями  $f$ . Они обнаружили любопытную линейную зависимость  $\lg g_k f_{\text{теор}} - \lg g_k f_{\text{эксп}} \sim E_k$  для линий с потенциалом возбуждения 3–4 e  $f_{\text{теор}}$  примерно в 50 раз больше  $f_{\text{эксп}}$ ; для линий с потенциалом 5–6 e  $f_{\text{теор}}$ , наоборот, примерно в 30 раз меньше  $f_{\text{эксп}}$ . Следовательно, ни о какой применимости метода Бэйтса — Дамгард здесь уже нельзя говорить.

Отметим, далее, ряд работ Бирмана с сотрудниками<sup>30–32</sup>. Они попытались улучшить приближение для более сложных атомов (Mg, S, Si и др.), учитывая поляризационные эффекты. Это несколько приблизило теоретические уровни энергии к экспериментальным. Что касается вероятностей переходов, то степень их улучшения настолько незначительна, что никак не оправдывает существенного усложнения расчетов.

В случае промежуточной связи значения переходных интегралов и  $\Sigma I(M) I(L)$  по совокупности переходов остаются теми же, что и при расчетах по модели нормальной связи, происходит только перераспределение значений  $I(M) I(L)$  для отдельных линий<sup>7</sup>. Общая теория этого случая дана в книге Кондона и Шортли. В качестве примеров расчета вероятностей переходов по модели промежуточной связи можно привести

работы Шортли для  $\text{NeI}^{33}$ , Готшалка для  $\text{FeI}^{34}$  и Гарстанга для  $\text{AlI}$ ,  $\text{OII}$ ,  $\text{NeII}^{35}$ . Как правило, результат при таком расчете лучше согласуется с экспериментом, чем при расчете по схеме чисто нормальной связи, однако здесь все же нет такого хорошего совпадения, которое наблюдается при отсутствии отступлений от нормальной связи.

Дальнейшее улучшение приближения для атомов с несколькими оптическими электронами требует учета взаимодействия конфигураций. Теория многоконфигурационного приближения последовательно развивается Ючисом с сотрудниками (см. <sup>36-41</sup> и цитир. там работы). Как оказалось, для ряда переходов вероятности, вычисленные в двухконфигурационном приближении, могут сильно (до 2,5 раза) отличаться от вероятностей, вычисленных в одноконфигурационном приближении. В этом же направлении провела несколько расчетов Трефф <sup>42,43</sup>. Полученные ею результаты в общем согласуются с результатами Ючиса.

Необходимо, наконец, отметить серию работ, особенно интересных для астро- и геофизиков. Речь идет о вероятностях переходов для так называемых «запрещенных» линий (сюда не относятся интеркомбинационные линии). Спектры свечения неба, полярных сияний и туманностей имеют ряд линий, значительную часть которых пока еще не удалось наблюдать в лабораторных условиях. Происхождение многих из них оказалось возможным интерпретировать как магнитное дипольное или электрическое квадрупольное излучение многократных ионов кислорода, азота и др. Соответствующая теория была дана Шортли <sup>44</sup>. Он вычислил силы линий для переходов  $npn'r - npn''r$ ,  $npn'r - nr^2$ ,  $npn'r - npn'r$  и  $nr^2 - nr^2$ , а также, совместно с другими авторами, для конфигураций  $p^2$ ,  $p^3$  и  $p^4$  <sup>45</sup>. Много расчетов для конфигураций  $p^n$  и  $d^n$  сделали Гарстанг, Пастернак, Менцель, Аллер, Остерброк и др. Можно добавить, что недавно некоторые слабые «запрещенные» линии были получены в лаборатории с помощью рентгеновской техники. Возможно, что для них не является безусловной вышеупомянутая интерпретация как мультипольных переходов <sup>46</sup>.

В таблице I (стр. 18) собраны теоретические работы по вычислению какой-либо из величин  $A_{ik}$ ,  $f_{ki}$ ,  $S$ ,  $\sigma$ . В первом столбце указаны в алфавитном порядке названия химических элементов, во втором — переходы или конфигурации, для которых сделаны вычисления, в третьем — соответствующие ссылки. Если вычисления проводились с помощью таблиц Бэйтса — Дамгард <sup>24</sup>, то в последнем столбце делается соответствующее примечание.

## § 2. Экспериментальные работы

Среди всех существующих методов экспериментального определения вероятностей переходов (или сил осцилляторов) наибольшую точность дает пока метод крюков, разработанный Рождественским и примененный им в целом ряде исследований спектров щелочных металлов <sup>47,48</sup>. Этот метод ныне успешно развивается в Ленинградском университете. Он позволяет получать не только относительные, но также и абсолютные значения сил осцилляторов (см., например, <sup>49</sup>). Точность абсолютных измерений составляет (в лучшем случае) 5—10%. Применяя метод крюков для исследования желтого дублета натрия, Кватер <sup>50</sup> пришел к неожиданному выводу: сила осциллятора дублета равна не единице, как до сих пор было известно, а 1,24. Этот новый результат подтверждается, по-видимому, и вычислениями <sup>51</sup>.

Кватер провел подробный *сравнительный* анализ методов полного поглощения, магнитного вращения плоскости поляризации и крюков

(для случая таллия)<sup>52</sup>. Однако все перечисленные методы обладают серьезным *общим* недостатком: при вычислениях  $f$  необходимо пользоваться зависимостью упругости паров металлов от температуры, а она во многих случаях не изучена достаточно хорошо. Поэтому возможна довольно большая ошибка в абсолютных значениях сил осцилляторов, найденных с помощью этих методов. Конечно, относительные измерения свободны от указанного недостатка. В настоящее время Гурвичем предложен способ, позволяющий *вычислять* давление паров металлов  $P_M$ , если известны термодинамический потенциал  $\Phi_T^*$  и изменение с температурой энтальпии металла  $H_T^\circ$  в газообразном и конденсированном состояниях<sup>53</sup>. Обозначим теплоу испарения металла при средней температуре  $T_c^\circ$  К через  $\Delta H_{Tc}^\circ$ , тогда

$$R \ln P_M = \Phi_{T(\text{газ})}^* - \Phi_{T(\text{конд})}^* - \frac{\Delta H_{Tc}^\circ + (H_{Tc}^\circ - H^\circ)_{\text{конд}} - (H_{Tc}^\circ - H^\circ)_{\text{газ}}}{T} \quad (5)$$

$R$  — газовая постоянная. Все входящие в формулу (5) величины для газообразного состояния легко и с большой точностью определяются теоретически; для твердого и жидкого состояний они вычисляются из теплоемкостей и теплоу фазовых переходов, которые для многих металлов хорошо известны. Если даже в некоторых случаях они неизвестны, то определить их можно все же значительно легче и точнее, чем измерить давление насыщенных паров. Формулу (5) Гурвич применил при вычислениях сил осцилляторов таллия по данным измерений Кватера<sup>54</sup>. Полученные им результаты почти на порядок отличаются от значений  $f$ , найденных Кватером, но хорошо согласуются с результатами некоторых последних работ<sup>55,56</sup>. Это не удивительно, поскольку Кватер использовал при расчетах ошибочные данные о давлении насыщенных паров таллия.

Отметим здесь также вариант метода поглощения, в котором концентрация поглощающих атомов сравнительно легко измеряется. Если в качестве абсорбера применять атомный пучок, то концентрацию атомов в пучке можно определить непосредственно, как предложили Пауль и Вессель<sup>57</sup>. На пути атомного пучка помещается чашечка очень чувствительных электрических весов, позволяющих с большой точностью измерять массу вещества  $m(t)$ , попавшую на чашечку за время  $t$ . Если средняя скорость атомов в пучке  $\bar{v}$ , а площадь сечения пучка  $s$ , то средняя плотность атомов в пучке

$$\bar{\rho} = \frac{m(t)}{\bar{v} \cdot s \cdot t}. \quad (6)$$

Скорость  $\bar{v}$  вычисляется по газокINETической формуле либо также непосредственно измеряется. Переносимый атомами импульс

$$p = m(\Delta t) \cdot \bar{v}_z = F \Delta t. \quad (7)$$

Отсюда

$$\bar{v}_z = \frac{F_j \Delta t}{m(\Delta t)}. \quad (8)$$

$F$  может быть найдена при прерывании пучка. Измеренная таким образом скорость с точностью до 2% совпадает с вычисленной. Точность определения сил осцилляторов равна 10 — 20%. Основной недостаток метода — практически невозможно измерять вероятности переходов между возбужденными уровнями.

Силы осцилляторов первых членов резкой и диффузной серий можно измерить по штарк-эффекту резонансной линии. Этот способ предложил Пауль<sup>58</sup>, основываясь на разработанном Дженкем и Копферманом

методе прецизионных измерений смещения и расщепления резонансных линий в электрическом поле<sup>59</sup>. Теория дает для смещения  $\Delta W$  центра тяжести некоторого терма  $W_i$  атома в электрическом поле напряженности  $E$  следующее выражение:

$$\Delta W = - \sum_k \frac{|H_{ik}|^2}{W_i - W_k}, \quad (9)$$

где  $H_{ik}$  — матричный элемент возмущающей энергии внешнего поля

$$H_{ik} = eE \int \psi_i^* z \psi_k d\tau = eE \bar{z}_{ik}. \quad (10)$$

С другой стороны, сила осциллятора для перехода между термами  $W_i$  и  $W_k$  может быть записана как

$$f_{ik} = \frac{8\pi^2 m}{h^2} (W_i - W_k) \bar{z}_{ik}^2. \quad (11)$$

Переходя к частотам и объединяя формулы (9) — (11) для смещения центра тяжести терма, получаем

$$\Delta \nu = - \frac{e^2 E^2}{8\pi^2 m h} \sum_k \frac{f_{ik}}{\nu_{ik}^2}, \quad (12)$$

где  $\nu_{ik}$  — частоты всех линий эмиссии и поглощения, связанных с термом  $W_i$ .

Пусть экспериментально измерено смещение  $\delta \nu$  центра тяжести резонансной линии; тогда

$$\delta \nu = \Delta \nu_P \pm \Delta \nu_S. \quad (13)$$

Смещения термов  $P$  и  $S$  —  $\Delta \nu_P$  и  $\Delta \nu_S$  — можно вычислить по формуле (12)

$$\Delta \nu_S = CE^2 \sum_n \frac{f_{S-nP}}{\nu_{S-nP}^2} \quad (14)$$

$$\Delta \nu_P = CE^2 \left[ \sum_n \frac{f_{P-nS}}{\nu_{P-nS}^2} + \sum_n \frac{f_{P-nD}}{\nu_{P-nD}^2} \right]. \quad (15)$$

Вычислению входящих в формулы (14) и (15) сумм помогает то обстоятельство, что величина отношения  $\frac{f_{ik}}{\nu_{ik}^2}$  очень быстро падает с ростом  $n$ . В формуле (14) большей частью можно считать  $\sum_n \frac{f_{S-nP}}{\nu_{S-nP}^2} \simeq \frac{f_{\text{рез}}}{\nu_{\text{рез}}^2}$ ,

$f_{\text{рез}}$  должна быть известна. Второе соотношение между входящими в (15) суммами можно получить из следующих соображений. Относительное смещение отдельной компоненты расщепленной спектральной линии зависит, как показал Лохте-Хольтгревн<sup>60</sup>, от характера возмущения соответствующих термов. В свою очередь картина расщепления, например  $P$ -терма, зависит от того, преобладает ли возмущение  $S$ -термов или  $D$ -термов. Относительное смещение для крайних случаев  $S$ -или  $D$ -возмущения Лохте-Хольтгревн вычислил и протабулировал, так что при известной из опыта картине расщепления можно с помощью этих таблиц найти значение отношения

$$\frac{S_{\text{возмущ}}}{D_{\text{возмущ}}} = \sum_n \frac{f_{P-nS}}{\nu_{P-nS}^2} : \sum_n \frac{f_{P-nD}}{\nu_{P-nD}^2}. \quad (16)$$

Из уравнений (13) — (16) можно найти верхнюю границу для сил осцил-

ляторов переходов  $P-S$  и  $P-D$ . Пауль считает, что эти значения отличаются от истинных не более чем на 5—10% (в случае Na). Очевидно, что область применения этого метода весьма ограничена.

Наиболее широкие возможности экспериментирования с самыми различными линиями дают высокотемпературные источники света и в первую очередь — электрическая дуга. Измеряя относительные интенсивности спектральных линий, излучаемых дуговым столбом, и его температуру, можно, в принципе, определить значения относительных вероятностей соответствующих переходов. Однако трудности эксперимента возрастают здесь быстрее, чем возможности. Наибольшие неприятности доставляют реабсорбция спектральных линий, нестабильность разряда во времени и пространстве и неоднородный характер источника света. Сильнее всего подвержены реабсорбции линии, оканчивающиеся на основном уровне, поскольку концентрация невозбужденных атомов  $p$  а с т е т по мере удаления от оси дугового столба как  $\frac{1}{r}$ . Линии, окан-

чивающиеся на возбужденных (но не метастабильных) уровнях, обычно мало подвержены реабсорбции, так как заселенность нижнего уровня  $E_i$  падает по мере удаления от оси дугового столба по экспоненциальному закону  $N_i \sim e^{-\frac{E_i}{kT}}$ , следовательно, оптическая толщина поглощающего слоя для этих линий значительно меньше. Увеличение концентрации атомов данного сорта в разряде мало влияет на реабсорбцию линий, оканчивающихся на возбужденных уровнях, но очень резко усиливает реабсорбцию резонансных линий. Как показал Соболев<sup>61</sup>, чрезвычайно мал диапазон концентраций атомов, при которых интенсивность резонансной линии уже достаточно велика, чтобы ее можно было измерить, но оптическая толщина поглощающего слоя еще достаточно мала, чтобы не вызвать заметной реабсорбции. Поэтому, как правило, резонансные линии в спектрах дугового разряда реабсорбированы. В большинстве старых работ, выполненных до 1940—1945 гг. (и даже в некоторых более поздних работах — см. по этому вопросу, например,<sup>62</sup>), устранению искажающего влияния реабсорбции не уделялось достаточно внимания, и полученные значения вероятностей переходов оказались в большинстве своем ошибочными. Попытка же уч е с т ь степень реабсорбции, следуя Эдельсу<sup>63</sup>, не дает, по-видимому, достаточно удовлетворительных результатов. К такому выводу можно прийти, анализируя, например, результаты экспериментальной работы<sup>64</sup>, в которой измерялась температура дуги по отношению интенсивностей линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ . Расхождение полученных значений температур можно объяснить, по нашему мнению, тем, что реабсорбция линий водорода все же не была полностью учтена. Таким образом, сейчас целесообразнее не у ч и т ы в а т ь реабсорбцию, а принимать все меры для ее у с т р а н е н и я (высокотемпературные источники, уменьшение концентрации атомов, обдувание дугового столба и пр.), тщательно контролируя ее отсутствие.

Значительно проще предотвратить погрешности, связанные с нестабильностью разряда во времени и пространстве. С одной стороны, чувствительность современных приемников света достаточно велика, чтобы регистрировать интенсивность наиболее интересных линий за столь малое время, в течение которого разряд можно было бы считать стабильным. С другой стороны, сейчас уже разработан целый ряд способов, позволяющих в той или иной степени стабилизировать разряд. Определенный интерес представляют в этом отношении эксперименты с высокоточными и канальными дугами. Однако здесь нельзя пока забывать про осторожность, так как природа анодного и катодного факелов еще не ясна.

Особенно серьезное значение приобретает для высокоточных и каналовых дуг вопрос о неоднородности (прежде всего температурной) дугового столба. Если температура на оси разряда достаточно высока, то степень ионизации плазмы в центре приближается к единице и излучение атомных линий идет только от периферических зон разряда с более низкой температурой. При этом излучение спектральных линий с различными потенциалами возбуждения идет от пространственно не совпадающих зон<sup>65</sup>. Поэтому при измерениях температур и вероятностей переходов по интенсивностям спектральных линий нельзя пользоваться обычной схемой освещения щели спектрографа, когда на щель падает интегральное свечение от некоторого сечения разрядного столба. Необходимо применять методы, позволяющие вычислять из экспериментальных данных мощность излучения некоторого элементарного объема, расположенного на расстоянии  $r$  от оси разряда, и, таким образом, получать распределение интенсивностей линий по радиусу дугового столба<sup>66, 67</sup>. Подчеркнем, что исследуемые линии должны быть практически не реабсорбированы. Сделанные замечания верны не только для высокоточных дуг, их необходимо учитывать также и при работе со слаботочными дугами, в особенности — при измерениях интенсивностей линий атомов с небольшими потенциалами ионизации. К сожалению, учет пространственной неоднородности источника света проводится не всегда, а это приводит к ошибкам в получаемых значениях вероятностей переходов и температур<sup>62, 65</sup>. Необходимо здесь, однако, подчеркнуть, что современное состояние техники и методики экспериментирования с дуговым разрядом позволяет измерять вероятности подавляющего большинства переходов в атомах и однозарядных ионах с вполне удовлетворительной точностью (10—20%).

Недавно Биберман указал еще на одну возможность измерения сил осцилляторов<sup>68</sup>. Любопытно, что по предложенному им методу измерения необходимо проводить в условиях сильной реабсорбции спектральных линий. Известно, что полуширина реабсорбированных линий растет в некотором диапазоне концентраций пропорционально оптической плотности поглощающего слоя. Оказывается, наклон этого линейного участка можно с хорошим приближением считать не зависящим от соотношения дисперсионной и доплеровской ширин и связать с ним значение силы осциллятора для данной линии:

$$f = 6,7 \cdot 10^{12} \frac{d(\Delta\nu)}{d(nl)}, \quad (17)$$

где  $\Delta\nu$  — полуширина линии излучения, выраженная в  $\text{см}^{-1}$ ,  $n$  — концентрация атомов, поглощающих данную линию,  $l$  — толщина поглощающего слоя. Формула (17) верна в том случае, когда резонансным уширением линии можно пренебречь по сравнению с другими механизмами уширения. В случае превалирования резонансного уширения зависимость оказывается более сложной. Силы осцилляторов по этому методу пока еще не измерялись.

В заключение этого раздела сделаем несколько замечаний о точности определения вероятностей переходов.

За основу, отталкиваясь от которой можно говорить о точности, необходимо брать, конечно, лучшие из экспериментальных результатов. Более надежны, по-видимому, данные, полученные по методу крюков, но это не является строгим правилом. Чтобы отдать предпочтение значениям вероятностей переходов, найденных тем или иным способом, необходимо в каждом конкретном случае проводить детальный анализ тех условий, в которых вероятности были измерены. Обычно зна-

чения вероятностей, найденных различными путями, отличаются не более чем в 1,5 раза. В случае больших расхождений можно ставить под сомнение либо корректность эксперимента, либо исходные данные.

Точность теоретических результатов может быть установлена лишь путем сравнения с наиболее надежными экспериментальными результатами, если они имеются, и ее можно полагать не изменяющейся для аналогичных методов, условий и объектов расчета (там, где надежных экспериментальных результатов нет). Когда такого сравнения провести не удастся, вычисленные значения вероятностей можно рассматривать только как ориентировочные, дающие порядок величины.

Для атомов и ионов с одним оптическим электроном вычисленные вероятности, как правило, очень хорошо совпадают с экспериментальными. Однако здесь необходимо отметить измерения Арденне<sup>69</sup> продолжительности жизни водорода в возбужденном состоянии, выполненные для линии  $H_\beta$ . Его результат более чем в три раза отличается от  $\tau_\beta$ , вычисленного в квантовой механике. Экспериментальных работ, подтверждающих квантовомеханическое значение  $\tau$  для различных возбужденных уровней водорода путем непосредственных измерений, мы не знаем.

Наконец, необходимо всегда помнить, что вероятности переходов не являются строгими константами, а зависят, хотя и очень слабо, от условий, в которых осуществляется излучение. Заметных изменений вероятностей переходов можно ожидать прежде всего для запрещенных переходов, при очень большой плотности заряженных частиц, а также для ионов. Изменения вероятностей запрещенных переходов наблюдаются даже в обычной электрической дуге<sup>70</sup>.

В таблице II (стр. 23) собраны экспериментальные работы по определению вероятностей переходов и сил осцилляторов. В первом столбце указаны в алфавитном порядке названия химических элементов, во втором и третьем — числа исследованных линий и области спектра, в четвертом — соответствующие ссылки, в пятом — примененный метод исследования. Ссылки на работы, в которых проводились абсолютные измерения, отмечены звездочкой.

### III. ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛАХ

#### § 1. Теоретические работы

В квантовой механике для дипольного излучения двухатомных молекул вероятность перехода выражается через величину матричного элемента переходного момента

$$A_{v'v''} = \text{const} \cdot \nu_{v', v''}^3 |R^{v', v''}|^2, \quad (18)$$

где  $v'$  и  $v''$  — колебательные квантовые числа двух колебательных уровней верхнего и нижнего электронных состояний, между которыми происходит переход ( $v' \rightarrow v''$ ),  $\nu_{v', v''}$  — волновое число перехода. Согласно<sup>71</sup> матричный элемент переходного момента равен

$$R^{v', v''} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int M(x, r) \psi_{v'}^*(x, r) \psi_{v''}(x, r) dx dr. \quad (19)$$

Здесь  $M$  — вектор, имеющий физический смысл дипольного момента,  $\psi_{v'}$  и  $\psi_{v''}$  — волновые функции колебательных уровней верхнего

и нижнего электронных состояний,  $x$  и  $r$  — координаты электронов и ядер соответственно.

Интегрирование ведется по всему конфигурационному пространству электронов и ядер. Как показали Франк<sup>72</sup> и Кондон<sup>73</sup>, а также Борн и Оппенгеймер<sup>74</sup>, в (19) можно положить:

$$\psi = \psi_e \psi_v \text{ и } M = M_n + M_e, \quad (20)$$

где  $\psi_e$  — часть волновой функции, зависящая от движения электронов,  $\psi_v$  — часть, зависящая от колебаний ядер,  $M_n$  — часть переходного момента, зависящая от колебаний ядер,  $M_e$  — часть, зависящая от электронов.

Тогда (19) принимает вид

$$R^{v', v''} = \int \psi_{v'}(r) \psi_{v''}(r) dr \int M_e \psi_e^{*'}(x) \psi_e''(x) dx. \quad (21)$$

Второй интеграл в этом выражении

$$R_e = \int M_e \psi_e^{*'}(x) \psi_e''(x) dx \quad (22)$$

называется электронным моментом перехода или электронным интегралом перехода. Так как в соответствии с принципом Франка — Кондона  $R_e$  мало зависит от  $r$ , то в первом приближении

$$R^{v', v''} = \bar{R}_e \int \psi_{v'}(r) \psi_{v''}(r) dr. \quad (23)$$

Интеграл

$$(v', v'') = \int \psi_{v'}(r) \psi_{v''}(r) dr \quad (24)$$

называется интегралом наложения. Квадрат этой величины

$$q(v', v'') = (v', v'')^2 \quad (25)$$

называют иногда фактором Франка — Кондона, так как он непосредственно связан с квантовомеханической формулировкой принципа Франка — Кондона. Если в (21) учесть зависимость  $R_e$  от  $r$  (см. ниже), то вместо (24) получается более общее выражение

$$(v', f(r), v'') = \int \psi_{v'}(r) \psi_{v''}(r) f(r) dr, \quad (26)$$

где  $f(r)$  — указанная зависимость  $R_e$  от  $r$ , и соответственно

$$p(v', v'') = (v', f(r), v'')^2. \quad (27)$$

Величину  $p(v', v'')$  можно было бы назвать относительной вероятностью перехода  $v' \rightarrow v''$ . Подчеркнем физический смысл введенных понятий. Квадрат электронного момента перехода  $R_e^2$  с точностью до коэффициента пропорциональности равен вероятности электронного перехода и, следовательно, определяет абсолютную интенсивность системы полос, возникающих при этом переходе. Распределение интенсивности по полосам данной системы определяется величиной относительной вероятности перехода  $p(v', v'')$ , в большинстве случаев приближенно совпадающей с фактором Франка — Кондона  $q(v', v'')$ .

Мы рассмотрим методы вычисления только относительных вероятностей  $p(v', v'')$ , так как вопрос об определении абсолютных значений  $R_e$  пока мало разработан. Библиографию работ, выполненных в этом направлении почти до настоящего времени, можно найти в<sup>5, 71, 75—78</sup>.

Задача нахождения волновых функций  $\psi_v$  и  $\psi_v^*$ , входящих в (24) и (26), сводится к решению волнового уравнения, описывающего движение ядер двухатомной молекулы. Вид собственных значений энергии  $E_n$  и собственных функций этого уравнения зависит от выбора вида потенциальной функции, входящей в волновое уравнение. Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} x &= r - r_e, \\ D &= \frac{\omega_e^2}{4\omega_e x_e}, \\ a^2 &= \frac{8\pi^2 \mu c \omega_e x_e}{h}, \\ d &= \frac{h}{4\pi^2 c \omega_e \mu}, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

где  $r_e$  — равновесное расстояние между ядрами молекулы,  $\omega_e$  и  $\omega_e x_e$  — колебательные константы молекулы,  $\mu$  — ее приведенная масса. Потенциальную функцию можно представить в виде степенного ряда

$$U(x) = Da^2 x^2 (1 + a_1 x + a_2 x^2 + \dots), \quad (29)$$

в котором  $a \gg a_1 \gg a_2$  и т. д. В этом случае из волнового уравнения получаем следующее уравнение для уровней энергии  $E(v)$ :

$$E(v) = hc \left[ \omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left( v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left( v + \frac{1}{2} \right)^3 - \dots \right]. \quad (30)$$

Если в (29) отбросить все члены, кроме первого, то получим потенциальную функцию гармонического осциллятора

$$U(x) = Da^2 x^2. \quad (31)$$

Соответствующие собственные значения энергии и собственные функции равны:

$$E(v) = hc\omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right), \quad (32)$$

$$\psi_v = \left( 2^v v! d \sqrt{\pi} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{x}{d} \right)^2 \right\} \cdot H_v \left( \frac{x}{d} \right), \quad (33)$$

где  $H_v$  — полиномы Эрмита. Волновые функции (33) протабулированы в <sup>79, 80</sup> от  $v=0$  до  $v=16$ . Действительная потенциальная функция очень хорошо аппроксимируется потенциальной функцией Морзе <sup>81</sup>

$$U(x) = D(1 - e^{-ax})^2. \quad (34)$$

В этом случае

$$E(v) = hc \left[ \omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left( v + \frac{1}{2} \right)^2 \right], \quad (32')$$

а  $\psi_v$  получаются в виде присоединенных функций Лагерра.

Первые вычисления интеграла наложения (24) были проделаны в 1930 г. Хэтчиссоном с помощью потенциальной функции гармонического осциллятора <sup>82</sup>. Хэтчиссон разработал метод алгебраического нахождения (24) в приближении гармонического осциллятора для симметричных молекул и небольших квантовых чисел  $v$ . Используя разложение экспонент в ряд, Хэтчиссон получил для (24) алгебраическое выражение в виде конечных рядов. Однако оно сложно и сложность его быстро возрастает с увеличением числа  $v$ .

Дэнхем<sup>83</sup> показал, что метод Хэтчиссона применим также к не вполне симметричным молекулам. Результаты, получаемые этим методом, количественно расходятся с экспериментальными значениями вероятностей переходов для больших  $v$ , причем существенное расхождение обычно начинается уже с  $v > 2$ .

Значительно более удобно и быстро величину (24) для случая параболической потенциальной функции можно рассчитать с помощью рекуррентных формул Маннебака<sup>84</sup>. Ввиду того, что работа Маннебака долгое время оставалась неопубликованной, она была использована менее широко, чем метод Хэтчиссона.

В отличие от параболической потенциальной функции, потенциальная функция Морзе или потенциальная функция в виде степенного ряда позволяют вычислить значения вероятностей перехода, хорошо совпадающие с экспериментальными данными даже для больших чисел  $v^*$ ), однако расчеты с их помощью чрезвычайно трудоемки. Новые возможности открываются здесь в связи с широким использованием машинной вычислительной техники.

Таким образом, из двух указанных методов вычисления (24) первый позволяет получить только качественный результат, а второй слишком трудоемок. Поэтому были предприняты поиски таких математических приемов, которые позволили бы сравнительно легко получать результат, сохраняя удовлетворительную точность. В 1939 г. Пирс и Гэйдон показали, что простое гармоническое приближение является удовлетворительным, если использовать возмущение волновых функций гармонического осциллятора, чтобы приблизить их к волновым функциям истинной потенциальной кривой. Этот метод был развит затем в серии работ Пиллоу<sup>80, 86, 87</sup>. В частности, в первоначальном варианте метода возмущения центральный узел или максимум каждой волновой функции фиксируется при  $r_e$ , хотя это и не соответствует действительным колебаниям. Пиллоу предложила<sup>88</sup> ввести сдвиг волновой функции на величину

$$\delta r_e = (v + 1) \frac{x_e}{a}, \quad (35)$$

где

$$x_e = \frac{\omega_e x_e}{\omega_e}.$$

Эта поправка позволяет улучшить теоретические значения вероятностей переходов. Этот «исправленный» метод возмущения рассмотрел более подробно Люкак<sup>89</sup>. В недоступной нам работе<sup>90</sup> Пиллоу далее развила свой метод.

Обстоятельная критика метода возмущений содержится в<sup>91</sup>. Хотя этот метод и представляет собой существенный шаг вперед по сравнению с предшествующими методами, он все же не дает такого хорошего совпадения с данными эксперимента и результатами численного интегрирования на основе потенциала Морзе, как рассматриваемые ниже методы «упрощенного» потенциала Морзе. В настоящее время метод возмущения, по-видимому, является пройденным этапом.

Используя принцип возмущения гармонических волновых функций, Бэйтс протабулировал значения факторов Франка — Кондона в зависимости от молекулярных параметров для  $v' + v'' \leq 4$ , а также  $v' = 0$ ,  $v'' = 5, 6$  и  $v'' = 0$ ,  $v' = 5, 6$ <sup>92</sup>. Таблицы Бэйтса очень удобны для быстрой оценки величины вероятностей переходов.

\*) Для очень больших квантовых чисел  $v$  ( $\sim 10-15$ ) использование потенциальной функции Морзе уже не дает хорошего совпадения с экспериментом<sup>85</sup>.

Если в различных методах возмущения, развитых Пирсом и Гейдоном, Пиллоу и др., в качестве исходной берется параболическая потенциальная кривая, то возможны и другие методы вычисления (24), основанные на введении каких-то упрощающих вычисление предположений в формулу (34) для потенциальной функции Морзе. Такой метод был развит Ву, Фрезером, Никольсом, Джармейном и др.<sup>91, 93-96</sup>. Рассмотрим электронный переход между состояниями 1 и 2 для некоторой молекулы. Потенциальная функция Морзе записывается для этих состояний в виде

$$\left. \begin{aligned} U_1(x) &= D_1 (1 - e^{-a_1 x})^2, \\ U_2(x) &= D_2 (1 - e^{-a_2 x})^2. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Вместо этих точных потенциалов Фрезер и Джармейн вводят «упрощенные» потенциалы

$$\left. \begin{aligned} U'_1(x) &= D_1 (1 - e^{-ax})^2, \\ U'_2(x) &= D_2 (1 - e^{-ax})^2, \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

где  $a$  является промежуточным между  $a_1$  и  $a_2$ . С помощью этих «упрощенных» потенциалов удастся получить выражение для (24) в удобном для вычисления аналитическом виде. Величина ошибки, вносимая этим

приближением, зависит от величины  $\left| \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \right|$ . При  $|r_{e'} - r_e| \leq 0,05 \text{ \AA}$  очень хорошее совпадение с результатами численного интегрирования (24)

с использованием (36) получается, если  $\left| \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \right| \approx 0,05$ . С увеличением

$|r_{e'} - r_e|$  и  $\left| \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \right|$  точность метода падает. В этом случае снова удастся

добиться хорошего совпадения с данными численного интегрирования, производя учет  $r_e$ -сдвига с использованием формулы Пиллоу (35). Сравнивая результаты, полученные этим методом с учетом и без учета  $r_e$ -сдвига<sup>97</sup>, с данными численного интегрирования для фиолетовой системы CN и отмечая, что для этой системы

$$\left| \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \right| \cdot |r_{e'} - r_e| \cdot 100 = 0,46\% \text{ \AA}, \quad (38)$$

находим, что средняя величина ошибки в определении  $p(v', v'')$  без учета  $r_e$ -сдвига составляет  $\pm 0,034$ , а соответствующая величина с учетом  $r_e$ -сдвига  $\pm 0,002$ . Отсюда ясно видно, что учет  $r_e$ -сдвига весьма сильно увеличивает точность метода.

С помощью метода «упрощенного» потенциала Морзе удастся избежать трудностей численного интегрирования, связанных с использованием «истинной» потенциальной функции, и в то же время добиться самой хорошей точности по сравнению с другими приближенными методами расчета  $q(v', v'')$ . Удобный способ сравнительного анализа вычисляемых таким образом факторов Франка — Кондона путем построения поверхностей  $q(v', v'')$  в зависимости от  $v'$  и  $v''$  предложен Никольсом<sup>98</sup>.

Для решения ряда практических задач (точное измерение температуры по колебательным полосам и т. п.) предположение о том, что  $R_e$  в первом приближении не зависит от  $r$ , оказывается недостаточным. Это связано с тем, что принцип Франка — Кондона для колебаний молекул и, следовательно, уравнения (20) соблюдаются не вполне строго. Зависимость  $R_e$  от  $r(f(r))$  может оказаться как степенной, так и экспоненциальной. В этом случае используются полуэмпирические методы нахождения зависимости  $f(r)$ , чтобы получить «сглаженные» (smoothed)

ряды вероятностей переходов<sup>78, 99–107</sup>. Сущность этих методов состоит в том, что вводится понятие « $r$ -центроида» — среднего междядерного расстояния, определяемого как

$$\bar{r}_{v', v''} = \frac{(v', r v'')}{(v', v'')} = \frac{(v', r^n v'')}{(v', r^{n-1} v'')}, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots \quad (39)$$

Основное свойство  $r$ -центроидов заключается в том, что

$$(v', f(r) v'') = f(\bar{r}_{v', v''}) (v', v''). \quad (40)$$

Различные методы вычисления  $r$ -центроидов рассматриваются в<sup>104</sup>. Зная значения  $r$ -центроидов для данной системы полос и экспериментально измеренные интенсивности этих полос, можно построить зависимость  $R_e$  от  $r$  на всем интервале изменения  $\bar{r}_{v', v''}$ . Обычно такая зависимость оказывается экспоненциальной. Это позволяет определить уточненные значения относительных вероятностей переходов  $p(v', v'')$ .

Точность вычисления вероятностей переходов зависит от той точности, с которой нам известны молекулярные параметры, в особенности изменение равновесного междядерного расстояния при электронном переходе  $\Delta r_e = |r_e' - r_e''|$ . Как указывают Тауде и Патель<sup>108</sup>, а также Мак-Келлар и Тауде<sup>109</sup>, значения  $q(v', v'')$  для системы Свана  $C_2$ , вычисленные одним и тем же методом Хэтчиссона, но с использованием  $\Delta r_e$ , различающихся на 0,001 Å, отличаются друг от друга на 5–10%. Анализ точности вычисления вероятностей переходов на примере фиолетовых полос CN выполнен в<sup>110</sup>.

В таблице III (стр. 28) приведены все известные нам работы по теоретическому определению относительных вероятностей электронно-колебательных переходов. В таблице указаны: названия молекул, системы полос, метод расчета, ссылки. В статье<sup>78</sup> есть несколько ссылок на недоступные нам работы, которые в нашей библиографии не приведены.

## § 2. Экспериментальные работы

Первая работа по экспериментальному определению относительных вероятностей переходов была выполнена в 1931 г. Орнштейном и Бринкманом<sup>111</sup>, измерившими  $p(v', v'')$  для фиолетовой системы CN. Исходные предпосылки измерения  $p(v', v'')$  состояли в следующем: 1) в источнике света имеет место больцмановское распределение молекул по колебательным уровням верхнего электронного состояния; 2) при определении температуры по вращательным линиям предполагается, что вращательная и колебательная температуры равны (в реальных источниках света могут иметь место отступления от этого условия); 3) возбуждение рассматриваемой системы полос в этом источнике характеризуется одной температурой возбуждения  $T_{\text{возб}}$ ; 4) эффекты реабсорбции не оказывают существенного влияния на относительную интенсивность полос. Последнее обстоятельство проверяется путем промера относительных интенсивностей во всей наблюдаемой серии полос.

В качестве контроля за правильностью найденных значений можно использовать следующие соотношения:

$$\sum_{v' \text{ или } v''} p(v', v'') = 1, \quad (41)$$

$$\sum_{v'} [\pm (v', v_A') (v', v_B'')] = \sum_{v''} [\pm (v_C' v'') (v_D' v'')] = 0.$$

Эти соотношения имеют место, если  $R_e$  не зависит от  $r$ . Очень удобный метод контроля предложен Пирсом<sup>112</sup>: по оси ординат откладывается  $\lg I_{\text{эксп}}$ , а по оси абсцисс

$$\lg \{p(v', v'') \cdot v_{v', v''}^3\} + \lg \exp \left\{ -\frac{E_{v'}}{kT} \right\}.$$

По точкам графика проводится прямая. Отклонение экспериментальных точек от этой прямой характеризует точность экспериментальных значений  $p(v', v'')$  (см. также<sup>88</sup>).

Экспериментальные работ по определению  $p(v', v'')$  сравнительно мало. Все известные нам работы представлены в таблице IV (стр. 31), в которой указываются также способ возбуждения системы полос и метод определения температуры. Точность полученных результатов зависит главным образом от точности, с которой измерены относительные интенсивности, и точности определения температуры. В лучшем случае разброс значений  $p(v', v'')$ , полученных в разных экспериментальных и теоретических работах<sup>110</sup>, составляет 10—20%.

С помощью теоретических методов расчета определяется относительная вероятность перехода для изолированной и невозмущенной молекулы. Полученные таким образом значения вероятностей переходов зависят только от молекулярных параметров и не зависят от условий возбуждения. Однако данные ряды исследователей говорят о том, что для некоторых молекул значения  $p(v', v'')$  могут зависеть от условий возбуждения.

Тауде<sup>113</sup>, исследуя распределение интенсивности во второй положительной системе  $N_2$ , возбуждаемой в различных условиях (положительный столб разряда в воздухе, неконденсированный разряд в смеси 99% Ar, 0,7%  $N_2$  и 0,3%  $O_2$ , высокочастотный безэлектродный разряд и неконденсированная искра в воздухе), приходит к выводу, что вероятности переходов для этой системы существенным образом зависят от условий возбуждения. Наблюдаемое «перераспределение» вероятностей переходов (условие (41) сохраняется) связывается с внешними возмущениями излучающих молекул: действие электрических полей, соударений и т. д. Мехта и Раджесвари<sup>114</sup> наблюдали свечение в атмосфере инертных газов, причем распределение интенсивности зависело от выбранного газа, Бриджмен<sup>115</sup> указывает, что при высоких давлениях может сильно изменяться величина  $r_e$ , но даже небольшого изменения  $r_e$  достаточно, чтобы заметно изменились значения вероятностей переходов. С другой стороны, наблюдаемое «перераспределение» вероятностей переходов может быть связано с отступлениями для данного источника от перечисленных выше условий, в особенности от первого. В этом случае оказывается очень полезным рассмотрение конкретного механизма возбуждения колебательных уровней верхнего электронного состояния<sup>116</sup>.

Лангстрот<sup>117</sup>, рассматривая на основании метода Хэтчиссона возбуждение 2-й положительной системы  $N_2$  электронным ударом, помимо вероятности переходов для излучения  $p(v', v'')$ , ввел вероятность возбуждения  $p(v^0, v')$ , определяемую с помощью той же формулы Хэтчиссона. Тогда полная относительная интенсивность полосы равна

$$I(v', v'') = \text{const } p(v' v'') p(v^0, v') v_{v^0, v'}^4, \quad (42)$$

где  $v^0$  — основной уровень,  $v'$  — исходный колебательный уровень возбужденного состояния. Хорошего соответствия с экспериментом Лангстрот, однако, не получил.

Таблица I

Атом (ион)		Переход или конфигурация	Ссылки	Примечания
Азот	N I	$4P \rightarrow 4D^0$ и др. $2p^3$	6 37, 370 45, 118—120	Табл. Б.—Д.
	N II	$3P^0 \rightarrow 3P$ $1P^0 \rightarrow 1D$ $3D \rightarrow 3F^0$ и др.	6 23, 37, 121—124	Запрещенн. переходы Табл. Б.—Д.
	N III	$2S \rightarrow 2P^0$ $2P^0 \rightarrow 2D$ $4P^0 \rightarrow 4S$ и др.	45, 118, 125—127 6 36, 37, 123, 128	Запрещенн. переходы Табл. Б.—Д.
	N IV	$1S \rightarrow 1P^0$ $3S \rightarrow 3P^0$ $1P^0 \rightarrow 1D$	6 36, 128	Табл. Б.—Д.
	N V	$2S \rightarrow 2P^0$	6	Табл. Б.—Д.
Алюминий	Al I	$4s \rightarrow np$ $3d \rightarrow np$	24, 30, 129	
	Al III	$2D \rightarrow 2F$ $2P \rightarrow 2D$	122	
	Al VI	$2p^4$	118	Запрещенн. переходы
	Al VII	$2p^3$	118	» »
	Al VIII	$2p^2$	118	» »
Аргон	A II	$4p \rightarrow ns$ $4p \rightarrow 4d$	35, 122, 130	
	A III	$3p^4$	118, 131	Запрещенн. переходы
	A IV	$3p^3$	118	» »
	A V	$3p^2$	118	» »
	A X	$2p^5$	132, 133	» »
	A XI	$2p^4$	131	» »
	A XIV	$2p$	132, 133	» »
Барий	Ba I	$1S \rightarrow 1P^0$ $1S \rightarrow 3P$ $2P^0 \rightarrow 2S$ $2P^0 \rightarrow 2D$	6 134, 135 136	Табл. Б.—Д. Относят. знач. Табл. Б.—Д.
	Ba II	$2S \rightarrow 2P^0$ $2D \rightarrow 2P^0$ $2P^0 \rightarrow 2D$ $2P^0 \rightarrow 2S$	6	Табл. Б.—Д. с учетом правила сумм
Бериллий	Be I	$1S \rightarrow 1P$ $1D \rightarrow 1P$	22, 24, 36 137, 138	
	Be II	$2S \rightarrow 2P^0$ $2P \rightarrow 2S$	6 137	Табл. Б.—Д.
	Be III	$1P \rightarrow 1S$ $3P \rightarrow 3S$	22, 41, 137	
	Be IV	$2P \rightarrow 2S$	137	
Бор	B I	$2S \rightarrow n^2P$ $2P \rightarrow n^2D$ и др.	36—39	
	B II	$1S \rightarrow 1P$ $1D \rightarrow 1P$ $1P \rightarrow 1S$	22, 36, 137	
	B III	$2P \rightarrow 2S$	137	
	B IV	$1P \rightarrow 1S$ $3P \rightarrow 3S$	22, 137	
	B V	$2P \rightarrow 2S$	137	

Продолжение табл. I

Атом (ион)		Переход или конфигурация	Ссылки	Примечания
Ванадий	V II	${}^5F - {}^5G^0$ ${}^5P - {}^5D^0$ ${}^5P - {}^5P^0$	6	С помощью правила сумм
	V VIII	$3p^4$	118	Запрещенн. переходы
Водород	H	Серии Лаймана, Бальмера, Пашена и Брэкета $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ $3P_{3/2} - 3D_{5/2}$	{ 4, 5, 6, 14, 137, 139—146 147 148	Вычисл. $\Sigma f$ $\lambda$ лежит в дециметровой обл.
Гелий	He I	$ms - np$ $mp - nd$ $md - nf$	{ 5, 6, 22, 24 137, 139, 149—155 40, 41	Выч. сила диполя
	He II	Континуум $2P - {}^3S$ и др.	150, 156, 157 137, 152	
Европий	Eu II	${}^7S^0 - {}^7P$ ${}^9S^0 - {}^9P$	6	Табл. Б.—Д.
Железо	Fe I	$3d^7({}^4P)$ ${}^3d^7({}^4F)$	34	Табл. Б.—Д. с учетом правил сумм Запрещенн. переходы » Запрещенн. переходы » Запрещенн. переходы » » » Запрещенн. переходы
	Fe II	${}^4P - {}^4D^0$ и др.	6	
	Fe III	$3d^6$	158	
	Fe V	$3d^4$	158	
	Fe VI	$3d^3$	118	
	Fe VII	$3d^2$	118	
	Fe X	$3p^5$	132, 133	
	Fe XI	$3p^4$	118, 132, 133	
	Fe XIII	$3p^2$	132, 133	
	Fe XIV	$3p$	132, 133	
	Fe XV	$3s 3p^2 - 3s^2 3p$ $3s 3p$	159 131, 132, 133	
Кадмий	Cd I	$5p^3P - ns {}^3S$ $5p^3P - nd {}^3D$ $5s^1S - 5p^1P$ $5s^1S - 5p^3P$	{ 24, 123, 160 161 135	Относит. знач.
Калий	K I	$4s - np$ $4p - nd$ $4p - ns$	{ 24, 30, 129, 139 148, 160—166	Запрещенн. переходы » » »
	K IV	$3p^4$	118, 131	
	K V	$3p^3$	118	
	K VI	$3p^2$	118, 131	
Кальций	Ca I	$1S - 1P^0$ $1S - {}^3P^0$ ${}^3P^0 - {}^3D$ и др.	{ 24, 43, 161, 167 134, 135 6, 136	Относит. знач. Табл. Б.—Д.  Табл. Б.—Д. Запрещенн. переходы Запрещенн. переходы » » » » »
	Ca II	$4s - 4p$ $3d - np$ $3d - nf$ и др. $3d$	{ 16, 24, 26 167—170 6 131	
		Континуум	171	
	Ca V	$3p^4$	118	
	Ca VI	$3p^3$	118	
	Ca VII	$3p^2$	118, 131	
	Ca XII	$2p^5$	132, 133	
	Ca XIII	$2p^4$	132, 133, 172	
	Ca XV	$2p^2$	132, 133, 172	

Продолжение табл. I

Атом (ион)		Переход или конфигурация	Ссылки	Примечания
Кислород	O I	$5S^0 - 5P$ $3S^0 - 3P$ $2P^3 3s$ $2P^3 3P$	6, 136 161 173	Табл. Б.—Д.
	O II	$4P - 4D^0$ $4P - 4S^0$ и др. $2P^3$	24, 35, 37, 122 130, 174, 175, 370 6 {45, 118, 120, 125, 176, 177	Табл. Б.—Д. Запрещенн. переходы
	O III	$3S - 3P$ $3P - 3D$ и др. $2P^3$	37, 121, 124 128, 178 {45, 118, 125—127, 179	Запрещенн. переходы
	O IV	$2P^0 - 2P$ $4D - 4F^0$ и др.	6 36, 37, 128	Табл. Б.—Д.
	O V	$1S - 1P^0$ $3S - 3P^0$ и др.	6 36, 128	Табл. Б.—Д.
	O VI	$2S - 2P^0$	6	Табл. Б.—Д.
Кремний	Si I	$3P - 3P^0$ $3P^0 - 3D$ и др. $3P^2$	6 136 118	Табл. Б.—Д. Табл. Б.—Д. Запрещенн. переходы
	Si II	$2S - 2P^0$ $2D - 2F^0$ и др.	24, 30, 129 174	
	Si III	Континуум $3S - 3P^0$ $1S - 1P^0$	31, 180 122 6	Табл. Б.—Д.
	Si IV	$2S - 2P^0$ $2D - 2F$ и др.	6 122, 181	Табл. Б.—Д.
	Si VII	$2P^4$	118	Запрещенн. переходы
	Si VIII	$2P^3$	118	» »
Криптон	Kr III	$4P^4$	131	Запрещенн. переходы
Ксенон	Xe III	$5P^4$	131	Запрещенн. переходы
Литий	Li I	$2s - np$	17, 24, 123, 137, 160, 182—184 183	
	Li II	Континуум $1s - np$ $2s - 2p$ и др.	22, 41, 137, 154	
	Li III	$1s - 2p$	137	
Магний	Mg I	$1S - 1P$ $1S - 3P$ $3P - n 3S$ и др. $31P^0 - 61S$	32, 42, 43, 161 185 24, 139 136	Относит. знач. Табл. Б.—Д.
	Mg II	$2S - 2P$ $2P^0 - 2D$ и др.	{ 24, 30, 129 148, 163 122	
	Mg V	Континуум $2P^4$	31, 180 118	Запрещенн. переходы
	Mg VI	$2P^3$	118	» »
	Mg VII	$2P^2$	118	» »
	Mg X	$2S - 2P^0$	6	Табл. Б.—Д.

Продолжение табл. I

Атом (ион)		Переход или конфигурация	Ссылки	Примечания
Марганец	Mn I	${}^6D - {}^6F^0$	6	Табл. Б.—Д.
	Mn V	${}^8P^0 - {}^8S$	118	Запрещенн. переходы
	Mn X	$3d^3$ $3p^4$	118	»
Медь	Cu I	${}^2S - {}^2P^0$	24	Табл. Б.—Д.
		${}^2P^0 - {}^2D$	6	
Натрий	Na I	$ms - np$	13, 15, 17, 24, 25, 30, 123, 129, 139, 148, 160—163, 184, 186, 187	
		$mp - nd$		
		и др.		
		Континуум		
	Na IV	$2p^4$	183	Запрещенн. переходы
	Na V	$2p^3$	118	»
	Na VI	$2p^2$	118	»
Неон	Ne I	$3p - 3s$	33	Запрещенн. переходы
	Ne II	$4p - 4s$	188	
		$3s - 3p$	35, 189	
		$3p - 3d$		
		$3d - 3f$		
	Ne III	$2p^4$	118, 126	
	Ne IV	$2p^3$	118	
	Ne V	$2p^2$	118, 126, 179	
		${}^1S - {}^1P$	124	
		${}^3S - {}^3P$		
		${}^3P - {}^3D$		
		и др.		
	Ne VII	${}^1S - {}^1P$	22, 137	
		и др.		
	Ne VIII	${}^2P - {}^2S$	137	
	Ne IX	${}^1P - {}^1S$	22, 137	
		${}^3P - {}^3S$		
	Ne X	${}^2P - {}^2S$	137	
Никель	Ni I	${}^3D - {}^3F^0$	6	Табл. Б.—Д.
	Ni XII	$3p^5$	132, 133	Запрещенн. переходы
	Ni XIII	$3p^4$	132, 133	»
	Ni XV	$3p^2$	132, 133	»
	Ni XVI	$3p$	132, 133	»
Ртуть	Hg I	${}^1S - {}^3P^0$	135	Относит. знач.
		${}^1S - {}^1P^0$	24, 123, 160, 161	
		${}^1P^0 - {}^1D$	190	Табл. Б.—Д. Вычисл. τ
		${}^3P^0 - {}^3S$	6	
		$6^1P^0$	164	
Рубидий	Rb I	${}^2S - n^2P$	162, 191	
Сера	S I	$3p^4$	118, 131	Запрещенн. переходы
	S II	$4s - 4p$	35, 122, 130	
		$4p - 4d$		Запрещенн. переходы
		$3p^3$	118, 120	
	S III	$4s - 4p$	122	Запрещенн. переходы
		$3d - 4p$		
		$3p^2$	118	Запрещенн. переходы
Скандий	Sc I	${}^4F - {}^4G^0$	6	Табл. Б.—Д.
	Sc II	${}^3D - {}^3F^0$	6	Табл. Б.—Д.
		${}^1D - {}^1D^0$		Запрещенн. переходы
	Sc VI	$3p^4$	118	
	Sc VII	$3p^3$	118	

Продолжение табл. I

Атом (ион)		Переход или конфигурация	Ссылки	Примечания
Стронций	Sr I	$1S \rightarrow 1P^0$ $1S \rightarrow 3P^0$ $3P \rightarrow n^3S$ $3P \rightarrow n^3D$	6 134, 135 24	Табл. Б.—Д. Относит. выч.
	Sr II	$2S \rightarrow 2P^0$ $2D \rightarrow 2P^0$ $2P^0 \rightarrow 2S$	6 136	Табл. Б.—Д. Табл. Б.—Д.
Таллий	Tl I	$2P \rightarrow 2S$	24	
Титан	Ti II	$4P \rightarrow 4D^0$ $3H \rightarrow 2G^0$	6	Табл. Б.—Д.
	Ti VII	$3P^4$	118	Запрещенн. переходы
Углерод	C I	$3S \rightarrow 3P$ $3P \rightarrow 3P^0$ и др.	37, 121, 124 6	Табл. Б.—Д.
	C II	$2S \rightarrow n^2P^0$ $2D \rightarrow 2F^0$ и др.	118, 125—127 30, 36, 37, 122 6	Запрещенн. переходы Табл. Б.—Д.
	C III	$1S \rightarrow 1P$ $1P^0 \rightarrow 1D$ и др.	22, 36, 128, 137 6	Табл. Б.—Д.
	C IV	$2P \rightarrow 2S$ $2S \rightarrow 2P^0$ и др.	128, 137 6	Табл. Б.—Д.
	C V	$1P \rightarrow 1S$ $3P \rightarrow 3S$ и др.	22, 137	
	C VI	$2P \rightarrow 2S$	137	
Фосфор	P I	$3p^3$	118	Запрещенн. переходы »
	P II	$3p^2$	118	
	P III	$2S \rightarrow 2P$ $2D \rightarrow 2P$	122	
Фтор	F II	$2p^4$	118, 126	Запрещенн. переходы
	F III	$4S \rightarrow 4P$ $2p^3$	37, 370 118	Запрещенн. переходы
	F IV	$3S \rightarrow 3P$ $2p^2$	37 118, 124, 126, 127	Запрещенн. переходы
	F V	$2S \rightarrow 2P$ и др.	36, 37	
Хлор	Cl II	$4s \rightarrow 4p$ $4p \rightarrow 5s$ $3p^4$	122 118, 131	Запрещенн. переходы
	Cl III	$3p^3$	118	»
	Cl IV	$3p^3$	118	»
Хром	Cr I	$7S \rightarrow 7P^0$	6	Табл. Б.—Д.
	Cr IV	$3d^3$	118	Запрещенн. переходы
	Cr IX	$3p^4$	118	»
Цезий	Cs I	$6^2S \rightarrow n^2P$	24, 161, 162, 192	
Цинк	Zn I	$1S \rightarrow 1P$ $1S \rightarrow 3P$ $3P \rightarrow n^3D$ $3P \rightarrow n^3S$	135 24 6	Относит. знач. Табл. Б.—Д.

Таблица II

Атом (ион)	Число исслед. линий	$\lambda\lambda$	Ссылки	Метод
Азот NI	10	4000—5500	193*	Каналов. дуга; $T$ по контуру $H\beta$
Алюминий Al I	2 2 4 4	3944, 3962 3944, 3962 3082—3962 3082—3962	194 195 196, 197 198	Крюки Крюки в применении к вакуумной дуге Крюки Дуга
Аргон AI	1 10	1048, 6 3949—4511	199* 200*	Анализ дисп. кривой Каналов. дуга; $T$ по линии Бальмера
Барий Ba I	1 1 1 2 2 10 2	5535, 5 5535, 5 4726 7911, 0 7911, 0 3910—6110 4554, 4900	201* 197* 202 134 203 204 195	Поглощение в атомн. пучке Крюки Дуга постоянн. тока; $T$ по CN Дуга постоянн. тока; $T$ по CN Крюки Дуга пер. тока; $T$ по CN Крюки в применении к вакуумной дуге
Ba II	2 3 4 ?	4934, 4900 3892—4934 4525—4934	205 204 206 207	Крюки Дуга пер. тока; $T$ по CN Дуга пост. тока; $T$ по CN Дуга ?
Ванадий VI	79 471	3043—4881 3043—6812	197 208	Крюки Полное поглощение
Висмут Bi I	14	2628—3596	209	Дуга пост. тока; $T$ по CN
Водород H	2 2 1	4861, 6563 4861, 6563 4861	210, 211 212 69*	Полное поглощение Аномальная дисперсия Измерено $\tau_\beta$
Галлий Ga I	5	2944—4172	197*	Крюки (см. также 53)
Гелий He I	1 1 5 4	584, 6 5015 4472—7281 3965—17003	199* 213* 214 215	Анализ дисп. кривой По измерениям $\tau_{31P}$ Крюки Полый катод
Железо Fe I	1 2 75 115 12 15 47 300 80 56	3720 3720, 3737 3650—4400 2912—5455 3706—3886 2585—3648 4219—5341 3900—4790 3800—5300 2900—4400	216* 217* 218, 219 220 221* 209 222* 223 224 225	По измерениям $\tau_{рез}$ Поглощение в атомн. пучке Полное поглощение » » » Дуга пост. тока; $T$ по Sn Эмиссия из печи Кинга Дуга пер. тока; $T$ по Fe Эмиссия из печи Кинга
Fe II	12 91	3900—6600 2411—2756 4584—3565	226 209 227	Крюки Печь Кинга и дуга Дуга пост. тока; $T$ по Sn Искра, $T$ по Fe

## Продолжение табл. II

Атом (ион)		Число исслед. линий	$\lambda, \text{\AA}$	Ссылки	Метод
Индий	InI	5	3259—4511	197*	Крюки
Кадмий	CdI	1	2289	228*	Полное поглощение По измерениям $\tau_{5^3P}$
		1	3261	229,* 230,*	
				231*	
		1	3261	232*	Полное поглощение Крюки По измерениям $\tau_{5^3P}$ и $\tau_{5^1P}$
		2	2289, 3261	233	
		2	2289, 3261	234*	
		8	3404—5086	235	Крюки
		19	2837—6438	236	Дуга пост. и пер. тока; $T$ по CN
		32	2580—6438	237	То же
Калий	KI	2	7665, 7699	55*	Магнитное вращение Дуга пост. тока; $T$ по K
		4	3346—4047	238	
		4	3346—4047	239	Крюки »
		4	4044—7699	240, 241	
		4	4044—7699	242*	Полное поглощение Крюки »
		2	4641,6; 4642,2	243*	
		14	2992—7699	244	Апет.-возд. пламя; $T$ по обращ. Дуга пер. тока; $T$ по CN
		26	4786—6939	245*	
		14	4900—12523	246	
		?		247	Полное поглощение
Кальций	CaI	1	4227	248*	По измер. $\tau_{4^1P}$ Крюки
		1	4227	197*	
		2	6573	203	» Дуга пост. тока; $T$ по CN
		2	6573	134	
		7	2201—4227	249	Крюки
		5	3675—4581	250	Дуга пост. тока; $T$ по CN
	CaII	16	3468—6573	251*, 252*	То же Печь Кинга Дуга пост. тока Крюки в примен. к вакуумной дуге
		?	2000—3000	253	
		19	3361—6450	369*	
		2	3934, 3969	195	
Кислород	OI	18	3900—8300	28*	Каналов. дуга; $T$ по контуру $H\beta$
Кобальт	COI	256	2987—6450	254	Полное поглощение Крюки
		82	2987—4191	197	
Литий	LiI	1	6708	255*	Полное поглощение »
		3	2475—2741	256	
		12	2334—6708	257	Крюки Дуга пост. тока; $T$ по CN
		—	—	258	
		5	4132—8126	259	Апет.-возд. пламя

Продолжение табл. II

Атом (ион)		Число исслед. линий	$\lambda\text{\AA}$	Ссылки	Метод
Магний	MgI	1	2777	260	Дуга пост. тока; T по Cu
		1	4571	263	Полное поглощение
		2	2852, 4571	203	По аналогии с изо-электр. атомами
		2	2852, 4571	197*	Крюки
		37	2668—5711	261, 262	Дуга пост. тока и пер.; T по CN
	MgII	6	3336—5528	369*	Дуга пост. тока
		1	2796	260	Дуга пост. тока; T по Cu
Марганец	MnI	3	4031; 4033; 4034,5	264*	Ацетил.-возд. пламя
		3	4031; 4033; 4034,5	265*	Крюки
		3	4031; 4034,5; 4033	195	Крюки в прим. к вакуумн. дуге
		10	2800—5400	197*, 266	Крюки
Медь	CuI	2	3247, 3274	232*, 267*	Полное поглощение
		2	3247, 3274	194	Крюки
		10	3247—5782	268	Дуга пост. тока; T по N <sub>2</sub> <sup>+</sup> и N <sub>2</sub>
		1	5153	269	Поправка в схеме термов
		3	3247, 3274, 5105	197*, 265	Крюки
		2	5153, 5700	251, 252	Дуга пост. тока; T по CN
		2	5218, 5700	270	Водородное пламя
		10	3247—5782	271	Дуга пост. тока; T по CN
		6	5105—5782	272	Поправка за счет E <sub>d</sub>
Молибден	MoI	3	3903, 3864, 3798	195	Крюки в применении к вакуумной дуге
Натрий	NaI	2	5890—96	55*	Магнитн. вращение
		2	5890—96	273*	Магн. вращение
		2	5890—96	274*, 275**	Измерен. абсолютн. интенсивности в печи
		2	5890—96	276*	Крюки
		4	11404—8184	58*	По штарк-эфф.
		5	4668—8190	259	Ацетил.-возд. пламя
		16	2440—5890	277	Крюки
		16	4665—11404	246	Дуга перемен. тока; T по CN
Неон	NeI	1	736	278*	Поглощение в разр. трубке
		19	5882—7245	279*, 280	Крюки
		25	5852—7245	281*	Крюки; ср. <sup>33</sup>
		—	—	282*	Измер. $\tau$ для 9 переходов
Никель	NiI	3	3462; 3525; 3415	283*	Полное погл.
		50	3100—3900	284	Дуга пост. тока; T по CN
		134	3012—3912	285	Полное погл.
		47	3100—3900	225	Крюки

## Продолжение табл. II

Атом (ион)	Число исслед. линий	$\lambda\lambda$	Ссылки	Метод
Олово Sn I	8	2706—3262	286	Дуга и искра; $T$ по CN
Ртуть HgI	1	1850	287*	Крюки
	1	2537	288*, 289	Полное погл.
	3	1190—2537	290*	Крюки
	11	2537—5791	291*, 292*	Дуга пост. тока; $T$ по CN
	—	—	293*	Измерены $\tau_{6^1P}$ и $\tau_{6^3P}$
	—	—	294* 295* 296*	Измерено $\tau_{7^3S}$
Рубидий RbI	2	7800—7948	55*	Магн. вращение
	4	4202—4216	297	Крюки
	4	3587—3592	298	Эмисс. пламени
	13	5000—7409	256	Дуга пост. тока; $T$ по CN
	28	2968—7948	191	Крюки
	1	5165, 35	243*	Крюки (запрещ. перех.)
Свинец Pb I	1	2833	299*	Погл. в атомн. пучке
	2	2170; 2833	300	Крюки
Серебро AgI	2	3281, 3384	301	Крюки
Скандий ScI	33	3015—6413	197, 302	Крюки
Стронций SrI	2	4608; 6893	134	Дуга пост. тока; $T$ по CN
	1	4608	197*	Крюки
	2	4608; 6893	203	Крюки
	16	3780—7070	251*, 252*	Дуга пост. тока; $T$ по CN
	89	3900—7600	303*	Каналов. дуга
	2	4078, 4216	195	Крюки в применении к вакуумной дуге
SrII	2	4160, 4300	303*	Каналов. дуга
	2	4160, 4300	303*	Каналов. дуга
Таллий TlI	2	3776, 5350	195	Крюки в примен. к ва- куумн. дуге
	2	3776, 5350	55*	Магнитн. вращение
	2	3776, 5350	304	Крюки
	2	3776, 5350	305	Полное поглощ.
	2	3776, 5350	54*	Крюки (см. также <sup>52</sup> )
	2	3776, 5350	53*	Обработка данных <sup>54</sup>
	2	3519, 3529	306	Полное поглощ.
	3	2768—5350	276*	Крюки (ср. <sup>53</sup> )
	12	2105—3776	307	Крюки (ср. <sup>53</sup> )
	3	1490—2007	308	Поглощение (ливии автоионизации)
		Континуум	308	Поглощение



Таблица III

Молекула	Система	Электронный переход	Ссылка	Метод вычисления
AlO	Зеленая »	$B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$	329 330	Формулы Маннебака «Упрощенный» потенциал Морзе
VO	$\alpha$ - и $\beta$ -полосы $\alpha$ -полосы	$A^2\Pi - X^2\Sigma$ ${}^2\Sigma - X^2\Sigma$ } $A^2\Sigma - X^2\Sigma$	331 88	Метод Хэтчиссона » возмущения
C <sub>2</sub>	Свана » » » » » » » »	$A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$ $A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$ $A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$ $A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$ $A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$ $A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$ $A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$ $A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$	332 333 108 88 334 90 97 335 336	Метод Хэтчиссона » » » Метод возмущения » Хэтчиссона » возмущения «Упрощенный» потенциал Морзе Учет $R_e(r)$ { Метод Хэтчиссона, потенциал Морзе
CN	Фиолетовая » » » » » » Красная »	$B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ $A^2\Pi - X^2\Sigma^+$ $A^2\Pi - X^2\Sigma^+$	332 329 333 337 88 97 335 97 338	Метод Хэтчиссона Формулы Маннебака Метод Хэтчиссона «Упрощенный» потенциал Морзе Метод возмущения «Упрощенный» потенциал Морзе Учет $R_e(r)$ «Упрощенный» потенциал Морзе Метод Хэтчиссона
CO	Камерона Ангстрема Асунди Герцберга	$A^3\Pi - X^1\Sigma^+$ $B^1\Sigma - A^1\Pi$ ${}^3\Sigma^+ - {}^3\Pi$ $C^1\Sigma - A^1\Pi$	339 330 339 330	«Упрощенный» потенциал Морзе То же » »
CO <sup>+</sup>	Хвосты комет	$A^2\Pi - X^2\Sigma^+$	339	«Упрощенный» потенциал Морзе
CaO CuO	2 инфракрасная Красная	$A^2\Sigma - X^2\Sigma$	330 110	«Упрощенный» потенциал Морзе «Упрощенный» потенциал Морзе
H <sub>2</sub>		$B-S$ $B-S$ $\Pi-\Sigma$	82 340 341	Метод Хэтчиссона Потенциал Морзе Потенциал Морзе

Продолжение табл. III

Молекула	Система	Электронный переход	Ссылка	Метод вычисления
HD	Лаймана	$2p^1\Sigma_u-1s^1\Sigma_g$	342	Метод Хэтчиссона
Гидриды Li, Na, K, Cu, Ag, Au, Cd			343	Ф-лы Маннебака
I <sub>2</sub>			82	Метод Хэтчиссона
K <sub>2</sub>				
MgII <sup>+</sup>	γ-полосы	$1\Sigma^+-1\Sigma$	86	Метод возмущения
Na <sub>2</sub>	Флуоресценция		344 82	Метод Хэтчиссона »
N <sub>2</sub>	2-я положи- тельная	$C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$	117	Метод Лангстрота
	То же	$C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$	345	» Хэтчиссона
	» »	$C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$	346, 347	Потенциал Морзе
	» »	$C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$	348	Метод возмущения
	» »	$C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$	349	«Упрощенный» потенциал Морзе
	» »	$C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$	87	Метод возмущения
	» »	$C^3\Pi_u-B\Pi_g$	350	Учет R <sub>e</sub> (r)
	1-я положи- тельная	$B^3\Pi_g-A^3\Sigma_n^+$	346	Потенциал Морзе
	То же	$B^3\Pi_g-A^3\Sigma_u^+$	349	Упрощ. потенц. Морзе
	» »	$B^3\Pi_g-A^3\Sigma_u^+$	87	Метод возмущения
	Лаймана—Бэрд- же—Хопфиль- да	$^1\Pi_g-X^1\Sigma_u^+$	339	Упрощ. потенц. Морзе
	Бегарда—Кап- лана	$A^3\Sigma_u^+-X^1\Sigma_g^+$	87	Метод возмущения
	Бегарда—Кап- лана	$A^3\Sigma_u^+-X^1\Sigma_g^+$	339	«Упрощ.» потенц. Морзе
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	4-я отрица- тельная	$B^3\Sigma_u^+-X^2\Sigma_g^+$	346	Потенциал Морзе
	То же	$B^3\Sigma_u^+-X^2\Sigma_g^+$	351	Метод возмущения
	» »	$B^3\Sigma_u^+-X^2\Sigma_g^+$	87, 88	» »
	» »	$B^3\Sigma_u^+-X^2\Sigma_g^+$	352	» Хэтчиссона
	» »	$B^3\Sigma_u^+-X^2\Sigma_g^+$	349	«Упрощ.» потенц. Морзе
	» »	$B^3\Sigma_u^+-X^2\Sigma_g^+$	350	Учет R <sub>e</sub> (r)
	» »	$A^2\Pi_u-X^2\Sigma_g^+$	97	«Упрощ.» потенц. Морзе

Продолжение табл. III

Молекула	Система	Электронный переход	Ссылка	Метод вычисления
NO	$\gamma$ -полосы	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	339	«Упрощ.» потенц. Морзе
	$\beta$ -полосы	$B^2\Pi - X^2\Pi$	353	» » »
	$\gamma$ -полосы	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	354	Метод Хэтчиссона
O <sub>2</sub>	Шумана—Рунге	$B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$	80	Метод возмущения
	» »	$B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$	97	«Упрощ.» потенц. Морзе
	» »	$B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$	335	Учет $R_e(r)$
O <sub>2</sub>	Атмосферная	$A^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$	355	Метод возмущения
	»	$A^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$	97	«Упрощ.» потенц. Морзе
	Герцберга	$A^3\Sigma_u^+ - X^3\Sigma_g^-$	80	Метод возмущения
	»	$A^3\Sigma_u^+ - X^3\Sigma_g^-$	339	«Упрощ.» потенц. Морзе
	Бройда—Гэйдона	$^3\Sigma_u^+ - ^1\Sigma_g^+$	355	Метод возмущения
	» »	$^3\Sigma_u^+ - ^1\Sigma_g^+$	329	Форм. Маннебака
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	2-я отрицательная	$A^2\Pi_u - X^2\Pi_g$	80	Метод возмущения
	То же	$A^2\Pi_u - X^2\Pi_g$	349	«Упрощ.» потенц. Морзе
	1-я отрицательная	$^4\Sigma_g^- - ^4\Pi_u$	339	» » »
OH	Фиолетовая	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	339	«Упрощ.» потенц. Морзе
	»	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	402	Ф-лы Маннебака с учетом $R_e(r)$
	»	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	403	Потенциал Морзе
	»	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	335	Учет $R_e(r)$
	»	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	354	Метод Хэтчиссона
	»	$A^2\Sigma - X^2\Sigma$	367	» »
RbH		$^1\Sigma^+ - X^1\Sigma$	79	Метод возмущения
SiN			329	Ф-лы Маннебака
TiO	$\gamma$ -полосы	$A^3\Delta - X^3\Pi$	99	«Упрощ.» потенц. Морзе

Таблица IV

Молекулы	Система	Электр. переход	Ссылка	Условия возбуждения	Метод определения температуры
AlO	Зеленая	$B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$	357	Дуга	По колебательной структуре
	»	$B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$	198	»	То же
VO	$\alpha$ -полосы	$A^2\Pi - X^2\Sigma$	331	Активный азот	По колебательной структуре
C <sub>2</sub>	Свана	$A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$	358	Дуга	По вращательной структуре
	»	$A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$	359	Пламя, разрядные трубки и т. д.	Термопара
	»	$A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$	360	Печь Кинга	
	»	$A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$	108	Разл. пламени	Пирометр
	»	$A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$	362	Печь Кинга	
	»	$A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$	361	Разряд в He + CO	
CN	Фиолетовая	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma^+$	67, 111	Дуга	По вращательной структуре
	»	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma^+$	363	»	То же
	»	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma^+$	357	»	По колебательной структуре
	»	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma^+$	337	Печь Кинга	Термопара
	»	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma^+$	364	Дуга	
N <sub>2</sub>	1-я положительная	$B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$	100	Капилл. разряд.	По колебательной структуре
	2-я положительная	$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	114	Разряд в воздухе и аргоне, искра и т. д.	По колебательной структуре
	То же	$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	345	—	—
	» »	$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	365	Разрядная лампа	По колебательной структуре
	» »	$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	350	Капиллярный разряд	То же
N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1-я отрицательная	$B^3\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$	366	Разряд в воздухе	По колебательной структуре
	То же	$B^3\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$	350	Капиллярный разряд	
OH	Фиолетовая	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	367	Пламя кислот-водород	По колебательной структуре

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Кондон Е. и Шортли Г., Теория атомных спектров, ИЛ., М., 1949.
2. Hartree D. R., Rep. Progr. Phys. 11, 113 (1947).
3. Митчелл А. и Земанский М., Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОНТИ, 1937.
4. Unsöld A., Physik der Sternatmosphären. 2. Auflage, Berlin, 1955 (есть русский перевод с 1-го издания: Унзольд А., Физика звездных атмосфер, М., 1949).
5. Biermann L., В справочнике «Landolt—Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen», 6. Auflage, Berlin, 1950, т. 1, ч. 1, стр. 260.
6. Allen C. W., Astrophysical quantities, London, 1955.
7. Garstang R. H., Сб. «Vistas in astronomy», London, 1955, т. 1, стр. 268.
8. Minnaert M., Trans. Int. Astr. Un. 7, 369 (1950).
9. Smit J. A., Physica 12, 683 (1946).
10. Филиппов А. Н., Труды ГОИ 8, вып. 85 (1932).
11. Korff S. A., Breit G., Rev. Mod. Phys. 4, 471 (1932).
12. Bethe H. A., Salpeter E. E., Handbuch der Physik 35, 88 (1956).
13. Sugiyara Y., Phil. Mag. 4, 495 (1927).
14. Sugiyara Y., J. de Phys. 8, 113 (1927); Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo, 11, 1 (1929).
15. Прокофьев В. К., Zeits. f. Phys. 58, 255 (1929).
16. Zwaan A., Naturwiss. 17, 121 (1929); Thesis Utrecht, 1929.
17. Трумпу В., Zeits. f. Phys. 61, 54 (1930); 66, 720 (1930).
18. Фок В. А., Изв. АН СССР, ОМОН 8, 169 (1935).
19. Goldberg L., Astrophys. J. 82, 1 (1935); 84, 11 (1936).
20. White H. E., Eliason A. V., Phys. Rev. 44, 753 (1933).
21. Russell H. N., Astrophys. J. 83, 29 (1936).
22. Веселов М. Г., Вестник ЛГУ, № 8, 181 (1953).
23. McCarroll R. J., Wakely P. G., Сб. «The Airglow and the Aurorae», London, 1956, стр. 337.
24. Bates D. R., Damgaard A., Phil. Trans. A 242, 101 (1949).
25. Петрашень М. И., Абаренков И. В., Вестн. ЛГУ, № 5, 141 (1954).
26. Green L. C., Weder N. E., Krawitz E., Astrophys. J. 113, 690 (1951).
27. Maescker H., Zeits. f. Phys. 135, 13 (1953); 136, 119 (1953).
28. Jürgens G., Zeits. f. Phys. 138, 613 (1954).
29. Allen C. W., Asaad A. S., Monthly Not. 115, 571 (1955).
30. Biermann L., Lübeck K., Zeits. f. Astrophys. 25, 325 (1948).
31. Biermann L., Lübeck K., Zeits. f. Astrophys. 26, 43 (1949).
32. Biermann L., Trefftz E., Zeits. f. Astrophys. 26, 213 (1949).
33. Shortley G. H., Phys. Rev. 47, 295 (1935).
34. Gottschalk W. M., Astrophys. J. 108, 326 (1948).
35. Garstang R. H., Monthly Not. 114, 118 (1954).
36. Болотин А. Б., Юцис А. П., ЖЭТФ 24, 537 (1953).
37. Болотин А. Б., Диссертация, Вильнюс (1954).
38. Цюнайтис Г. К., Юцис А. П., ЖЭТФ 28, 452 (1955).
39. Глембоцкий И. И., Стропките Т. Д., Юцис А. П., Труды АН Лит. ССР, В., 2, 15 (1955).
40. Визбарайте Я. И., Кандерявичус А. И., Юцис А. П., Опт. и спектр. 1, 9 (1956).
41. Юцис А. П., Ушпалис К. К., Кавецкис В. И., Левинсон И. Б., Опт. и спектр. 1, 601 (1956).
42. Trefftz E., Zeits. f. Astrophys. 26, 240 (1949); 28, 67 (1950).
43. Trefftz E., Zeits. f. Astrophys. 29, 287 (1951).
44. Shortley G. H., Phys. Rev. 57, 225 (1940).
45. Shortley G. H., Aller L. H., Baker J. G., Menzel D. H., Astrophys. J. 93, 178 (1941).
46. Гольданский В. И., Евсеев В. С., ЖЭТФ (в печати).
47. Рождественский Д. С., Работы по аномальной дисперсии в парах металлов, Изд. АН СССР, 1951.
48. Кватер Г. С., Изв. АН СССР, сер. физ. 5, 611 (1941).
49. Кватер Г. С., ЖЭТФ, 12 374 (1942).
50. Кватер Г. С., Изв. АН СССР, сер. физ. 9, 236 (1945); Вестник ЛГУ, № 2, 135 (1947); докт. диссерт., Ленинград, 1947.
51. Берсукер И. Б., ДАН СССР 113, 1017 (1957); Опт. и спектр. 3, 97 (1957); Диссертация, Ленинград, 1957.
52. Кватер Г. С., ЖЭТФ 11, 440 (1941).
53. Гурвич Л. В., Опт. и спектр. (в печати).
54. Кватер Г. С., ЖЭТФ 11, 421 (1941); J. Phys. USSR 6, 145 (1942).

55. Stephenson G., Proc. Phys. Soc. A64, 458 (1951).
56. Hinnov E., H. Kohn; JOSA 47, 156 (1957).
57. Paul W., G. Wessel, Zeits. f. Phys. 124, 691 (1948).
58. Paul W., Zeits. f. Phys. 124, 121 (1948).
59. Jenkel Z., H. Kopfermann, Zeits. f. Phys. 117, 145 (1941).
60. Lochte-Holtgreven W., Zeits. f. Phys. 109, 358 (1938).
61. Соболев Н. Н., ЖЭТФ 19, 25 (1948); Труды ФИАН 7, 159 (1956).
62. Edels H., Proc. Phys. Soc. B65, 794 (1952).
63. Колесников В. Н., Похилько Л. Г., Опт. и спектр. 2 (1957).
64. Edels H., Craggs J. D., Proc. Phys. Soc., A64, 562 (1953).
65. Huldt L., Spectroch. Acta 7, 264 (1955).
66. Hörmann H., Zeits. f. Phys. 97, 539 (1935).
67. Brinkman H., Optische studie van de electrische lichtboog. Amsterdam, 1937.
68. Биберман Л. М., Опт. и спектр. 3, 397 (1957).
69. Арденне М., ЖЭТФ 26, 362 (1954).
70. Прилежаева Н. А., Гулько Б. Н., Данилова В. И., Изв. АН СССР, сер. физ. 12, 362 (1948).
71. Herzberg G., Molecular, Spectra and molecular structure. I. Diatomic molecules. 2-е изд., New York, 1950.
72. Frank, Trans. Farad. Soc. 21, № 3 (1925).
73. Condon E., Phys. Rev. 28, 1182 (1926); 32, 858 (1928).
74. Born M., Oppenheimer, Ann. Phys. 84, 457 (1924).
75. Shull H., Astrophys. J. 112, 352 (1950); 114, 546 (1951).
76. Stephenson G.; Proc. Phys. Soc. A64, 99 (1951).
77. Herman R., Wallis R., Astrophys. J. 123, 353 (1956).
78. Nicholls R., Сб. «The Airglow and the Aurorae», London (1956).
79. Pearse R., Gaydon Q., Proc. Roy. Soc. A173, 37 (1939).
80. Pillow M., Proc. Phys. Soc. A63, 940 (1950); A66, 733 и 1064 (1953).
81. Morse P., Phys. Rev. 34, 57 (1929).
82. Hutchisson E., Phys. Rev. 36, 410 (1930).
83. Dunham J., Phys. Rev. 36, 1556 (1930).
84. Manneback C., Physica 17, 1001 (1951); 20, 497 (1954).
85. Лосев С., ДАН СССР (в печати).
86. Pillow M., Proc. Phys. Soc. A62, 237 (1949).
87. Pillow M., Proc. Phys. Soc. A67, 780 (1954).
88. Pillow M., Proc. Phys. Soc. A64, 772 (1951); A66, 737 (1953).
89. Lucacs G., J. Phys. Rad. 15, 161 (1954).
90. Pillow M., Mem. Soc. Roy. Sci. Liege 13, 145 (1953).
91. Ta You-Wu, Proc. Phys. Soc. A65, 965 (1952).
92. Bates D., Month. Not. 112, 614 (1952).
93. Fraser P., Jarman W., Proc. Phys. Soc. A66, 1145 (1953).
94. Jarman W., Fraser P., Proc. Phys. Soc. A66, 1153 (1953).
95. Fraser P., Proc. Phys. Soc. A67, 939 (1954).
96. Gamo J., Compt. Rend. 241, 1556 (1955).
97. Jarman W., Fraser P., Nicholls R., Astrophys. J. 119, 286 (1954).
98. Nicholls R., J. Chem. Phys. 24, 1104 (1956).
99. Fraser P., Canad. J. Phys. 32, 515 (1954).
100. Turner R., Nicholls R., Canad. J. Phys. 32, 468 и 475 (1954).
101. Bates D., J. Chem. Phys. 19, 1122 (1951).
102. Poots G., Proc. Phys. Soc. A66, 1181 (1954).
103. Shuler K., J. Chem. Phys. 18, 1221 (1950).
104. Nicholls R., Jarman W., Proc. Phys. Soc. A69, 253 (1956).
105. Nicholls R., Robinson D., Parkinson W., Jarman W., Proc. Phys. Soc. A69, 713 (1956).
106. Nicholls R., Canad. J. Phys. 32, 722 (1954).
107. Rahman A., Physica 21, 663 (1955).
108. Tawde N., Patel J., Astrophys. J. 112, 210 (1950).
109. McKellar A., Tawde N., Astrophys. J. 113, 440 (1951).
110. Лесков Л. В., Васильева Л. П., Материалы XI Всесоюзного совещания по спектроскопии, Москва, 1957 (в печати).
111. Ornstein L., Brinkman H., Proc. Roy. Acad. Amsterdam. 34, 33 (1931).
112. Pearse R., Сб. «Proc. Conf. Auror. Phys.» стр. 113 (1953).
113. Tawde N., Proc. Phys. Soc. 46, 324 (1934).
114. Mehta J. K., Rajeswari V., Proc. Phys. Soc. A64, 210 (1951).
115. Бриджмен П., Физика высоких давлений, М., ОНТИ, 1935.
116. Nicholls R. W., Nature 173, 495 (1954).
117. Langstroth J., Proc. Roy. Soc. A150, 371 (1935).
118. Pasternack S., Astrophys. J. 92, 129 (1940); Publ. Astr. Soc. Pac. 51, № 301 (1939).

119. Ufford C. W., Gilmour R. M., *Astrophys. J.* **111**, 580 (1950).
120. Garstang R. H., *Astrophys. J.* **115**, 506 (1952); сб. «The Airglow and the Aurorae», London, 1956, стр. 324.
121. Stevenson A. F., *Proc. Roy. Soc.* **A137**, 298 (1932).
122. Aller L. H., *Astrophys. J.* **109**, 244 (1949).
123. Вайнштейн Л. А., Яворский Б. М., Доклады АН СССР **87**, 919 (1952).
124. Болотин А. Б., Левинсон И. Б., Левин Л. И., *ЖЭТФ* **24**, 449 (1955).
125. Condon E. U., *Astrophys. J.* **79**, 217 (1934).
126. Garstang R. H., *Month. Not.* **111**, 115 (1951).
127. Gilmaз H., *Phys. Rev.* **100**, 1148 (1955).
128. Aller L. H., *Astrophys. J.* **97**, 135 (1943).
129. Biermann L., *Nachricht. Wiss. Göttingen*, № 2, 116 (1946).
130. Naqvi A. M., Talwar S. P.; *Month. Not.* **117**, 463 (1957).
131. Osterbrock D. E., *Astrophys. J.* **114**, 469 (1951).
132. Kun Huang, *Astrophys. J.* **101**, 187, 1945.
133. Edlen B., *Zeits. f. Astrophys.* **22**, 30 (1942); *Month. Not.* **105**, 323 (1945), *Publ. A. S. P.* **57**, 117 (1945).
134. Chamalaun F. J., *Intensitetsverhouding van  $2P-1S$  tot  $2P_2-1S$  in het boogspectrum der aardalkaliën*, Amsterdam, 1934.
135. King G. W., van Vleck J. H., *Phys. Rev.* **56**, 464 (1939).
136. Claas W. J., *Rech. astr. obs. d'Utrecht* **12**, part. 1 (1951).
137. Веселов М. Г., *ЖЭТФ* **19**, 959 (1949).
138. Hartree D. R., Hartree W., *Proc. Roy. Soc.* **A154**, 588 (1936).
139. Вайнштейн Л. А., Диссертация, Москва, 1958.
140. Green L. C., Rush P. P., Chandler C. D., *Actrophys. J., Suppl. Ser.* **3**, 37(1957).
141. Schroedinger E., *Ann. Phys.* **80**, 437 (1926).
142. Бете Т., Квантовая механика простейших систем, Ленинград, ОНТИ, 1935.
143. Bethe H. A., Brown L. M., *Phys. Rev.* **77**, 370 (1950).
144. Rudnick P., *Phys. Rev.* **48**, 807 (1935).
145. Menzel D. H., Pekeris C. L., *Month. Not.* **96**, 77 (1935).
146. Wild J. P., *Astrophys. J.* **115**, 206 (1952).
147. Harriman J. M., *Phys. Rev.* **101**, 594 (1956).
148. Biermann L., *Phys. Zeits. f.* **44**, 232 (1943).
149. Vinti J. P., *Phys. Rev.* **42**, 632 (1932).
150. Wheeler J. A., *Phys. Rev.* **43**, 258 (1933).
151. Körwien H., *Zeits. f. Phys.* **91**, 1 (1934).
152. Hylleraas E. A., *Zeits. f. Phys.* **106**, 395 (1937).
153. Goldberg L., *Astrophys. J.* **90**, 414 (1939).
154. Kessler R., *Compt. Rend.* **236**, 1335 (1953).
155. Treffitz E., Schlüter A., Dettmar K.-H., Jörgens K., *Zeits. f. Astrophys.* **44**, 1 (1957).
156. Vinti J. P., *Phys. Rev.* **44**, 524 (1933).
157. Su Shu Huang, *Astrophys. J.* **108**, 354 (1948).
158. Garstang R. H.; *Month. Not.*, **117**, 393 (1957).
159. Gold M. T., *Month. Not.* **109**, 471 (1949).
160. Вайнштейн Л. А., Яворский Б. М., *ЖЭТФ* **27**, 712 (1954).
161. Вайнштейн Л. А., *Опт. и спектр.* **3**, 313 (1957).
162. Яноуш Ф.; *Вестн. ЛГУ*, № 2, 135 (1955).
163. Biermann L., *Zeits. f. Astrophys.* **22**, 157 (1943).
164. Mishra B., *Phys. Rev.* **77**, 153 (1950).
165. Villars D., *JOSA* **42**, 552 (1952).
166. Coenen P. A., Kramers H. A., *Physica* **3**, 341 (1936).
167. Hartree D., Hartree W. *Proc. Roy. Soc.* **A164**, 167 (1938).
168. Green L. C., Weber N. E., *Phys. Rev.* **78**, 343 (1950); *Astrophys. J.* **111**, 582 (1950).
169. Treffitz E., Biermann L., *Zeits. f. Astrophys.* **30**, 275 (1952).
170. Seaton M. J., *Proc. Roy. Soc.* **A208**, 418 (1951).
171. Green L. C., *Astrophys. J.* **109**, 289 (1949).
172. Garstang R. H., *Astrophys. J.* **115**, 569 (1952); *Proc. Camb. Phil. Soc.* **52**, 107 (1956).
173. Kingsbury R. F., *Phys. Rev.* **99**, 1846 (1955).
174. Bates D. R., Damgaard A., *Astrophys. J.* **107**, 383 (1948).
175. Aller L. H., Menzel D. H., *Astrophys. J.* **102**, 239 (1945).
176. Aller L. H., Ufford C. W., van Vleck J. H., *Astrophys. J.* **109**, 42 (1949).
177. Seaton M. J., Osterbrock D. E., *Astrophys. J.* **125**, 66 (1957).
178. Menzel D. H., Aller L. H., *Astrophys. J.* **94**, 436 (1941).
179. Obi S., *Publ. Astr. Soc. Japan* **2**, 150 (1951).

180. Biermann L., *Nachricht. Wiss., Göttingen*, № 1, 12 (1947).
181. Rudkjøbing M., *Publ. Kobenhavns Obs.* № 145 (1947).
182. Hargreaves J., *Proc. Camb. Phil. Soc.* 25, 75 (1929).
183. Трумпу В., *Zeits. f. Phys.* 44, 575 (1927); 50, 228 (1928); 54, 372 (1929), 71, 720 (1931).
184. Фок В. А., Петрашень М. И., *Phys. Z. USSR* 8, 547 (1935).
185. Rubenstein P. J., *Phys. Rev.* 58, 1007 (1940).
186. Righini G., *Zeits. f. Astrophys.* 10, 344 (1935).
187. Андерсон Э. М., Буска З. А., Гринберг Р. О., Саулгожа А. К., *Вестн. ЛГУ*, № 4, 27 (1956).
188. Ufford C. W., *Astrophys. J.* 85, 249 (1937).
189. Garstang R. H., *Month. Not.* 110, 612 (1950).
190. Mishra B., *Proc. Camb. Phil. Soc.* 48, 511 (1952).
191. Гольдберг Г. И., *Изв. ГАО*, № 156, 126 (1956).
192. Mutō T., *Proc. Phys. Math. Soc., Japan*, 3rd ser. 12, 93 (1930).
193. Motschman H., *Zeitsf. Phys.* 143, 77 (1955).
194. Парчевский Г. Ф., Пенкин Н. П. *ЖЭТФ* 28, 379 и 766 (1955).
195. Никонова Е. И., Прокофьев В. К., *Опт. и спектр.* 1, 290 (1956).
196. Островский Ю. И., *Опт. и спектр.* 2, 673 (1957).
197. Островский Ю. И., *Диссертация*, Ленинград, 1958.
198. Voorgevee P., *Thesis Utrecht* (1946).
199. Herzfeld K. F., Wolf K. L., *Ann. Phys.* 76, 71 и 567 (1925).
200. Darwin H.—W., *Zeits. f. Phys.* 146, 295 (1956).
201. Wessel G., *Zeitsf. f. Phys.* 126, 440 (1949).
202. Горячев В. Н., *Труды СФТИ* 30, 61, 1950; *Диссертация*, Томск (1950).
203. Прокофьев В. К., *ЖЭТФ* 1, 111 (1931); *Zeits. f. Phys.* 50, 701 (1928).
204. Kruithof A. M., *Physica* 10, 493 (1943); *Thesis Utrecht* (1943).
205. Пенкин Н. П., *Изв. АН СССР, сер. физ.* 11, 217 (1947).
206. Mason R. C., *Physica* 5, 777 (1938).
207. Reindl, *Thesis Utrecht* (1946).
208. King R. B., *Astrophys. J.* 105, 376 (1947).
209. Соболев Н. Н., *ЖЭТФ* 13, 131 (1943).
210. Snoek J. L., Arnstein L. S., *Zeits. f. Phys.* 50, 600 (1928).
211. Snoek J. L., *Zeits. f. Phys.* 52, 654 (1928).
212. Carst A., Ladenburg R., *Zeits. f. Phys.* 48, 192 (1928).
213. Heron S., McWhirter R., Rhoderik E., *Proc. Roy. Soc. A* 234, 565 (1956).
214. Levy S., *Zeits. f. Phys.* 72, 578 (1931).
215. Burger H. C., van Milaan J. B., Ornstein L. S., *Physica* 4, 730 (1937).
216. Ziock K., *Zeits. f. Phys.* 147, 99 (1957).
217. Kopfermann H., Wessel G. *Zeits. f. Phys.* 130, 100 (1951).
218. King R. B., King A. S. *Astrophys. J.* 82, 377 (1935).
219. Menzel D. H., Goldberg L. *Astrophys. J.* 85, 40 (1937).
220. King R. B., King A. S., *Astrophys. J.* 87, 24 (1938).
221. King R. B., *Astrophys. J.* 95, 78 (1941).
222. Carter W. W., *Phys. Rev.* 76, 962 (1949).
223. Митрофанова Л. А., *Изв. ГАО*, № 149, 81 (1952).
224. Aarts J., Harting D., Bakker C. J., *Physica* 20, 1250 (1954).
225. Парчевский Г. Ф., Пенкин Н. П., *Вестн. ЛГУ*, № 11, 113 (1954); *Изв. АН СССР, сер. физ.* 19, 8 (1955).
226. Petrie W., *Canad. J. Res. A* 25, 42 (1947).
227. Митрофанова Л. А., *Изв. ГАО*, № 151, 45 (1953).
228. Zemansky M. N., *Zeits. f. Phys.* 72, 587 (1931).
229. Ellet A., *Phys. Rev.* 33, 124 (1929).
230. Koenig H. D., Ellet A., *Phys. Rev.* 39, 576 (1932).
231. Matland C. J., *Phys. Rev.* 91, 436 (1953).
232. King R. B., Stockbarger D. C., *Phys. Rev.* 58, 187 (1940); *Astrophys. J.* 91, 488 (1940).
233. Филиппов А., *Phys. Zeits.*, USSR 1, 289 (1932).
234. Webb H. W., Messenger H. A., *Phys. Rev.* 66, 77 (1944).
235. Пенкин Н. П., *Опт. и спектр.* 2, 545 (1957).
236. Ornstein L. S., van Hengstum J. P. A., Brinkman H., *Physica* 5, 145 (1938).
237. Van Hengstum J. P. A., Smit J. A., *Physica* 22, 86 (1956).
238. Schwarz K. H., *Physica* 7, 361 (1940).
239. Прокофьев В. К., *ЖЭТФ* 4, 347 (1934).
240. Прокофьев В. К., *Труды ГОИ* 3, вып. 25 (1924); *Phyl. Mag.* 311, 1010 (1927).

241. Прокофьев В., Гамов Г., Труды ГОИ 4, вып. 36 (1928); Zeits. f. Phys. 44, 887 (1927).
242. Weiler, Ann. Phys. 1, 361 (1929).
243. Прокофьев В., ЖЭТФ 1, 123 (1931), Zeits. f. Phys. 57, 387 (1929).
244. Филиппов А. Н., ЖЭТФ 3, 520 (1933); Phys. Zeits. USSR 5, 1 (1934).
245. Van der Held E., Heierman J. H., Physica 2, 71 (1935); 3, 31 (1936).
246. Ornstein L. S., Key J., Zeits. f. Phys. 85, 565 (1933); Physica 1, 945 (1934).
247. Heard J. F., Month. Not. 94, 458 (1934).
248. Steinhäuser A., Zeits. f. Phys. 95, 669 (1935); 99, 300 (1936).
249. Филиппов А., Кременевский Н., Phys. Zeits. USSR 1, 299 (1932).
250. Katz E., Ornstein L. S., Physica 4, 757 (1937).
251. Schuttevaer J. W., de Bont M. J., van den Broek Th. H., Physika 10, 544 (1943).
252. Schuttevaer J. W., Thesis Utrecht (1942).
253. Olsen K. H., Routly P. M., King R. B., Сб. «Stellar Atmospheres», Indiana (1955), стр. 46.
254. King R. B., Parnes B., Davis M., Olsen K., JOSA 45, 350 (1955).
255. Stephenson G., Nature 167, 156 (1951).
256. Трумпу В., Zeits. f. Phys. 57, 787 (1929).
257. Филиппов А., ЖЭТФ 2, 24 (1932); Zeits. f. Phys. 69, 526 (1931).
258. Key J., Thesis Utrecht (1937).
259. Дронов А. П., Свиридов А. Г., Соболев Н. Н., Опт. и спектр. (в печати).
260. Алексеев М. А., Труды СОТИ 32, 21 (1953); Диссертация, Томск (1951).
261. Kersten J. A. H., Ornstein L. S., Physica 8, 1124 (1941).
262. Kersten J. A. H., Thesis Utrecht (1941).
263. Boldt G.; Zeits. f. Phys., 150, 205 (1958).
264. Huldt L., Lagerqvist A., JOSA 42, 142 (1952); Ark. Fys. 5, 91 (1952).
265. Ю. И. Островский, Пенкин Н. П., Опт. и спектр. 3, 193 (1957).
266. Островский Ю. И., Парчевский Г. Ф., Пенкин Н. П., Опт. и спектр. 1, 821 (1956).
267. Davis M. H., Routly P. M., King R. B., в сборнике Stellar atmospheres, Indiana (1955), стр. 47.
268. Van Lingon D., Physica 3, 977 (1936); Thesis Utrecht (1936).
269. Беляков-Бодин И. Б., Мандельштам С. Л., ЖТФ 10, 332 (1940).
270. Van den Bold H. J., The flame of atomic hydrogen and its application to the determination of transition—probabilities, Amsterdam (1945).
271. Huldt L., Ark. Mat. Astr. Fys. 36A, № 3 (1948).
272. Колесников В. Н., Богданова В. В., Опт. и спектр. 1, 846 (1956).
273. Ladenburg R., Thiele E., Zeits. f. Phys. 72, 697 (1931).
274. Van der Held E., Ornstein L. S., Zeits. f. Phys. 77, 459 (1932).
275. Van der Held E., Thesis Utrecht (1932).
276. Кватер Г. С., Изв. АН СССР, сер. физ. 9, 236 (1945); Вестник ЛГУ, № 2, 135 (1947); Докт. диссерт., Ленинград (1947).
277. Филиппов А., Прокофьев В. К., Zeits. f. Phys. 56, 458 (1929).
278. Schütz W., Ann. Phys. 18, 705 (1933).
279. Kopfermann H., Ladenburg R., Zeits. f. Phys. 48, 51 (1928); 65, 167 (1930).
280. Ladenburg R., Levy S., Zeits. f. Phys. 65, 189 (1930).
281. Ladenburg R., Levy S., Zeits. f. Phys. 88, 461 (1934).
282. Griffiths J. H. E., Proc. Roy. Soc. A143, 588 (1934).
283. Estabrook F. B., Astrophys. J. 113, 684 (1951); 115, 571 (1952).
284. Van Driel H., Thesis Utrecht (1935).
285. King R. B., Astrophys. J. 108, 87 (1948).
286. Langstroth G. O., McRae D. R., Canad. J. Res. A16, 17 (1938).
287. Wolfsohn G., Zeits. f. Phys. 83, 234 (1933).
288. Kopfermann H., Tietze W., Zeits. f. Phys. 56, 604 (1929).
289. Zehden W., Zemansky M., Zeits. f. Phys. 72, 442 (1931).
290. Ladenburg R., Wolfsohn G., Zeits. Phys. 63, 616 (1930); 65, 207 (1930).
291. Schouten J. W., Smit J. A., Physica 10, 661 (1943).
292. Schouten J. W., Thesis Utrecht (1941).
293. Garret P. H., Phys. Rev. 40, 779 (1932).
294. Mitchell A. C. G., Phys. Rev. 43, 887 (1933).

295. Mitchell A., Murphy E. J., Phys. Rev. 46, 53 (1934).
296. Brannen E., Hunt F. R., Adlington R. H., Nicholls R. W., Nature 175, 810 (1955).
297. Прокофьев В. К., Штандель Г.; ЖЭТФ 4, 359 (1934).
298. Kohn H., Hübner H. J., Phys. Zeits. f. 34, 278 (1933).
299. Engler D., Zeits. f. Phys. 144, 343 (1956).
300. Жеребцова К. И., ЖЭТФ 9, 566 (1939).
301. Исламов И. И., Филиппов А. Н., ЖЭТФ 3, 524 (1933).
302. Островский Ю. И., Опт. и спектр. 3, 391 (1957).
303. Eberhagen A., Zeits. f. Phys. 143, 392 (1955).
304. Прокофьев В. К., Соловьев В. Н., Труды ГОИ 4, вып. 41 (1928); Zeits. f. Phys. 48, 276 (1928).
305. Müller F., Helv. Phys. Acta 7, 488 (1934).
306. Müller F., Helv. Phys. Acta 7, 813 (1934).
307. Прокофьев В. К., Филиппов А. Н., ЖЭТФ 4, 31 (1934); Zeits. f. Phys. 85, 647 (1933).
308. Marr G. V., Proc. Roy. Soc. A224, 83 (1954).
309. Van Stekelenburg L. H. M., Smit J. A., Physica 14, 189 (1948).
310. Van Stekelenburg L. H. M., Thesis Utrecht (1943).
311. Митрофанова Л. А., Изв. ГАО, № 153, 107 (1955).
312. King R. B., Astrophys. J. 94, 27 (1941).
313. Рождественский Д. С., Пенкин Н. П., Изв. АН СССР, сер. физ. 5, 635 (1941); J. Phys. USSR 5, 319 (1941).
314. Пенкин Н. П., ЖЭТФ 17, 355 (1947).
315. Allen J. S. V., Hesthal C. E., Phys. Rev. 47, 926 (1935).
316. Пенкин Н. П., ЖЭТФ 17, 1114 (1947).
317. Hill A., King R. B., JOSA 41, 315 (1951).
318. Митрофанова Л. А., Изв. ГАО, № 152, 100 (1954).
319. Загорянская Е. В., ЖЭТФ 19, 447 (1949).
320. Minkowski R., Mühlenbruch W., Zeits. f. Phys. 63, 198 (1930).
321. Weibel F., Zeits. f. Phys. 53, 459 (1929).
322. Beutell M., Ann. Phys. 36, 533 (1939).
323. Кватер Г. С., Мейстер Т. Г., Вестн. ЛГУ, № 9, 137 (1952).
324. Billeter W., Helv. Phys. Acta 7, 841 (1934).
325. Ausländer J., Helv. Phys. Acta 11, 562 (1938).
326. Solleillet D., Compt. Rend. 187, 723 (1928).
327. Billeter W., Helv. Phys. Acta 7, 505 (1934).
328. Schuttevaer J. W., Smit J. A., Physica 10, 502 (1943).
329. Vereycken C., Thesis University of Louvain (1932).
330. Лесков Л. В., Опт. и спектр. 4, 168 (1958).
331. Elliott A., Proc. Phys. Soc. 45, 627 (1933).
332. Wurm K., Zeit. f. Astrophys. 5, 260 (1932).
333. McKellar A., Buscombe, Publ. Dom. Astrophys. Obs. 7, № 23 (1948).
334. Towde N., Land B., Proc. Nat. Inst. Sci. India 20, 259 (1954).
335. Nicholls R., Proc. Phys. Soc. A69, 741 (1956).
336. Towde N., Rajeswari V., J. Sci. Industr. Res. 14B, 302 (1955).
337. Floyd A., King R., JOSA 45, 249 (1955).
338. Bouigue R., Fehrenbach C., Compt. Rend. 229, 1207 (1949).
339. Jarman N., Fraser P., Nicholls R., Astrophys. J. 122, 55 (1955).
340. Hutchisson E., Phys. Rev. 37, 45 (1931).
341. Price W., Proc. Roy. Soc. A136, 264 (1932).
342. Bewersdorff O., Zeits. f. Phys. 103, 598 (1936).
343. Vereycken C., Thesis University of Louvain (1935).
344. Brown W., Zeits. f. Phys. 82, 768 (1933).
345. Tawde N., Patankar V., Proc. Phys. Soc. 55, 396 (1943).
346. Bates D., Proc. Roy. Soc. A196, 217 (1949).
347. Desai D., Korgaodar K., Land B., Proc. Phys. Soc. A65, 228 (1952).
348. Nicholls R., Phys. Rev. 77, 421 (1950).
349. Jarman N., Fraser P., Nicholls R., Astrophys. J. 118, 228 (1953).
350. Wallace L., Nicholls R., J. Atm. Terr. Phys. 7, 101 (1955).
351. Turner R., Nicholls R., Phys. Rev. 82, 290 (1951).
352. Stephenson G., Proc. Phys. Soc. A64, 209 (1951).
353. Dicke C., Crosswhite H., Quat. Rep., № 4 (1949).
354. Кондратьев В. И., ЖЭТФ 7, 477 (1937).
355. Pillow M., Proc. Phys. Soc. A67, 847 (1954).
356. Towde N., Patil B., Murthy N., Katty M., Physica 23, 154 (1957).

- 357. Towde N., Trivedi S., Proc. Phys. Soc. 51, 733 (1939).
  - 358. Ter Horst D., Krijgsman C., Physica 1, 114 (1933).
  - 359. Johnson R., Towde N., Proc. Roy. Soc. A137, 575 (1932).
  - 360. King R., Astrophys. J. 108, 429 (1948).
  - 361. Lukacs G., Herman L., Compt. Rend. 239, 640 (1954).
  - 362. Phillips J., Astrophys. J. 125, 153 (1957).
  - 363. Towde N., Proc. Indian Acad. Sci. 3, 140, 1936.
  - 364. Somers P., Onderzoek van een Boogontlading in Stikstof bij verhoogde Druk. Utrecht (1954).
  - 365. Omholt A., J. Atm. Terr. Phys. 5, 63 (1954).
  - 366. Herzberg G., Ann. Phys. 86, 191 (1928).
  - 367. Shuler K. E., J. Chem. Phys. 18, 1221 (1950); 19, 888 (1951).
  - 368. Froese C., Month. Not. 117, 615 (1957).
  - 369. Allen C. W., Month. Not. 117, 622 (1957).
  - 370. Левинсон И. Б., Болотин А. Б., Левин Л. И., Труды Вильнюсского ун. 5, 49 (1956).
-