

539.184.5

**ВСТРЯСКА ПРИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В АТОМАХ****В. И. Матвеев, Э. С. Парилис****СОДЕРЖАНИЕ**

<b>Введение</b> . . . . .	573
<b>1. Механизм встряски при электронных переходах</b> . . . . .	575
а) Внезапное изменение среднего поля (575). б) Эффективность встряски (578). в) Правила отбора при встряске (578). г) Приближение встряски при электрон- ных переходах (579).	
<b>2. Приближение встряски</b> . . . . .	580
<b>3. Двухэлектронные радиационные переходы</b> . . . . .	581
а) Радиационный эффект Оже (582). б) Переход «два электрона — один фо- тон» (585). в) Двухэлектронные переходы при поглощении фотона. Фотоиони- зация с одновременным возбуждением (587). г) Двойная фотоионизация (587). д) Уширение спектральных линий (588).	
<b>4. Трехэлектронные переходы</b> . . . . .	589
а) Взаимодействие после столкновения (590). б) Оже-распад, стимулированный столкновением с быстрым электроном (593). в) Возбуждение атомов быстрым электроном (594). г) Трехэлектронные оже-переходы. Двойной эффект Оже (594). д) Половинный эффект Оже (597).	
<b>5. Заключение</b> . . . . .	599
<b>Цитированная литература</b> . . . . .	600

**ВВЕДЕНИЕ**

Известно, что изменения заряда ядра при  $K$ -захватах,  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадах и импульсы ядра при его столкновениях с нейтронами или при радиоактивных распадах воспринимаются сравнительно медленными атомными электронами как внезапные и сопровождаются встряской электронных оболочек, приводящей к их возбуждению и ионизации. Однако встряска электронных оболочек происходит не только при ядерных превращениях, но при переходах в электронных оболочках, особенно во внутренних, когда внезапно изменяется экранировка поля ядра и, следовательно, его эффективный заряд. Типичным примером такого процесса является встряска, сопровождающая оже-переходы, когда изменение экранировки ядра при заполнении вакансии во внутренней оболочке и выбросе оже-электрона приводит к «вытряхиванию» еще одного электрона из внешней оболочки. Процессы, которые могут быть истолкованы как «встряхивание» атомных электронов в результате электронных переходов, в последние годы интенсивно исследуются как экспериментально, так и теоретически, однако они не нашли отражения в ранее вышедших обзорах<sup>1, 2</sup>, посвященных использованию приближения внезапных возмущений.

Между тем процессы типа встряски играют важную роль в электронных переходах в оболочках многоэлектронных атомов, особенно при электронных и атомных столкновениях. Практически все элементарные переходы в электронных оболочках атомов сопровождаются релаксацией оболочек, которая имеет характер более или менее интенсивного встря-

хивания, приводящего к возбуждению или распаду системы в процессах ионизации или диссоциации. Без учета процессов встряски нельзя описывать полностью не только конечные состояния системы, но и сами элементарные процессы, приводящие к возбуждению электронных оболочек. Например, сечения ионизации внутренних оболочек, а также пороги ионизации оказываются зависящими от последующих процессов встряски. Спектры испускаемых оже-электронов и фотонов существенным образом определяются процессами встряски, приводящими к уширению и смещению пиков, а также к появлению новых пиков. Наблюдаемые экспериментально спектры не могут быть правильно интерпретированы без учета процессов встряски. Следует указать, что процессы типа встряски далеко не всегда носят характер малых эффектов, а иногда изменяют всю картину явлений. Например, в эффектах взаимодействия после столкновения становится возможным захват ионизирующей частицы. Учет процессов встряски приводит к существенному изменению каскадов оже-переходов при ионизации внутренней оболочки многоэлектронного атома и, следовательно, к изменению зарядового распределения образующихся при этом многозарядных ионов и спектров оже-электронов. Без учета процессов встряски не может быть правильно объяснено появление высокозарядных ионов.

В настоящем обзоре описываются с единой точки зрения процессы встряски в электронной оболочке атома, происходящие в результате внезапного возмущения, вызванного электронными переходами; указываются как общие черты, так и особенности, отличающие этот вид возбуждения от встряски при ядерных переходах. Рассматриваются различные процессы электронной встряски, дается их классификация, приводятся экспериментальные данные и способы их теоретического описания, указываются другие эффекты подобного типа, которые могли бы сопровождать переходы в электронных оболочках атомов. Приводится вывод приближения встряски и указывается, что оно в значительной степени аналогично методу искаженных волн в теории рассеяния.

Приближение внезапных возмущений используется в квантовой механике при решении временного уравнения Шрёдингера, когда внешнее возмущение, действующее на квантовую систему, изменяется быстро со временем. В этом случае удается построить теорию возмущений, где малым параметром является не величина возмущения, а отношение времени изменения внешнего воздействия к характерному периоду квантовой системы<sup>1-4</sup>. Довольно обширный круг задач, решаемых подобным образом, приводится в обзорах<sup>1, 2</sup>. Однако сформулированное таким образом приближение внезапных возмущений не может быть непосредственно применено к встряхиванию атомных оболочек, сопровождающему радиационные или оже-переходы в атомах, поскольку в этом случае, как правило, невозможно выделить меняющееся со временем возмущение. Поэтому мы рассмотрим, как необходимо модифицировать приближение внезапных возмущений — приближение встряски — при его применении к переходам в электронных оболочках атомов. Радиационные или оже-переходы являются двухчастичными, поэтому явление встряхивания электронной оболочки при таких переходах мы рассмотрим главным образом на примерах трехчастичного распада автоионизационных состояний. Переходом такого типа является, например, двухэлектронный радиационный распад Оже<sup>5, 6, 7</sup>, когда оже-переход сопровождается одновременным испусканием фотона, и двухэлектронная одноквантовая релаксация состояний с двумя внутренними вакансиями, в результате которой происходит заполнение вакансий, а весь избыток энергии уносит один фотон<sup>8-10</sup>. Существуют также трехэлектронные оже-переходы. Это — двойной эффект Оже<sup>11</sup>, когда заполнение одной вакансии приводит к выбросу из атома двух электронов;

половинный эффект Оже <sup>12-14</sup>, когда заполнение двух внутренних вакансий приводит к выбросу из атома одного электрона, уносящего всю энергию перехода. Отметим также, что к трехчастичной релаксации можно отнести и эффект взаимодействия после столкновения <sup>15-18</sup>, возникающий при рассеянии на атоме электрона, энергия которого несколько превышает энергию возбуждения автоионизационного состояния. Поэтому после возбуждения автоионизационного состояния его распад происходит в присутствии медленного электрона.

Возбуждение и ионизацию атомных электронов при ядерных превращениях удается интерпретировать как встряску потому, что допустимо четкое разделение на две подсистемы — ядро и атомные электроны. В состав ядра входят и в ядерных переходах участвуют высокоэнергетические частицы, взаимодействующие между собой при помощи короткодействующих сил. Изменение его состояния происходит за время, много меньше характерных атомных времен, поэтому ядро можно считать быстрой подсистемой, а атомные электроны — медленной. Взаимодействие между подсистемами хорошо описывается средним полем — кулоновским полем ядра, которое изменяется сравнительно быстро по атомным масштабам времени при вылете или поглощении быстрых заряженных частиц.

В отличие от этого электронные оболочки невозможно столь же четко разделить на быструю и медленную подсистемы, взаимодействие между которыми достаточно хорошо описывается средним полем. Однако если в переходах во внутренних оболочках участвуют достаточно быстрые частицы или жесткие кванты, то электроны этих оболочек могут считаться быстрой подсистемой относительно электронов внешних оболочек. В этом случае можно ввести центральное среднее поле, которое сводится к центральному кулоновскому полю с некоторым эффективным зарядом, быстрое изменение которого при переходах во внутренних оболочках «чувствуют» внешние электроны, что и приводит к их встряске.

## 1. МЕХАНИЗМ ВСТРЯСКИ ПРИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ

Подобно тому, как период полураспада при радиоактивных превращениях ядра (достигающий зачастую сотен и тысяч лет) не может служить в качестве характерного времени, определяющего встряску электронной оболочки, так и время жизни вакансии во внутренней оболочке по отношению к оже- или радиационному переходу  $\sim \Gamma^{-1}$  не может служить для аналогичной цели при рассмотрении сопровождающей их встряски.

Характерным малым временем, определяющим встрясочный характер процесса, может служить, например, время пролета  $\beta$ -частицы или быстрого оже-электрона через встряхиваемую оболочку либо время пролета фотона. Ниже мы рассмотрим, как и при каких условиях существенно многочастичную задачу о релаксации электронных оболочек при радиационных и оже-переходах, фотоионизации, ионизации электронным ударом и т. п. можно решать в приближении встряски.

### а) Внезапное изменение среднего поля

Рассмотрим, как меняется среднее поле при одноэлектронном радиационном переходе в двухэлектронном атоме. Как обычно, считаем, что излучательный переход идет в замороженном остове, т. е. при фиксированном состоянии электрона, не участвующего в радиационном переходе. В соответствии с этим полную волновую функцию ищем в виде

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = \eta(\mathbf{r}_1, t) \xi(\mathbf{r}_2, t), \quad (1.1)$$

где  $\mathbf{r}_i$  — координаты электронов,  $\eta(\mathbf{r}_2, t)$  — известная волновая функция электрона, претерпевающего радиационный переход при замороженном состоянии второго электрона,  $\xi(\mathbf{r}_2, t)$  — неизвестная волновая функция второго электрона, для которой легко получаем уравнение

$$i \frac{\partial}{\partial t} \xi(\mathbf{r}_2, t) = (H_2 + \tilde{W}(\mathbf{r}_2, t)) \xi(\mathbf{r}_2, t), \quad (1.2)$$

где  $H_2$  — гамильтониан второго электрона без учета  $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  — взаимодействия электронов между собой,

$$\tilde{W}(\mathbf{r}_2, t) = \int d^3r_1 \eta^*(\mathbf{r}_1, t) W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \eta(\mathbf{r}_1, t) \quad (1.3)$$

— меняющееся со временем среднее поле, которое действует на второй электрон при радиационном переходе первого электрона. Если при радиационном переходе первый электрон попадает из состояния  $\eta_1$  в состояние  $\eta_2$ , то

$$\eta(\mathbf{r}_1, t) = a(t) \eta_1(\mathbf{r}_1) + b(t) \eta_2(\mathbf{r}_1), \quad (1.4)$$

где  $|a(t)|^2 + |b(t)|^2 = 1$ , и, если пренебречь произведениями  $\eta_1(\mathbf{r}) \eta_2(\mathbf{r})$ , то изменяющееся со временем при радиационном переходе среднее поле будет иметь вид

$$\tilde{W}(\mathbf{r}_2, t) = \tilde{W}_2(\mathbf{r}_2) + |a(t)|^2 [\tilde{W}_1(\mathbf{r}_2) - \tilde{W}_2(\mathbf{r}_2)], \quad (1.5)$$

где

$$\tilde{W}_i(\mathbf{r}_2) = \int d^3r_1 W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) |\eta_i(\mathbf{r}_1)|^2 \quad (1.6)$$

— среднее поле, которое действует на второй электрон, если первый электрон находится в состоянии  $\eta_i(\mathbf{r})$ . Поскольку  $|a(t)|^2 \sim \exp(-\Gamma t)$  — вероятность обнаружить атом в возбужденном состоянии меняется со временем от единицы до нуля, то и среднее поле (1.5), действующее на второй электрон со стороны первого электрона, меняется со временем от  $\tilde{W}_1(\mathbf{r}_2)$  до  $\tilde{W}_2(\mathbf{r}_2)$  с характерным временем изменения  $\sim \Gamma^{-1}$ .

Фактически время обращения электрона на атомной орбите много меньше времени радиационного распада  $\Gamma^{-1}$ , однако это не означает, что электрон адиабатически следует за радиационным расходом и что можно использовать адиабатическое приближение. Время жизни возбужденного состояния является по своему смыслу временем, за которое происходит перетекание волновой функции с орбиты на орбиту, т. е. временем, в течение которого с наибольшей вероятностью происходит квантовый скачок электрона с орбиты на орбиту и испускание кванта<sup>19</sup>. Что касается самого скачка электрона, приводящего к внезапному изменению волновой функции, то он происходит внезапно. В данном случае происходит явление, аналогичное явлению редукции волнового пакета<sup>20</sup>, только здесь «прибором», измеряющим состояние электрона, претерпевающего переход, является встряхиваемый электрон. Поэтому изменение среднего поля также происходит внезапно, и приближение встряски является подходящим для решения задачи.

Среднее поле, действующее на встряхиваемый электрон, изменяется за время  $\tau$ , характеризующее реальную перестройку системы при квантовом скачке. Отношение времени  $\tau$  ко времени обращения встряхиваемого электрона, или величина  $\omega\tau$ , где  $\omega$  — его частота, может служить критерием применимости приближения встряски. Если  $\omega\tau \ll 1$ , то возмущение является внезапным, если  $\omega\tau \geq 1$  — оно носит адиабатический характер.

Условие применения приближения встряски удобно проиллюстрировать на примере встряски, сопровождающей оже-переход. Как известно, время жизни автоионизационного состояния по отношению к оже-распаду может достигать  $10^{-13}$  с, однако сам оже-переход происходит внезапно. Тем не менее изменение экранировки ядра, вызывающее встряску внешнего электрона, происходит за конечное время  $\tau$ , необходимое оже-электрону, чтобы покинуть атом (или его внутренние оболочки). Условие встрясконого характера действия оже-перехода на внешний электрон  $\omega\tau \ll 1$  в данном случае сводится к тому, что скорость оже-электрона должна быть много больше скорости внешнего электрона, что, как правило, хорошо выполняется.

Приближенный характер механизма встряски обусловлен применением понятия среднего поля для системы взаимодействующих электронов, являющегося внешним полем для встряхиваемой системы. При этом происходит распределение энергии перехода между фотоном и встряхиваемым электроном. Поэтому, измеряя энергию фотона, можно определить, сопровождается ли радиационный переход встряской, и найти энергию, получаемую встряхиваемым электроном. Это относится также к случаю, когда происходит стряхивание одного из электронов в более низкое энергетическое состояние. В последнем случае фотон получает энергию больше, чем та, которую он получил бы при переходе, не сопровождающемся встряской.

К внезапным квантовым скачкам приводят также переходы с одновременным излучением (поглощением) нескольких квантов. Возможна также последовательная встряска при последовательном излучении (поглощении) квантов, причем система при взаимодействии с одним квантом переходит в реальное (не виртуальное) стационарное состояние, в котором живет некоторое время до поглощения (излучения) следующего кванта. Аналогичная последовательная встряска рассмотрена в работе <sup>21</sup>, где описывается внезапный захват электрона молекулой, при котором происходит возбуждение (встряска) колебательных уровней молекулы, а затем внезапный распад с соответствующей встряской молекулы.

С принципиальной точки зрения важна возможность разделения системы на две подсистемы, взаимодействие которых между собой достаточно хорошо описывается средним полем, причем в одной из подсистем происходит квантовый скачок, а другая «чувствует» этот скачок через изменение среднего поля и «встряхивается». Такое разделение переменных выполняется тогда, когда система, в которой рассматриваются переходы, состоит из двух взаимодействующих подсистем — быстрой и медленной.

Вообще говоря, изменение в одной из подсистем может происходить в результате многих квантовых скачков, например при наложении достаточно сильного внешнего поля. Для расчета такого изменения неудобно пользоваться языком теории возмущений, т. е. говорить о квантовых скачках, а необходимо иначе решать уравнение Шрёдингера. Если такое изменение происходит за время много меньше, чем характерные периоды второй подсистемы, то можно использовать механизм встряски, т. е. рассмотреть изменение в одной подсистеме при «замороженном» состоянии другой, которая «почувствует» это изменение через изменение среднего поля и «встряхнется». Но если мы рассмотрим ситуацию, в которой изменение состояния происходит под действием поглощения мягких квантов, т. е. медленное изменение под действием слабо меняющегося поля, то такая задача решается с учетом последовательного поглощения большого количества мягких квантов; хотя каждый квант поглощается внезапно, но для набора чувствительного изменения состояния надо поглотить много квантов, а для этого требуется большое время.

Таким образом, приближение встряски предполагает представление амплитуды процесса в виде произведения амплитуд <sup>4, 21</sup> первой,  $a_1$ , быстрой стадии в одной из подсистем и второй,  $a_2$ , стадии «встряхивания» другой подсистемы, т. е.  $a = a_1 a_2$ .

### б) Эффективность встряски

Итак, всякий квантовый переход в электронной оболочке приводит к внезапному изменению среднего поля — экранировки ядра и может сопровождаться встряской остальных атомных электронов. Встряска будет представлять весь эффект, если взаимодействие атомных электронов между собой достаточно хорошо описывается приближением среднего поля, характеризуемого эффективным зарядом.

Можно ввести встрясочный параметр, характеризующий эффективность встряски:

$$N = \frac{\Delta z^*}{z^*}, \quad (1.7)$$

где  $\Delta z^*$  — изменение эффективного заряда ядра  $z^*$ .

При рассмотрении встряски атомных электронов, сопровождающей внезапное изменение импульса ядра, в обзоре <sup>1</sup> был введен встрясочный параметр  $N$ , характеризующий эффективность встряски:  $N = \Delta v/v$ , где  $\Delta v$  — скорость, которую приобретает ядро в результате внезапного удара,  $v$  — орбитальная скорость встряхиваемого электрона. Введенный выше параметр (1.7) можно представить в таком же виде, если учесть, что скорость электрона на орбите  $v = z^*/n$ , где  $n$  — главное квантовое число, а скорость электрона на орбите с тем же значением  $n$ , но в поле ядра заряда  $z^* + \Delta z^*$  равна  $v + \Delta v = (z^* + \Delta z^*)/n$ , поэтому  $N = \Delta z^*/z^* = \Delta v/v$ .

Согласно приближению внезапных возмущений <sup>3, 4</sup> вероятность встряски при мгновенном изменении гамильтониана пропорциональна квадрату интеграла перекрытия волновых функций встряхиваемого электрона, описывающих стационарные состояния измененного и неизмененного гамильтонианов. А интеграл перекрытия оказывается (см. ниже, формулы (3.7) и (3.8)) прямо пропорциональным встрясочному параметру. Поэтому, в соответствии с нашими качественными рассуждениями, вероятность встряски возрастает с ростом  $N$ .

### в) Правила отбора при встряске

Выражение вероятности встряски через интеграл перекрытия приводит к монопольным правилам отбора для квантовых чисел, характеризующих состояния встряхиваемого электрона <sup>3</sup>, а именно, должны сохраняться при встряске орбитальный момент и его проекция,  $\Delta l = \Delta m = 0$ . Такие правила отбора соответствуют физике дела, если справедливо описание взаимодействия подсистем при помощи среднего поля и происходит внезапное изменение среднего поля, причем до и после изменения среднее поле остается центральным и поэтому при применении приближения встряски к переходам в электронных оболочках атомов выполняются монопольные правила отбора. Однако, как показывают эксперименты, довольно часто у электрона, который можно интерпретировать как встряхиваемый, изменяются орбитальный момент и его проекция. Такое изменение правил отбора при встряске может быть объяснено существенно многоэлектронным характером задачи. Ясно, что учет этого обстоятельства особенно важен в тех случаях, когда электроны, участвующие в переходе,

вызывающем встряску, и встряхиваемые электроны находятся на одной и той же оболочке. Как показано ниже, учет изменения момента и его проекции при встряске необходим для большинства перечисленных во введении эффектов. Вероятности таких переходов можно оценивать в приближении среднего поля введением соответствующих множителей, учитывающих возможность встряски с изменением момента и его проекции.

### г) Приближение встряски при электронных переходах

Все вышеприведенные качественные рассуждения являются, по сути дела, интерпретацией выражений для вероятностей переходов в многоэлектронных атомах. Рассмотрим, например, однофотонный распад возбужденного состояния  $\psi_a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  атома гелия. Согласно теории возмущений скорость распада в состояние  $\psi_b(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  имеет вид

$$\Gamma \sim |\langle \psi_b(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \psi_a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \rangle|^2. \quad (1.8)$$

Пусть  $\psi_a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  описывает  $2s2p$ -состояние. В одноэлектронном приближении для различных электронов  $\psi_a = \varphi_{2p}(\mathbf{r}_1) g_{2s}(\mathbf{r}_2)$ ,  $\psi_b = \varphi_{1s}(\mathbf{r}_1) g_b(\mathbf{r}_2)$ . Скорость распада

$$\Gamma = \Gamma_r I_b, \quad (1.9)$$

где  $\Gamma_r$  — скорость одноэлектронного однофотонного перехода  $2p \rightarrow 1s$  при «замороженном» состоянии  $2s$ -электрона,  $I_b = (g_b, g_{2s})$  — интеграл перекрытия начального и конечного состояний  $2s$ -электрона. Если считать электроны невзаимодействующими, то  $I_b = 0$  во всех случаях, кроме случая, когда  $2s$ -электрон не меняет своего состояния. Однако, если учитывать взаимодействие электронов между собой, например, методом самосогласованного поля, то интеграл перекрытия отличен от нуля и для переходов с изменением состояния  $2s$ -электрона. Эти переходы мы и трактуем как следствие встряхивания  $2s$ -электрона в результате одноэлектронного радиационного перехода. То, что скорость однофотонного распада (1.8) с изменением состояний двух электронов имеет типичный для приближения встряски вид <sup>1</sup>, обусловлено тем, что двухэлектронная волновая функция выражена через произведение одноэлектронных функций. Такое приближение, разумеется, справедливо в том случае, когда электрон, претерпевающий встряску, медленнее по сравнению с электроном, участвующим в излучении фотона. Но в атомной физике представление многоэлектронных волновых функций в виде произведения одноэлектронных используется и в случаях, когда скорости электронов сравнимы между собой. Наилучшее одноэлектронное представление получается при решении уравнений Хартри — Фока. Они основываются на вариационном принципе, и не существует простых критериев для области их применения. В соответствии с этим и область применения формул приближения встряски типа (1.9) определяется более сложным образом (см. ниже).

Формула (1.8), как и (1.9), имеет вид первого порядка теории возмущений. Однако в (1.8) входят двухэлектронные волновые функции, которые представляют собой точные волновые функции атома гелия. Конечно, точные волновые функции неизвестны, но существуют разные методы для получения приближенного вида двухэлектронных волновых функций. Естественно считать выражения типа (1.8) обобщением приближения встряски. В частности, такое приближение, учитывающее межэлектронные корреляции, позволяет произвести учет обмена моментом при встряске. В следующей главе мы рассмотрим более строгий вывод приближения встряски для электронных переходов.

## 2. ПРИБЛИЖЕНИЕ ВСТРЯСКИ

Пусть в некоторый момент времени произошло образование нестабильной системы в состоянии  $\varphi_a$ , являющемся собственной функцией приближенного гамильтониана  $K$ , т. е.  $K\varphi_a = \varepsilon_a\varphi_a$ . Полный гамильтониан  $H = K + U$ , причем взаимодействие, приводящее к распаду, является суммой двух операторов  $U = V + W$ . В результате распада система попадает в состояние  $\varphi_b$ , такое, что  $K\varphi_b = \varepsilon_b\varphi_b$  и  $(\varphi_b, U\varphi_a) = 0$ , т. е. переход  $\varphi_a \rightarrow \varphi_b$  является эффектом теории возмущений порядка выше первого. Согласно <sup>22</sup>, начальная скорость распада

$$\Gamma = 2\pi \, \text{dp}(\varepsilon_a) |R_{ba}^+(\varepsilon_a)|^2, \quad (2.1)$$

где  $\text{dp}(\varepsilon_a)$  — плотность числа конечных состояний, а матричный элемент оператора сдвига и ширины уровня

$$R_{ba}^+(\varepsilon_a) = \lim_{\eta \rightarrow +0} (\varphi_b, R(\varepsilon_a + i\eta)\varphi_a) = (\varphi_b, U\psi_a); \quad (2.2)$$

здесь функция  $\psi_a$  удовлетворяет уравнению

$$\psi_a = \varphi_a + (\varepsilon_a + i\eta - K)^{-1} (1 - \Lambda_a) U \psi_a, \quad (2.3)$$

$\Lambda_a$  — оператор проектирования на состояние  $\varphi_a$ . Если ввести функцию  $\psi_b$  согласно уравнению

$$\psi_b = \varphi_b + (\varepsilon_a - i\eta - K)^{-1} (1 - \Lambda_a) W \psi_b, \quad (2.4)$$

то выражение (2.2) можно привести к более удобному виду <sup>23</sup>:

$$R_{ba}(\varepsilon_a) = (\psi_b, V\psi_a) + (\psi_b, W\varphi_a). \quad (2.5)$$

Будем считать оператор  $V$  достаточно малым, чтобы учитывать его один раз, тогда в (2.3)  $U \approx W$  и обычно (2.3) и (2.4) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} (E_a - K - W)\psi_a &= 0, \\ (\varepsilon_a - K - W)\psi_b &= 0. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Причем  $\psi_{a,b} \rightarrow \varphi_{a,b}$  при адиабатическом выключении  $W$ ;  $E_a = \varepsilon_a + R_{aa}(\varepsilon_a)$  — энергия квазистационарного состояния  $\psi_a$ ;  $\text{Re } E_a = \varepsilon_a + \text{Re } R_{aa}(\varepsilon_a)$ ,  $\text{Im } E_a = \text{Im } R_{aa}(\varepsilon_a)$ ;  $R_{aa}(\varepsilon_a)$  — ширина и сдвиг уровня  $\varphi_a$ .

Приближение встряски получается из точной двухпотенциальной формулы (2.5), если подставить в нее решение уравнений (2.6). Таким образом, ситуация аналогична случаю рассеяния на двух потенциалах <sup>22</sup>, когда сохраняются только линейные члены по малому потенциалу, а влияние сильного потенциала учитывается точно изменением начальных и конечных состояний (метод искаженных волн в теории рассеяния). Тогда задача о вычислении вероятности перехода по теории возмущений порядка выше первого заменяется формулой, имеющей вид первого порядка теории возмущений. Отметим, что в (2.6) обычно можно считать  $E_a$  действительной величиной, равной  $\varepsilon_a + \text{Re } R_{aa}(\varepsilon_a)$ , так как для  $\text{Im } E_a \ll \varepsilon_a$ , согласно <sup>24</sup>, такое изменение вносит ничтожный вклад в матричный элемент типа (2.5) за исключением случаев, когда обкладками являются волновые функции континуума (см. ниже п. а) гл. 4).

Точный учет сильного потенциала приводит к существенному улучшению результатов расчетов в теории рассеяния по сравнению с борновским приближением <sup>25</sup>.



## 3. ДВУХЭЛЕКТРОННЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

При двухэлектронном радиационном переходе происходит изменение состояний двух электронов с одновременным испусканием или поглощением  $\gamma$ -кванта. В этом случае  $V$  — взаимодействие с электромагнитным полем,  $W$  — взаимодействие электронов между собой. Так как малый оператор  $V$  учитывается лишь один раз, то функции  $\psi_{a, b}$  представляют собой произведение электронной волновой функции  $\Phi_{a, b}$  и фотонной  $\Omega_{a, b}$ ; тогда из (2.6) получаем уравнения только для электронных частей волновых функций

$$\begin{aligned}(\varepsilon_a - K - W) \Phi_a &= 0, \\(\varepsilon_b - K - W) \Phi_b &= 0,\end{aligned}\tag{3.1}$$

$\varepsilon_b = \varepsilon_a \pm \omega$ , где  $\omega$  — энергия  $\gamma$ -кванта, знак плюс соответствует поглощению кванта, а знак минус — излучению. Граничные условия для уравнений (3.1) следующие:  $\Phi_{a, b}$  стремятся при адиабатическом выключении межэлектронного взаимодействия к состояниям атома с невзаимодействующими электронами. Именно состояния такого атома мы и принимаем в качестве нулевого приближения (см. начало гл. 2) для описания возбужденных состояний, тогда как уравнения (3.1) описывают состояния атома, которые должны получиться при точном учете межэлектронного взаимодействия. Такой выбор нулевого приближения позволяет ясно показать, что учет межэлектронного взаимодействия даже в приближении среднего поля (при решении уравнений (3.1)) и учет взаимодействия с электромагнитным полем в первом порядке теории возмущений приводят к отличной от нуля амплитуде двухэлектронного однофотонного перехода.

Второе слагаемое в (2.5) равно нулю, так как состояние  $\Phi_a$  не содержит фотона, а  $\psi_b$  содержит, поэтому амплитуда перехода имеет вид

$$R_{ba} = (\Phi_b, V_r \Phi_a),\tag{3.2}$$

где  $V_2 = (\Omega_b, V \Omega_a)$  пропорционален дипольному моменту  $\mathbf{d}$ . Таким образом, амплитуда двухэлектронного радиационного перехода имеет тот же вид, что и амплитуда для одноэлектронного перехода с той разницей, что матричные элементы дипольного момента берутся по многоэлектронным волновым функциям  $\Phi_{a, b}$ , удовлетворяющим уравнениям (3.1).

Если предположить, что оператор  $W$  взаимодействия электронов между собой мал, то уравнения (3.1) можно решать по теории возмущений. В этом случае мы, разумеется, получим все диаграммы для амплитуды  $R_{ba}$ , которые появились бы при прямом решении задачи по теории возмущений, как это сделано в работах <sup>8,9,10</sup> на примере двухэлектронной одноквантовой релаксации, где проведены расчеты диаграмм, появляющихся во втором порядке теории возмущений. Учет же всех членов ряда по степеням  $W$  эквивалентен решению уравнений (3.1). Преимущества приближения встряски проявляются в тех случаях, когда удастся решить уравнения (3.1), так как в этих случаях при расчете амплитуды перехода используется выражение, формально совпадающее с формулой первого порядка теории возмущений.

Проиллюстрируем это на примере, когда уравнения (3.1) решаются в приближении среднего поля. При этом  $\Phi_{a, b}$  ищется в виде

$$\Phi_{a, b} = f_{a, b} (1) X_{a, b} (2),\tag{3.3}$$

где  $f_{a, b} (1)$  — состояния одного из электронов, связанные между собой радиационным оператором при «замороженном» положении другого. Другими словами,  $f_{a, b}$  — известные функции, которые используются при расчете одноэлектронной одноквантовой релаксации в предположении,

что переход не затрагивает второй электрон. Отметим, что состояние  $f_a$  ортогонально состоянию  $f_b$ , т. е.  $(f_a, f_b) = 0$ . Подставляя (3.3) в (3.1), получаем уравнения для неизвестных функций  $X_{a, b}$  второго электрона:

$$\begin{aligned} \{\varepsilon_{a2} - K_2 - (f_a, Wf_a)\} X_a(2) &= 0, \\ \{\varepsilon_{b2} - K_2 - (f_b, Wf_b)\} X_b(2) &= 0, \end{aligned} \quad (3.4)$$

где  $\varepsilon_{a2}$ ,  $\varepsilon_{b2}$  — энергия второго электрона до и после перехода и  $(f_{a, b}, Wf_{a, b})$  — среднее поле, которое действует на второй электрон до и после одноэлектронного перехода. Именно такой подход и применяется, как правило, при использовании приближения встряски. Простейший учет среднего поля сводится к методу экранирования заряда ядра первым электроном<sup>23</sup>. Более точный учет среднего поля получается при использовании самосогласованных волновых функций  $f_{a, b}$ , как, например, в<sup>6</sup>. Амплитуда перехода в приближении среднего поля имеет вид

$$R_{ba} = (f_b, Vrf_a)(X_b, X_a), \quad (3.5)$$

где состояния  $X_a$  и  $X_b$  не ортогональны, так как являются решениями уравнений (3.4) с разными гамильтонианами, и, как принято говорить, в результате радиационного перехода  $f_a \rightarrow f_b$  второй электрон, который мы предполагали «замороженным», остается в состоянии  $X_a$ , не являющемся собственной функцией нового гамильтониана, а интегралы перекрытия  $(X_a, X_b)$  с собственными функциями нового гамильтониана определяют амплитуду встряски. Погрешность такого метода может быть оценена, если провести учет всех диаграмм теории возмущений по  $W$ , не содержащих среднего поля.

#### а) Радиационный эффект Оже

Радиационный эффект Оже — двухэлектронный однофотонный распад автоионизационного состояния, при котором излучается фотон, один из электронов заполняет внутреннюю вакансию, а другой попадает

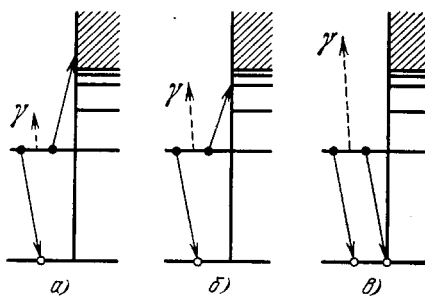


Рис. 1. Радиационный эффект Оже.  
а) Оже-электрон в континууме; б) оже-электрон в связанном состоянии; в) переход «два электрона — один фотон».

либо в состояние непрерывного спектра (рис. 1, а), либо в какое-нибудь связанное состояние (рис. 1, б). Первые теоретические оценки вероятности такого перехода были проделаны еще в 1935 г. Блохом<sup>7</sup> с использованием теории возмущений, тогда как экспериментальное доказательство его существования было получено сравнительно недавно<sup>26–28</sup>.

При радиационном эффекте Оже энергия перехода распределяется между электроном и фотоном, поэтому оже-радиационные переходы проявляются в низкоэнергетической части спектра фотонов, испущенных при заполнении внутренней вакансии в атоме. На рис. 2 приводится

низкоэнергетическая сторона  $(1s)^{-1} {}^1S \rightarrow (3p)^{-1} {}^2P^0$ -линии в аргоне<sup>5</sup>. Она состоит из нескольких максимумов *A*, *B*, *C*, *D* и *E* и хвоста, направленного в сторону понижения энергии, а также горба *F* при 55 эВ. Пики *A* и *B* возникают при переходах в конечные состояния  $(3p)^{-2} n p {}^2P^0$ ; пик *C* обусловлен, главным образом, дискретными  $(1s)^{-1} \rightarrow [(3s)^{-1} (3p)^{-1}, {}^3P, {}^1P] ns-, nd-, {}^2P^0$ -переходами (см. рис. 1, б). Расположение пиков *D* и *E* соответствует началу переходов  $(1s)^{-1} \rightarrow (3s)^{-1} (3p)^{-1} \epsilon s, \epsilon d, {}^2P^0$  (см. рис. 1, а), а положение горба *F* соответствует началу переходов в  $(3s)^{-2} {}^1S$ -состояния. Относительная интенсивность низкоэнергетической части спектра составляет 5% интенсивности всего спектра, что находится в неплохом согласии с результатами вычислений<sup>6</sup> приближения встряски (7,3%). Приведенный на рис. 2 спектр получен в результате наблюдения оже-

радиационных переходов в свободном атоме аргона, тогда как впервые эти переходы наблюдались в атомах Mg, Al, Si и S, входящих в состав твердого тела<sup>26</sup>. Было обнаружено, что отношение интенсивности *K* — LL-оже-радиационного перехода к интенсивности *K<sub>α</sub>*-линии одноэлектронного радиационного перехода убывает с ростом атомного номера от 12 до 16, среднее значение отношения было найдено равным 0,007. Оказалось, что спектр оже-электронов, испущенных в результате оже-радиационного перехода, подобен спектру электронов, «вытряхнутых» из L-оболочки вследствие фотоионизации K-оболочки<sup>29</sup>. На основании этого предполагается, что оже-радиационный переход является следствием вытряхивания одного из внешних электронов в результате одноэлектронного радиационного перехода. Согласно такой интерпретации наблюдаемый спектр не должен зависеть от способа образования K-вакансии. Поэтому была выполнена работа<sup>27</sup>, в которой сравнивались спектры K — LL-переходов при образовании вакансии в K-оболочке электроном и фотоном. Была обнаружена идентичность спектров с точностью до 0,4%. Расчеты<sup>6</sup> вероятностей K — LL- и K — MM-оже-радиационных переходов, выполненные в приближении встряски с использованием самосогласованных волновых функций, находятся в неплохом согласии с экспериментом.

Как было указано выше, амплитуду оже-радиационного перехода можно рассчитать, используя формулы второго порядка теории возмущений. Однако, как правило, такие расчеты довольно громоздки, тогда как приближение встряски позволяет сравнительно легко произвести оценки, результаты которых удовлетворительно согласуются с экспериментом. Для примера рассмотрим радиационный оже-распад  $2s2p$ -состояния гелие-подобного иона. Электроны для простоты считаем различимыми, волновые функции — водородоподобными, а среднее поле учтем введением эффективного заряда ядра. Поскольку амплитуда двухэлектронного радиационного перехода имеет тот же вид, что и амплитуда одноэлектронного радиационного перехода, то вероятность излучения фотона с энергией  $\omega$

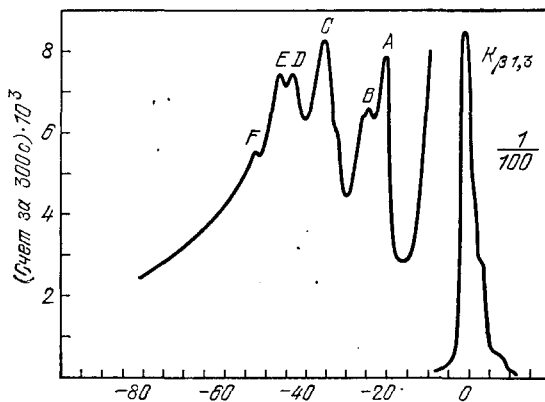


Рис. 2. Низкоэнергетическая часть спектра  $\gamma$ -квантов, испущенных в результате K — MM-радиационных оже-переходов в атоме аргона.

при двухэлектронном переходе равна (ср. <sup>30</sup>)

$$\Gamma = \Gamma_r \frac{1}{\omega^3} \sum_b \omega_b^3 |I_b|^2, \quad (3.6)$$

где  $\Gamma_r$  — вероятность одноэлектронного  $2p \rightarrow 1s$ -радиационного перехода при «замороженном» положении  $2s$ -электрона,  $\omega$  — энергия излучаемого при этом фотона;  $I_b$  — интеграл перекрытия  $2s$ -состояния с состояниями, в которые «вытряхивается»  $2s$ -электрон в результате одноэлектронного радиационного перехода,  $\sum_b$  — суммирование по конечным состояниям.

Для встряски в состояния дискретного спектра  $\psi_n$  интеграл перекрытия равен

$$I_n = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{n}\right)^{3/2} N \frac{\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}\right)^{n-3}}{\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{n}\right)^{n+3}} \left(\frac{2}{n^2} - \frac{3}{2}\right), \quad (3.7)$$

где  $N$  — встрясочный параметр (см. п. б) гл. 1). Для встряски в состояниях непрерывного спектра  $\psi_k$

$$I_k = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1 - \exp(-2\pi/k)}} \frac{N}{z^*} \frac{\exp[-(2/k) \operatorname{arccotg}(1/2k)]}{[(1/4) + k^2]^3} \left(\frac{3}{2} + 2k^2\right), \quad (3.8)$$

где  $k = \sqrt{2\varepsilon}/z^*$  и  $z^* \gg \Delta z^*$ . Эффективные заряды можно вычислить, используя правила Слейтера <sup>31</sup> либо более детальные правила <sup>32</sup>. Выполняя в (3.6) суммирование по всем связанным конечным состояниям оже-электрона (см. рис. 1, б), получаем относительную вероятность перехода

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_r} = 6,95 \cdot 10^{-1} (z^*)^{-2}. \quad (3.9)$$

Аналогично для переходов в континуум (см. рис. 1, а) имеем:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_r} = 3,87 \cdot 10^{-2} (z^*)^{-2}. \quad (3.10)$$

Суммарная относительная вероятность оже-радиационного перехода для  $z^* = 14$  равна 0,004, что довольно неплохо согласуется с экспериментом (см. работу <sup>26</sup>).

В качестве еще одного примера рассмотрим оже-радиационный распад автоионизационного состояния  $2p^2 \ ^3P$  атома гелия. Известно, что в легких атомах вероятность автоионизации (в тех случаях, когда она возможна) значительно больше вероятности радиационного перехода <sup>33</sup>. Исключением являются состояния двойного возбуждения, не подверженные автоионизации в силу правил отбора. Именно таким состоянием является дважды возбужденное состояние  $2p^2 \ ^3P$  атома гелия <sup>34</sup>. Волновую функцию начального состояния  $\Phi_a$  выберем в виде, предложенном Ву <sup>35</sup>:

$$\Phi_a = \frac{\beta^5}{4!} r_1 r_2 \exp\left[-\frac{\beta}{2}(r_1 + r_2)\right] Q(\hat{r}_1, \hat{r}_2), \quad (3.11)$$

где  $Q(\hat{r}_1, \hat{r}_2)$  — известная <sup>58</sup> угловая часть волновой функции  $2p^2 \ ^3P$ -состояния,  $\beta = 1,68$  — вариационный параметр. Конечное состояние

$$\Phi_b = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi(r_1) \psi(r_2) - \varphi(r_2) \psi(r_1)], \quad (3.12)$$

где  $\varphi(r)$  — волновая функция основного состояния  $\text{He}^+$ ,  $\psi(r)$  — волновая функция электрона в возбужденном состоянии или в непрерывном спектре в поле иона  $\text{He}^+$ , эффективный заряд которого будем считать для всех таких состояний равным единице. В результате отношение ширины двух-электронного радиационного перехода к ширине одноэлектронного составляет 6,6%, причем 3,0% приходится на радиационный эффект Оже, когда происходит встряска в континуум, а 3,6% — встряска в состоянии дискретного спектра<sup>23</sup>.

### б) Переход «два электрона — один фотон»

При изучении распада автоионизационных состояний с двумя внутренними вакансиями были обнаружены переходы<sup>36</sup>, при которых заполняются обе вакансии, а всю разницу энергии уносит один фотон (см. рис. 1, в). Этот переход может рассматриваться как частный случай радиационного оже-перехода, когда связанное состояние, в которое попадает второй электрон, является одной из вакансий. В спектре фотонов, испущенных в результате радиационного распада состояний с двумя внутренними вакансиями, переход «два электрона — один фотон» обнаруживается по существованию горба в высокоэнергетической части,

расположенного при энергии фотона, приблизительно равной сумме энергий одноэлектронных радиационных переходов во внутренние вакансии. На рис. 3 приводятся спектры фотонов, испущенных при распаде состояний с двумя внутренними вакансиями в атомах Ni и Fe. В нижней части рисунка выделена область энергий, при которых наблюдается горб в высокоэнергетической части спектра. Видно, что эта часть спектра содержит пики X1, X2, X3, X4, соответствующие по энергии переходам «два электрона — один фотон». Причем пик X1 расположен при энергии немного больше, чем удвоенная энергия  $K_{\alpha}$ -сателлита в Ni; пик X3 соответствует такому же переходу в Fe. Энергии пиков X2 и X4 слегка больше суммы энергий  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -переходов в Ni и Fe соответственно. Вероятность перехода «два электрона — один фотон» оказалась  $\sim 10^{-4}$  от вероятности соответствующего одноэлектронного радиационного перехода<sup>36</sup>. Однофотонный двухэлектронный переход при заполнении вакансий в L-оболочке атомов Cl и Ag наблюдался в экспериментах<sup>37</sup>. Состояние с двумя внутренними вакансиями образовывалось в результате жесткого соударения ионов Cl и Ag с атомами Ag при энергии налетающих

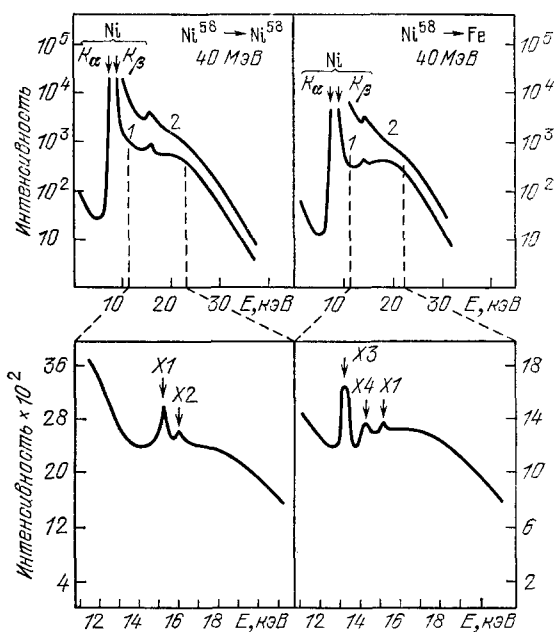


Рис. 3. Высокоэнергетическая часть спектра  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -сателлитов, возникающих в результате радиационного распада состояний с двумя внутренними вакансиями, образованными в результате столкновения  $^{58}\text{Ni} - ^{58}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni} - \text{Fe}$ .

содержит пики X1, X2, X3, X4, соответствующие по энергии переходам «два электрона — один фотон». Причем пик X1 расположен при энергии немного больше, чем удвоенная энергия  $K_{\alpha}$ -сателлита в Ni; пик X3 соответствует такому же переходу в Fe. Энергии пиков X2 и X4 слегка больше суммы энергий  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -переходов в Ni и Fe соответственно. Вероятность перехода «два электрона — один фотон» оказалась  $\sim 10^{-4}$  от вероятности соответствующего одноэлектронного радиационного перехода<sup>36</sup>. Однофотонный двухэлектронный переход при заполнении вакансий в L-оболочке атомов Cl и Ag наблюдался в экспериментах<sup>37</sup>. Состояние с двумя внутренними вакансиями образовывалось в результате жесткого соударения ионов Cl и Ag с атомами Ag при энергии налетающих

ионов 48 кэВ. Было определено, что вероятность однофотонного двух-электронного распада составляет  $\sim 10^{-6}$  от полной вероятности распада.

Использование столкновительных экспериментов для изучения распада состояний с внутренними вакансиями обусловлено относительно большой величиной сечения ионизации внутренних оболочек, которая может достигать величины порядка геометрических размеров этих оболочек. При других способах ионизации внутренних оболочек — фотоионизации, ионизации электронным и протонным ударом — сечения образования двух внутренних вакансий оказываются существенно меньшими. Обсуждение квазимолекулярного механизма образования двух внутренних вакансий и энергетическую зависимость сечения однофотонного распада можно найти в работе <sup>38</sup> (для столкновений  $Ni + Ni$  в области энергий от 17,6 до 91,5 МэВ).

Вычисления вероятности перехода «два электрона — один фотон» во втором порядке теории возмущений были проделаны в работах <sup>8-10,39</sup>. Расчеты, не использующие предположения о малости межэлектронного взаимодействия, были проделаны в работах <sup>23,40-42</sup>.

Приближение встряски позволяет весьма просто оценить вероятность перехода  $(1s)^{-2} \rightarrow (2s)^{-1} (2p)^{-1}$ . Из (3.6) имеем

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_r} = \left( \frac{\omega_b}{\omega} \right)^3 I^2(2s, 1s) = (17,7 \cdot z^2)^{-1}, \quad (3.13)$$

где  $I(2s, 1s)$  — интеграл перекрытия 2s- и 1s-состояний (3.7). Эта оценка довольно неплохо согласуется с результатами расчетов  $(\Gamma/\Gamma_r = (8,3 \cdot z^2)^{-1})$  работы <sup>9</sup>, выполненными во втором порядке теории возмущений. Подобная, но несколько более сложная схема расчета применена в работе <sup>40</sup> для вычисления вероятности перехода  $(1s)^{-2} \rightarrow (2s)^{-1} (2p)^{-1}$  в приближении встряски с использованием волновых функций Хартри — Фока. Расхождение результатов расчета с экспериментом объясняется тем, что приближение среднего поля недостаточно хорошо описывает взаимодействие между собой электронов, находящихся на одной оболочке. Один из способов учета межэлектронных корреляций предложен в работе <sup>41</sup>, где волновые функции начального и конечного состояний — решения уравнений (3.1) — ищутся методом наложения конфигураций. Другой способ учета межэлектронных корреляций предложен в <sup>42</sup> введением множителя  $(1 - \lambda \cos \theta_{1,2})$  к водородоподобным функциям ( $\lambda$  — вариационный параметр,  $\theta_{1,2}$  — угол между радиус-векторами электронов).

Использование одноэлектронных волновых функций приводит к жестким правилам отбора по моменту и его проекции, однако, как показано в <sup>9</sup>, переходы с изменением момента стряхиваемого электрона вносят в амплитуду вклад, сравнимый с вкладом от перехода без изменения момента. Другими словами, в переходе «два электрона — один фотон» равноправно участвуют оба электрона, что соответствует удвоенному количеству конечных состояний. Этим и объясняется приблизительно вдвое меньшая величина относительной вероятности (3.13) по сравнению с результатами работы <sup>9</sup>.

Таким образом, можно сформулировать общее правило применения приближения среднего поля для эффектов встряски, когда электрон, претерпевающий встряску, находится на одной оболочке с электроном, участвующим в переходе, вызывающем встряску: оцениваем в одноэлектронном приближении вероятность разрешенных переходов — встрясок — без изменения момента и его проекции и умножаем эту величину на количество переходов, разрешенных многоэлектронными правилами отбора.

в) Д в у х э л е к т р о н н ы е п е р е х о д ы  
п р и п о г л о щ е н и и ф о т о н а .

Ф о т о и о н и з а ц и я  
с о д н о в р е м е н н ы м в о з б у ж д е н и е м

Для простоты рассмотрим эффекты при поглощении фотона атомом гелия, находящимся в основном состоянии, по мере роста энергии фотона  $\omega$ . Когда  $\omega \geq 58$  эВ, то на фоне однократной ионизации появляется возможность возбуждения первого автоионизационного состояния. Для  $\omega \geq 65,4$  эВ начинается ионизация с одновременным возбуждением иона гелия  $\text{He}^+$  в состояние с  $n = 2$  и в более высокие состояния, для  $\omega \geq 79$  эВ начинается двойная фотоионизация атома гелия.

Вероятности таких переходов отличны от нуля только при учете межэлектронного взаимодействия. Фотоионизация атома гелия с одновременным возбуждением рассматривалась в ряде работ (см., например, работы <sup>43-47</sup>), которые отличаются выбором волновых функций начального и конечного состояний. Поэтому мы остановимся подробно только на работе <sup>45</sup>.

Начальное состояние  $\Phi_a$  — решение первого уравнения (3.1) представляет собой волновую функцию основного состояния атома гелия. Как и при рассмотрении радиационных переходов типа Оже, оказывается недостаточным метод среднего поля и необходимо поточнее учесть взаимодействие электронов между собой <sup>48</sup>. Поэтому в <sup>45</sup> при рассмотрении фотоионизации атома гелия с одновременным возбуждением выбиралась следующая вариационная волновая функция для основного состояния:

$$\Phi_a = \frac{1}{4\pi} \sum_l F_l(r_1, r_2) P_l(\cos \theta_{1,2}), \quad (3.14)$$

где  $P_l(\cos \theta_{1,2})$  — полиномы Лежандра,  $\theta_{1,2}$  — угол между направлениями векторов  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$ ; и параметры функции  $F_l(r_1, r_2)$  находились из вариационного принципа, тогда как волновая функция конечного состояния неплохо представляется с использованием метода эффективных зарядов, т. е. в виде симметризованного произведения волновой функции связанного состояния в поле заряда  $z = 2$  (состояния иона  $\text{He}^+$ ) и волновой функции континуума в поле  $z = 1$  (в поле иона  $\text{He}^+$ ). Использование таких функций при вычислении амплитуды (3.2) не приводит к интегралу перекрытия, и при таком подходе нельзя выделить «встряхиваемый» электрон. Тем не менее это приближение — приближение встряски (см. п. г) гл. 1) или, что то же самое, учет слабого потенциала взаимодействия с электромагнитным полем в первом порядке теории возмущений и «точный» учет сильного межэлектронного взаимодействия (см. гл. 2).

г) Д в о й н а я ф о т о и о н и з а ц и я

При вычислении двойной фотоионизации атома гелия в <sup>49</sup> использовалась шестипараметрическая волновая функция Хиллераса для основного состояния атома гелия

$$\Phi_a = \exp(-\beta s) (1 + c_1 u + c_2 t^2 + c_3 s + c_4 s^2 + c_5 u^2), \quad (3.15)$$

где  $s = r_1 + r_2$ ,  $t = r_1 - r_2$ ,  $u = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ , которая дает более глубокий минимум энергии по сравнению с (3.14). А в качестве конечного состояния выбиралось симметризованное произведение двух кулоновских волновых функций в поле заряда  $z = 2$ , т. е. считалось, что взаимодействием электронов в континууме можно пренебречь. Учет взаимодействия

электронов между собой в континууме становится существенным около порога двойной фотоионизации и может быть проделан по теории возмущений<sup>50</sup>.

В сложных атомах также необходим учет межэлектронных корреляций, если фотоэлектрон и встряхиваемый электрон находились на одной оболочке<sup>48</sup>. Однако если фотоэлектрон выбивается из внутренней оболочки достаточно жестким квантом, то, как уже отмечалось, одноэлектронное приближение встряски работает достаточно хорошо. Вылет быстрого фотоэлектрона воспринимается внешним электроном как внезапное изменение экранировки ядра или, что то же самое, как изменение эффективного заряда ядра. Таким образом, ситуация похожа на встряску атомных электронов, сопровождающую  $\beta$ -распад ядра. Поэтому можно оценивать вероятность такой встряски  $P$ , используя вероятность встряски при  $\beta$ -распаде<sup>51</sup>  $P_\beta$ ; учитывая, что при фотоионизации происходит изменение эффективного заряда  $\Delta Z$ , имеем  $P = (\Delta Z)^2 P_\beta$ , как показано в<sup>52,53</sup>; расчеты по такой формуле и непосредственные вычисления интеграла перекрытия хартри — фоковских волновых функций встряхиваемого электрона приводит к близким результатам. Поскольку интеграл перекрытия убывает довольно быстро с ростом энергии встряхиваемого электрона, энергетический спектр вытравленных электронов имеет максимальное значение при нулевой энергии, что вполне согласуется с экспериментом<sup>29</sup>.

Приближение встряски с использованием релятивистских волновых функций Хартри — Фока применялось<sup>54</sup> для расчета двукратной фотоионизации атомов благородных газов.

Учет межэлектронных корреляций в конечном состоянии становится необходимым, когда энергия  $\gamma$ -кванта не велика, поскольку в этом случае малая скорость фотоэлектрона не позволяет пренебречь его взаимодействием со встряхиваемым электроном<sup>55</sup>.

Процессы встряски, сопровождающие фотоионизацию, существенным образом сказываются на спектрах фотоэлектронов<sup>56</sup>, поэтому их необходимо принимать во внимание при изучении атомной оболочечной структуры на основе анализа этих спектров. Механизм встряски играет существенную роль при образовании множественных вакансий в результате перестройки атомных оболочек после фотоионизации; обзор соответствующих экспериментальных результатов приводится в<sup>57</sup>. В перечисленных работах<sup>43–57</sup> можно найти также экспериментальные данные по двухэлектронным переходам при фотоионизации различных атомов, их обсуждение и сравнение с теорией.

#### д) У ш и р е н и е с п е к т р а л ь н ы х л и н и й

Рассеиваемый на излучающем атоме электрон по-разному взаимодействует с состояниями атома, при переходе между которыми испускается фотон. Поэтому одновременно с излучением фотона атом и налетающий электрон обмениваются энергией, что сказывается на энергии фотона<sup>58</sup>. И в этом случае мы имеем дело с двухэлектронным радиационным переходом, поэтому вероятность излучения фотона в единицу времени

$$\Gamma = \frac{4}{3} \alpha^3 \omega^3 |\mathbf{d}_{ba}|^2 = \Gamma_r \sum_b (X_b, X_a), \quad (3.16)$$

где  $\Gamma_r$  — вероятность излучения изолированного атома;  $X_b, X_a$  — волновые функции налетающего электрона до и после излучения фотона, т. е. переход имеет типичный для приближения встряски вид.



## 4. ТРЕХЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

В случае двухэлектронных радиационных переходов выбор малого потенциала довольно прост, а именно, взаимодействие с электромагнитным полем слабое (исключение — см. п. а) гл. 1 составляет излучение или поглощение мягких квантов, например, при рассеянии заряженных частиц<sup>3)</sup>, а взаимодействие электронов между собой — сильное, и его нужно попытаться учесть точно. Для трехэлектронных же переходов разбиение возмущения на слабую и сильную части определяется видом конечных и начальных состояний. Проиллюстрируем это на примере эффекта «взаимодействия после столкновения» (см. ниже п. а) гл. 4). В этом случае взаимодействие медленного электрона с электронами, находящимися в автоионизационном состоянии, нужно учесть точно, так как теория возмущений не применима ввиду малой энергии электрона, тогда как амплитуду оже-распада можно рассчитывать по теории возмущений. Именно так и поступают, применяя приближение встряски к указанному эффекту<sup>16-18</sup>. С противоположной ситуацией мы сталкиваемся, рассматривая автоионизацию в поле быстрой заряженной частицы<sup>59</sup> (см. ниже п. б) гл. 4), взаимодействие которой с электронами, находящимися в автоионизационном состоянии, можно учитывать по теории возмущений.

Амплитуда перехода (2.5) состоит из двух слагаемых и, если в случае радиационного перехода второе слагаемое точно обращалось в нуль (см. начало гл. 3), то в случае трехэлектронных переходов оно не равно нулю. Однако довольно часто второе слагаемое мало. Действительно, например, при рассмотрении эффекта взаимодействия после столкновения сильный потенциал  $W$  — взаимодействие медленного электрона с электронами, находящимися в автоионизационном состоянии, и второе слагаемое — матричный элемент между связанными состояниями и состоянием континуума — мал, так как медленная частица с малой вероятностью обеспечивает переход одного электрона в непрерывный спектр с большой скоростью, а другого — в более глубокое связанное состояние. Для случая оже-распада в поле быстрой частицы второе слагаемое в (2.5) обращается в нуль, поскольку обкладки берутся по разным состояниям быстрой частицы, а оператор  $W$  не содержит ее координат. Таким образом, при применении приближения встряски к трехэлектронным переходам, вообще говоря, необходимо учитывать оба слагаемых в амплитуде (2.5). Однако в тех случаях, когда второе слагаемое мало, амплитуда перехода в приближении среднего поля будет иметь вид

$$R_{ba} = (\psi_b(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), r_{12}^{-1} \psi_a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)) (X_b(\mathbf{r}_3), X_a(\mathbf{r}_3)), \quad (4.1)$$

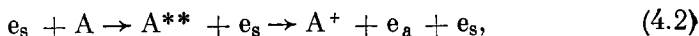
где интеграл перекрытия  $(X_b, X_a)$  определяет вероятность встряхивания третьего электрона. Эта формула будет неплохо работать также для встряски внешних электронов, сопровождающей оже-переход во внутренней оболочке сложного атома.

Для трехэлектронных оже-переходов (см. ниже п. г) и д) гл. 4) в случае, если все три электрона находятся на близких оболочках, оба слагаемых в (2.5) сравнимы, так как нельзя выделить слабую и сильную части потенциала. Однако амплитуду перехода можно представить в виде (4.1), поскольку учет второго члена физически означает необходимость учета разных пар электронов из трех участвующих в переходе, что можно проделать при усреднении скорости перехода по начальным и суммировании по конечным состояниям. При этом мы пренебрегаем интерференционными членами в скорости перехода.

Отметим также, что (4.1) предполагает жесткие правила отбора по моменту и его проекции для встряхиваемого электрона. Но, как и в гл. 3, эти ограничения появляются в результате применения приближения среднего поля и исчезают при трехэлектронном решении уравнений (2.6). Поэтому в <sup>13</sup> были оценены матричные элементы с изменением момента встряхиваемого электрона по теории возмущений и учитывался вклад таких членов, несмотря на то, что интеграл перекрытия в (4.1) равен нулю из-за различных угловых частей функций  $X_b$  и  $X_a$ .

#### а) Взаимодействие после столкновения

Этот эффект был открыт <sup>15</sup> при изучении реакции



когда на атоме  $A$  рассеивается электрон  $e_s$  с энергией  $\varepsilon_0$ , немного превышающей энергию возбуждения автоионизационного состояния  $A^{**}$ . Тогда на возбуждение автоионизационного состояния рассеянный электрон

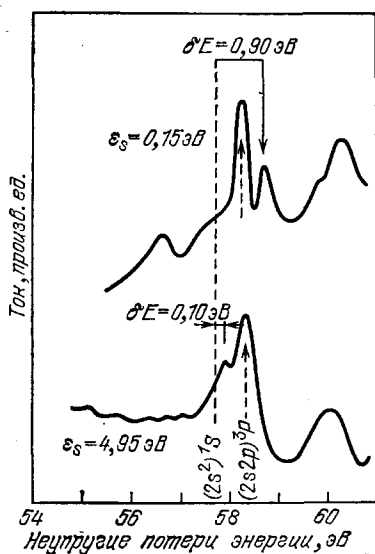


Рис. 4. Спектры неупруго рассеянных атомом гелия электронов с энергией, близкой к порогу возбуждения  $(2s^2)1S$ - и  $(2s2p)3P$ -состояний.

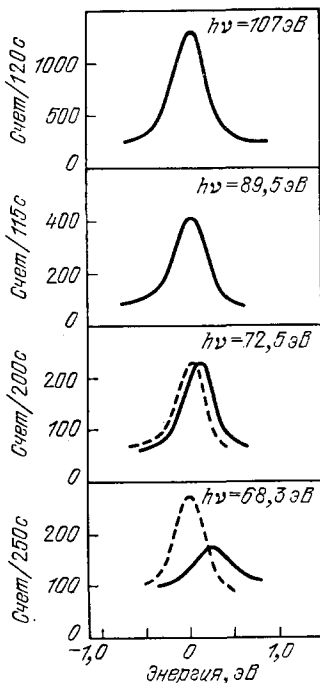


Рис. 5.  $N_5 - O_{2,3}O_{2,3}1S_0$ -ожепик в ксеноне для различных энергий фотона.

теряет почти всю свою энергию, и, если время жизни автоионизационного состояния меньше или сравнимо с характерным временем разлета, то оже-распад происходит в поле медленного электрона. При этом возможен обмен энергией между распадающимся атомом и рассеянным электроном, поэтому форма спектра вылетевшего оже-электрона  $e_a$  зависит от начальной энергии  $\varepsilon_0$  рассеиваемого электрона. Причем с уменьшением  $\varepsilon_0$  спектр смещается в сторону больших энергий. Это означает, что автоионизацион-

ное состояние начинает возбуждаться не при  $\epsilon_0$ , равной пороговой энергии возбуждения изолированного атома, а при более высоких энергиях. Другими словами, в результате «взаимодействия после столкновения» (после возбуждения автоионизационного состояния) быстрый электрон (оже-электрон) ускоряется, а медленный (рассеянный) замедляется. В эксперименте<sup>60</sup> показано, что увеличение энергии быстрого электрона равно уменьшению энергии медленного. На рис. 4 приводятся спектры<sup>60</sup> неупруго рассеянных на атоме гелия электронов для двух значений конечной энергии рассеянного электрона  $\epsilon_s$  как функции начальной энергии рассеиваемого электрона  $\epsilon_0$ . На вертикальной оси отложен ток неупруго рассеянных электронов, на горизонтальной — неупругие потери энергии  $\epsilon_a = \epsilon_0 - \epsilon_s$ . Автоионизационные состояния проявляются в спектре в виде резонансных контуров, их положения указаны на рисунке стрелками. Указаны также смещения  $\delta E$  пороговой энергии возбуждения относительно пороговой энергии изолированного атома.

Явление «взаимодействия после столкновения» наблюдается<sup>61</sup> и при оже-распаде в атоме с внутренней вакансией, образованной при поглощении фотона с энергией, немного превышающей пороговую энергию ионизации внутренней оболочки, поскольку в этом случае оже-распад

происходит в присутствии медленного фотоэлектрона. На рис. 5 приводится спектр оже-электронов, испущенных при различных энергиях фотона. Видно, что по мере приближения энергии фотона к пороговой энергии ионизации внутренней оболочки 67,5 эВ спектр смещается в сторону больших энергий и приобретает асимметричную форму. Штриховой линией обозначено положение пика в изолированном атоме.

Интересно, что энергия медленного электрона в результате взаимодействия после столкновения может уменьшиться настолько, что он может быть захвачен в связанное состояние положительно заряженным ионом. Подобное резонансное заселение высоко лежащих связанных состояний было одновременно обнаружено двумя группами авторов, см. <sup>62-65</sup>. Соответствующие сечения приведены на рис. 6. Экспериментальные данные и их обсуждение можно найти также в работах <sup>16,66,67</sup>.

Для объяснения этого эффекта было предложено несколько теоретических моделей <sup>16-18,68</sup>, в которых, по сути дела, используется приближение внезапных возмущений для вычисления вероятностей трехэлектронного перехода в реакции (4.2).

Начнем рассмотрение с так называемой модели «shake down» (см. <sup>16,69-71</sup>), в которой амплитуда трехэлектронного перехода вычислялась по формуле (4.1), т. е.

$$R = AI(k_s, k_t), \quad (4.3)$$

где  $A$  — амплитуда оже-распада изолированного атома,  $k_s$  — импульс рассеиваемого электрона после возбуждения автоионизационного состоя-

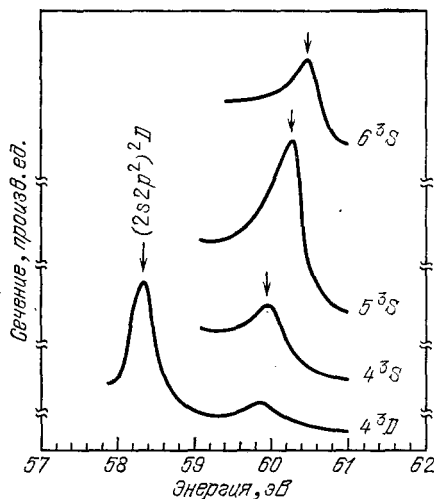


Рис. 6. Сечения возбуждения  $4^3D$ -,  $4^3S$ -,  $5^3S$ - и  $6^3S$ -состояний атома гелия как функции начальной энергии рассеиваемого электрона.

ния,  $\mathbf{k}_f$  — импульс рассеиваемого электрона в конечном состоянии,  $\psi_{ks}$  и  $\psi_{kf}$  — соответствующие волновые функции рассеиваемого электрона,

$$I(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_f) = \int d^3r \psi_{kf}^*(\mathbf{r}) \psi_{ks}(\mathbf{r}) \quad (4.4)$$

— интеграл перекрытия волновых функций электрона  $e_s$  до и после оже-перехода. В частности, вместо  $\psi_{kf}$  можно взять волновую функцию связанного состояния в поле иона  $A^+$ . При вычислении этого интеграла необходимо учитывать, что энергия  $E_a$  в первом уравнении (2.6) содержит мнимую часть, тогда энергия электрона  $e_s$  после возбуждения автоионизационного состояния

$$\frac{1}{2} k_s^2 = \varepsilon_0 - \varepsilon_a + \frac{1}{2} i\gamma, \quad (4.5)$$

где  $\gamma$  — ширина автоионизационного состояния в изолированном атоме. Такое затухание позволяет вычислить интеграл перекрытия.

Другая теоретическая модель, предложенная в <sup>68, 72–74</sup>, основана на полуклассическом подходе <sup>75</sup>. Согласно этой модели наблюдаемый спектр оже-электронов отличается от спектра изолированного атома потому, что оже-переход происходит при разных расстояниях атома от медленного электрона, движение которого описывается классическим способом, т. е. предполагается определенная траектория. Как показано в <sup>76</sup>, эту модель можно свести к приближению встряски, если описывать конечное состояние рассеянного электрона полуклассически.

Более последовательное применение адиабатического приближения к взаимодействию после столкновения предложено в <sup>17</sup>, где рассеиваемый электрон описывается квантовомеханически. В адиабатическом приближении решение уравнений (2.6) имеет вид

$$\Phi_{a,b} = \psi_{a,b}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \mathbf{R}) X_{a,b}(\mathbf{R}), \quad (4.6)$$

где  $\psi_{a,b}$  — известные волновые функции для двухэлектронного оже-перехода  $\psi_a \rightarrow \psi_b$  в квазимолекуле, образующейся при фиксированном положении медленного электрона  $\mathbf{R}$ ,  $X_{a,b}$  — неизвестные волновые функции начального и конечного состояний медленного электрона, которые находятся при решении системы, аналогичной (3.4). В результате скорость двухэлектронного оже-перехода оказывается зависящей от  $\mathbf{R}$ , т. е.  $\Gamma_a \equiv \Gamma_a(\mathbf{R})$ , и амплитуда трехэлектронного перехода, после которого атом ионизируется, а рассеянный электрон попадает в состояние  $X_b$ , имеет вид

$$R_{ba} = \int d^3R \sqrt{\Gamma_a(\mathbf{R})} (X_b^*(\mathbf{R}), X_a(\mathbf{R})). \quad (4.7)$$

Наконец, систему (2.6) можно решать по теории возмущений, учитывая диаграммы, содержащие среднее поле во всех порядках, как это сделано в <sup>18</sup>.

Поскольку расчеты квазимолекулярных состояний представляют собой отдельную довольно сложную вычислительную задачу <sup>77, 78</sup>, то в работе <sup>17</sup> считалось, что присутствие медленного электрона сказывается только на энергии оже-электрона, как и в полуклассической модели, а ширина автоионизационного состояния в (4.7) считалась не зависящей от  $\mathbf{R}$  и равной ширине изолированного атома.

Предложенные модели находятся в неплохом согласии с экспериментом, однако, как уже отмечалось, одноэлектронное приближение внезапных возмущений не объясняет передачи момента при встряске, тогда как в опытах <sup>64–67, 77</sup> наблюдались переходы с изменением момента медленного (встряхиваемого) электрона. Кроме того, оказалось, что

смещение порога возбуждения (см. рис. 4) не для всех автоионизационных состояний подчиняется закону <sup>61</sup>  $\delta E \sim v^{-1}$ , следующему из полуклассической модели. Эти отклонения, по-видимому, можно объяснить при применении квазимолекулярного подхода (4.7). Качественного согласия можно добиться <sup>79</sup>, если учитывать отклонения автоионизационных термов от кулоновских и учитывать зависимость ширины автоионизационных состояний от  $R$ , используя перемешивание автоионизационных состояний изолированного атома полем медленного электрона <sup>59, 80, 81</sup>, аналогично эффекту Штарка. Кроме того, в обмен моментом, видимо, вносят вклад лежащие вблизи автоионизационных состояний атома гелия квазисвязанные состояния иона  $He^-$  <sup>64, 65, 67</sup>.

б) Оже-распад, стимулированный столкновением с быстрым электроном

Будем для определенности рассматривать рассеяние электрона на атоме гелия, находящемся в автоионизационном состоянии  $2p^2\ 3P$ , из которого невозможен оже-переход в силу правил отбора <sup>34</sup>. Присутствие рассеиваемого электрона снимает запрет на оже-распад (ср. п. а) гл. 3), и его можно характеризовать сечением. Переход сопровождается изменением состояний трех электронов — налетающего и двух атомных, при этом один из атомных электронов заполняет состояние  $1s$ , а другой попадает либо в состояние дискретного спектра, либо в состояние непрерывного спектра в поле иона  $He^+$ , налетающий электрон рассеивается. Возмущение, вызывающее переход,

$$U = -\frac{2}{R} + \frac{1}{|R - r_1|} + \frac{1}{|R - r_2|} + \frac{1}{r_{12}} \approx \frac{R}{R^3} (r_1 + r_2) + \frac{1}{r_{12}}, \quad (4.8)$$

где  $r_i$  — координаты атомных электронов,  $R$  — налетающего электрона. Мы оставили в (4.8) только дипольные члены, как обычно поступают, рассматривая рассеяние быстрых электронов на атомах <sup>4</sup>. Имея в виду применение приближения встряски, мы можем выделить в (4.8) сильную  $W = r_{12}^{-1}$  и слабую  $V = R (r_1 + r_2) R^{-3}$  части возмущения. Однако сначала рассмотрим переход по теории возмущений. Амплитуда трехэлектронного перехода не равна нулю лишь со второго порядка теории возмущений по потенциалу  $U$ . Тогда из произведений матричных элементов  $UU$  состояния трех частиц будут меняться лишь в произведениях  $VW$  и  $WV$ . Таким образом, амплитуда перехода

$$R_{ba} = (\varphi_b(R), \frac{R}{R^3} \varphi_a(R)) B, \quad (4.9)$$

где

$$B = \sum_s \frac{(\varphi_b, r_{12}^{-1} \varphi_s) (\varphi_s, (r_1 + r_2) \varphi_a)}{\varepsilon_b - \varepsilon_s + i\delta} + \sum_s \frac{(\varphi_b, (r_1 + r_2) \varphi_s) (\varphi_s, r_{12}^{-1} \varphi_a)}{\varepsilon_a - \varepsilon_s + i\delta}, \quad (4.10)$$

где  $\varphi_a, \varphi_s, \varphi_b$  и  $\varepsilon_a, \varepsilon_s, \varepsilon_b$  — волновые функции и энергии атома в начальном, промежуточном ( $s$ ) и конечном состояниях соответственно;  $\varphi_{a,b}(R) = \exp(i p_{a,b} R)$  — состояния налетающего электрона. Проинтегрировав по углам рассеиваемого электрона, получим сечение перехода <sup>69</sup>

$$\sigma = \frac{8\pi}{v^2} \left( \ln \frac{q_{\max}}{q_{\min}} \right) \frac{|B|^2}{3}, \quad (4.11)$$

где  $q$  — переданный при столкновении импульс и, как обычно <sup>4</sup>,  $q_{\min} = |\varepsilon_b - \varepsilon_a| v^{-1}$ , а  $q_{\max} \sim r_0^{-1}$  находится из условий применимости дипольного разложения (4.8), справедливого до расстояний  $\geq r_0$  — атомных размеров. Амплитуда (4.9) формально совпадает с амплитудой двух-

электронного радиационного оже-перехода (см. п. а) гл. 3). Поэтому мы будем ее оценивать, используя приближение встряски, а не довольно сложную формулу (4.10); иными словами: налетающий электрон переводит атом из состояния  $2p^2$  в состояние  $2p1s$ , а остающийся в состоянии  $2p$  электрон претерпевает встряску либо в связанные состояния, либо в состояния непрерывного спектра. Это позволяет нам сравнивать сечение трехэлектронного перехода с сечением двухэлектронного перехода, при котором происходит рассеяние налетающего электрона, а атом переходит из  $2p^2$  в  $2p1s$ ; такое сечение, согласно <sup>4</sup>, имеет вид

$$\sigma_s = \frac{8\pi}{v^2} \left( \ln \frac{q_{\max}}{q'_{\min}} \right) \frac{|(2p^2, d, 1s2p)|^2}{3}, \quad (4.12)$$

где  $q'_{\min} = |\epsilon'_b - \epsilon_a| v^{-1}$ ,  $\epsilon'_b$  — энергия состояния  $2p1s$ .

В приближении встряски

$$B = (2p, d, 1s) (X_b, X_{2p}). \quad (4.13)$$

Тогда отношение сечения трехэлектронного перехода (4.11) к сечению двухэлектронного перехода (4.12) после сокращения слабо меняющихся логарифмических функций будет иметь вид

$$\frac{\sigma}{\sigma_s} \approx |(X_b, X_{2p})|^2, \quad (4.14)$$

т. е. равно просто интегралу перекрытия состояния  $2p$  с конечным состоянием встряхиваемого электрона. Следовательно, в нескольких процентах случаев рассеяние с переходом  $2p^2 \rightarrow 2p1s$  будет сопровождаться переходом  $2p^2 \rightarrow (n \text{ или } \epsilon) p1s$ .

#### в) Возбуждение атомов быстрым электроном

При рассеянии на многоэлектронном атоме быстрого электрона возможны эффекты двойной ионизации и однократной ионизации с одновременным возбуждением. Так же, как и в п. б) гл. 4, будем считать взаимодействие налетающего электрона с атомными электронами малым и ограничимся дипольными членами в разложении потенциала (4.8), тогда задача становится аналогичной задаче о фотоионизации. Если учесть, что налетающий электрон неплохо описывается плоскими волнами, то для атомных электронов волновые функции начального и конечного состояний можно выбрать в виде, описанном в пп. в), г) гл. 3. Амплитуда перехода

$$R_{ba} = \left( \varphi_b, \frac{R}{R^3} \varphi_a \right) (\Phi_b(r_1, r_2), (r_1 + r_2) \Phi_a(r_1, r_2)) \quad (4.15)$$

в этом случае пропорциональна амплитуде фотоионизации и имеет типичный вид для приближения встряски.

#### г) Трехэлектронные оже-переходы.

##### Двойной эффект Оже

Трехэлектронным оже-переходом называется переход с участием трех связанных электронов, в результате которого оказывается заполненной внутренняя вакансия, один из электронов попадает в непрерывный спектр, а другой либо вытряхивается (shake off) в состояние непрерывного спектра (рис. 7, а) (двойной эффект Оже), либо встряхивается (shake up) в какое-нибудь связанное возбужденное состояние (рис. 7, б), либо при наличии еще одной внутренней вакансии стряхивается (shake down) в нее (половинный эффект Оже; рис. 7, в). Последний эффект, наблюдавшийся впервые экспериментально в работе <sup>12</sup>, был назван авторами трехэлектронным оже-переходом. Это название нельзя считать удачным, так как не позво-

появляется эффект Оже. Для обозначения многоэлектронных оже-переходов удобно использовать дробь, в числителе которой находится число испускаемых оже-электронов, а в знаменателе — число заполняемых при этом вакансий. По этому принципу эффект, изображенный на рис. 7, в, в работе, где была дана его теория<sup>13</sup>, был назван половинным эффектом Оже.

Если один из электронов находится на высоковозбужденной орбите, т. е. он — медленный, то трехэлектронные оже-переходы было бы более правильным рассматривать в приближении встрайки, аналогично эффекту взаимодействия после столкновения, тогда как второй порядок теории возмущений дал бы худшие результаты из-за малости энергии электрона. Однако, как правило, все три электрона, участвующих в переходе, находятся на одной оболочке, и более правильным будет рассчитывать амплитуду перехода во втором порядке теории возмущений<sup>14</sup>. Такие расчеты довольно сложные и могут быть выполнены только численно, в то время

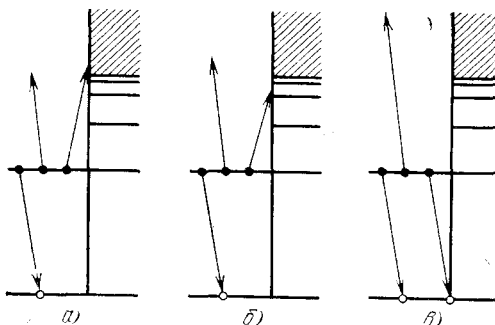


Рис. 7. Трехэлектронный оже-переход.  
а), б) Двойной эффект Оже; в) половинный эффект Оже.

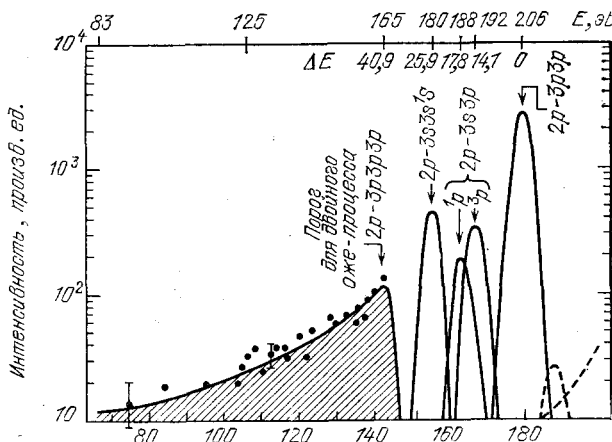


Рис. 8. Спектр оже-электронов, испущенных в результате распада  $L_{2,3}$ -вакансии в аргоне.

Заштрихованная часть спектра относится к оже-электрону, испущенному в результате двойного эффекта Оже. Пороговое значение энергии, при которой начинается двойной эффект Оже, равно 165 эВ.

как расчет приближения встряски легко выполняется аналитически и весьма нагляден. Поэтому первые расчеты трехэлектронных оже-переходов были проделаны в приближении встряски: для двойного эффекта Оже см.<sup>82-84</sup>, для половинного см.<sup>13</sup>.

Двойной эффект Оже был впервые обнаружен<sup>82</sup> при анализе зарядового состава ионов неона, возникающих после фотоионизации К-оболочки  $\gamma$ -квантом с энергией, недостаточной для образования одновременно двух вакансий в К- и L-оболочках. При таких энергиях кванта ионы  $\text{Ne}^{3+}$  могут образовываться лишь в результате двойного эффекта Оже. Также были проделаны<sup>83</sup> более тщательные измерения на основе анализа энергетических спектров оже-электронов, вылетающих в результате распада вакансий в L-оболочке аргона. При двойном эффекте Оже энергия оже-перехода распределяется между двумя вылетевшими электронами (рис. 8). В этих же работах был предложен механизм встряски для объяс-

нения существования двойного эффекта Оже. Однако расчеты интеграла перекрытия хартри — фоковских волновых функций встряхиваемых электронов показали, что расчетная величина вероятности 0,6% отличается от наблюдаемого на эксперименте значения (10%) не менее чем на порядок. Отсюда был сделан вывод о необходимости учета межэлектронных корреляций. При этом необходимо учитывать корреляции не только в начальном состоянии, когда все три электрона находятся на близких оболочках, но и межэлектронные корреляции в конечном состоянии, так как в конечном состоянии есть два медленных электрона в непрерывном спектре. В частности, необходимо учитывать члены теории возмущения, которые описывают двойной эффект Оже как результат выбивания еще одного электрона вылетающим оже-электроном. Оценить вероятность двойного эффекта Оже тем не менее можно с использованием одноэлектронных волновых функций. Если учесть, что в начальном и конечном состоянии электроны, участвующие в двойном оже-переходе, имеют сравнимые скорости и поэтому для них выполняются не монополярные, а менее жесткие трехэлектронные правила отбора по моменту. Это обстоятельство приводит к тому, что при встряске возможен обмен моментом для встряхиваемого электрона. Поскольку все три электрона равноправно участвуют в переходе, следует считать, что встряска с изменением момента имеет приблизительно такую же вероятность, как и встряска без изменения момента. Это существенно увеличивает количество конечных состояний встряхиваемого электрона, и для получения правильной оценки вероятности двойного эффекта Оже необходимо умножить вероятность одноэлектронного приближения на число конечных состояний. Это приводит к такому же порядку величины для вероятности перехода, какая наблюдается и в эксперименте.

Встряска, сопровождающая оже-переходы, как и встряска при радиационных переходах, существенным образом сказывается на распределениях по зарядам ионов, получающихся в результате перестройки электронных оболочек после образования внутренней вакансии, а также на энергетических спектрах испущенных при этом электронов. Поэтому процессы встряхивания необходимо учитывать при расчете каскадов переходов, которые возникают при распаде внутренних вакансий в электронных оболочках многоэлектронных атомов. В табл. I, взятой из рабо-

Таблица I

Вероятности встряхивания электронов  
вследствие фотоионизации и оже-процессов в криптоне

Состояние	Фотоионизация			Оже-переход		
	1s	2s	2p	1s — 2p2p	2p — 3p3p	2p — 3d3d
1s	0,004	0,000	0,000	0,003	...	...
2s	0,053	0,003	0,007	0,019	0,002	0,008
2p	0,27	0,026	0,034	0,016	0,032	0,03
3s	0,25	0,085	0,100	0,042	0,019	0,012
3p	1,22	0,523	0,59	0,22	0,05	0,067
3d	3,66	3,39	3,48	2,88	0,16	0,112
4s	2,23	1,85	1,98	1,46	0,95	1,00
4p	13,90	12,18	12,37	7,23	5,09	5,36
Всего	21,6	18,1	18,6	11,9	6,3	6,59



ты<sup>84</sup>, приводятся относительные вероятности (в %) вытряхивания электронов из различных оболочек криптона в результате фотоионизации и оже-переходов, рассчитанные в приближении внезапных возмущений с использованием самосогласованных волновых функций. Вероятность вытряхивания электрона из состояния  $\psi_{i, nl}$  во все другие состояния вычислялась по формуле

$$P_{nl} = 1 - \{ |(\psi_{f, nl}, \psi_{i, nl})|^2 \}^N - NP_F, \quad (4.16)$$

где  $N$  — число вытряхиваемых электронов,  $P_F$  — вероятность перехода на уровни, запрещенные принципом Паули,  $\psi_{f, nl}$  — волновая функция, описывающая состояние вытряхиваемого электрона с теми же квантовыми числами  $n$  и  $l$ , но после фотоионизации или оже-перехода. Эти данные следует считать правильными, если начальные состояния вытряхиваемого электрона (первый столбец табл. I) лежат выше состояний электронов, участвующих в фотоионизации либо в оже-переходе. Если же встряска происходит с той же оболочки, то, как уже отмечалось, необходимо учитывать обмен моментом. Расчеты зарядовых распределений ионов криптона в результате каскадного распада внутренней вакансии неплохо согласуются с экспериментом.

#### д) Половинный эффект Оже

Трехэлектронный оже-распад состояний с двумя внутренними вакансиями, при котором вакансии заполняются двумя наружными электронами, а весь избыток энергии уносит третий электрон, был обнаружен<sup>12, 85-87</sup> при исследовании высокоэнергетической части спектра электронов, испускаемых при атомных столкновениях. В спектрах оже-электронов существование половинного эффекта Оже обнаруживается по появлению горба в высокоэнергетической части спектра, расположенного при энергии, приблизительно равной удвоенной энергии оже-электрона, испускаемого при обыкновенном оже-распаде одной внутренней вакансии. На рис. 9 показан спектр оже-электронов, испущенных в результате распада двух К-вакансий в азоте, образующихся при столкновениях  $N^+ - N_2$ . Интенсивный пик электронов с энергией 345 эВ отвечает обычным К — LL-оже-переходам. Пик при энергии 765 эВ соответствует КК — LLL-трехэлектронным оже-переходам. Обзор экспериментальных данных по половинному эффекту Оже приводится в<sup>87</sup>. Расчеты вероятности этого перехода во втором порядке теории возмущений проделаны в<sup>14</sup>. Такие вычисления требуют довольно громоздких численных расчетов. Поэтому мы рассмотрим, как можно оценить вероятность половинного эффекта Оже в приближении встряски<sup>13</sup>.

Пусть у трехэлектронного иона К-оболочка свободна, а на L-оболочке находятся три электрона, начальная конфигурация —  $2s^2 2p$ , конечная —  $1s^2 \epsilon p$ . Согласно (3.7), интеграл перекрытия  $2s$ - и  $1s$ -состояний равен

$$I^2 = 0.31 \left( \frac{\Delta z}{z} \right)^2 = \frac{0.012}{z^2}. \quad (4.17)$$

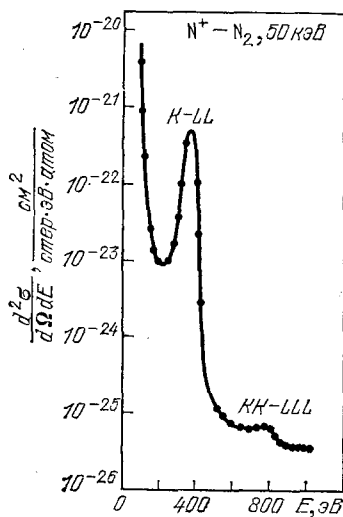


Рис 9. Спектр оже-электронов, испущенных в результате распада двух К-вакансий в атоме азота.

Простейшие оценки вероятности перехода можно проделать сразу же если учесть, что отношение частоты трехэлектронного перехода  $\Gamma$  к частоте двухэлектронного оже-перехода  $\Gamma_a$  согласно (4.1) равно

$$P = \frac{\Gamma}{\Gamma_a} \sim I^2. \quad (4.18)$$

Тогда для  $z = 6$  имеем  $P = 3,3 \cdot 10^{-4}$ , а для  $z = 7$  будет  $P = 2,4 \cdot 10^{-4}$ , что довольно неплохо согласуется с результатами <sup>12</sup>.

Для получения более точных оценок необходимо проделать усреднение по начальным и суммирование по конечным состояниям электронов, участвующих в трехэлектронном оже-переходе. Поскольку электронные оболочки всех атомов, для которых измерялись вероятности трехэлектронных переходов <sup>87</sup>, содержат только s- и p-электроны, введем обозначения:  $w_{ss}$  — скорость двухэлектронного оже-перехода с участием двух s-электронов,  $w_{sp}$  — s- и p-электронов,  $w_{pp}$  — двух p-электронов. Довольно большое число оже-переходов позволяет использовать средние значения скоростей двухэлектронного оже-распада и интегралов перекрытия. Кроме того, в трехэлектронном переходе могут участвовать равноправно все электроны, и достаточно учитывать правила отбора только по спину. В результате отношение вероятности половинного эффекта Оже к вероятности двухэлектронного оже-перехода будет иметь вид <sup>13</sup>

$$P = \frac{\sum_{i=1}^N (n_i w_{ss} + m_i w_{sp} + k_i w_{pp})}{\sum_{i=1}^N (N_i w_{ss} + M_i w_{sp} + K_i w_{pp})} \bar{I}^2 \equiv \beta \bar{I}^2, \quad (4.19)$$

где  $N$  — число начальных состояний,  $n_i$  — число возможных оже-переходов с участием двух s-электронов, сопровождаемых встряской какого-нибудь третьего электрона, аналогично  $m_i$  — двух s- и p-электронов,

Т а б л и ц а II

Относительные вероятности трехэлектронного оже-перехода

Атом с двумя внутренними вакансиями	Переход	Эксперимент $\times 10^4$	Теория $\times 10^4$	Атом с двумя внутренними вакансиями	Переход	Эксперимент $\times 10^4$	Теория $\times 10^4$
C	KK—LLL	2,2	2,5	S	LL—MMM	5,4	5,9
N	KK—LLL	3,1	2,8	Cl	LL—MMM	6,2	6,5
Si	LL—MMM	2,5	2,6	Ar	LL—MMM	9,7	9,8

$w_{pp}$  — двух p-электронов.  $N_i$ ,  $M_i$ ,  $K_i$  — соответственно числа всех возможных двухэлектронных оже-переходов из начального состояния  $i$ ;  $\bar{I}$  — среднее значение интеграла перекрытия, которое для KK — LLL-переходов берется из (3.7), а интегралы перекрытия 2s- с 3s-состоянием и 2p- с 3p-состоянием равны соответственно

$$\begin{aligned} I^2(2s, 3s) &= 0,78 \left( \frac{\Delta z}{z} \right)^2, \\ I^2(2p, 3p) &= 1,1 \left( \frac{\Delta z}{z} \right)^2. \end{aligned} \quad (4.20)$$

В данном случае существует довольно много возможностей для переходов на вакансии в L-оболочке или на дырки ss, sp и pp; мы взяли просто среднее значение для  $\Delta z$  по правилам <sup>32</sup>, и оказалось, что

$$\bar{I}^2(2s, 3s) \approx \bar{I}^2(2p, 3p) \approx 9 \cdot 10^{-2} z^{-2}. \quad (4.21)$$

Результаты расчетов приведены в табл. II. На рис. 10 приводится зависимость относительной вероятности трехэлектронного перехода от  $n$  — числа электронов в наружных оболочках нейтральных атомов. Видно, что эта зависимость укладывается на прямую. Это легко объяснимо следующими качественными рассуждениями: так как в трехэлектронном переходе могут участвовать практически все  $n$  электронов, то вероятность трехэлектронного перехода  $\sim n(n-1)(n-2)$ , вероятность двухэлектронного оже-перехода  $\sim n(n-1)$ , их отношение  $\sim (n-2)$ , что и наблюдалось в <sup>12</sup>.

Таким образом, результаты расчета согласуются с экспериментом <sup>12</sup>. Кроме того, оказалось, что  $\beta$  в формуле (4.19) очень слабо зависит от отношений вероятностей двухэлектронных оже-переходов и для всех конфигураций из трех электронов  $\beta \approx 3/4$ , из четырех  $\beta \approx 1$ , из пяти  $\beta \approx 1,6$  из шести  $\beta \approx 2$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данный краткий обзор разнообразных эффектов встряски, сопровождающих переходы в электронных оболочках, показывает, что это явление распространено достаточно широко и фактически является проявлением реакции многоэлектронной системы на внезапное изменение состояния какой-либо ее части. Тот факт, что сложные процессы релаксации можно свести к наглядному и просто вычисляемому эффекту встряски, представляет большое удобство как для теоретиков, так и для экспериментаторов при интерпретации и оценках явлений подобного типа.

Приближение встряски в атомных переходах позволяет единообразным методом рассмотреть трехчастичные переходы, амплитуда которых отлична от нуля только при применении теории возмущений порядка выше первого; в том случае, когда удастся выделить слабую и сильную части возмущения, вызывающего переход, приближение встряски имеет более широкую область применения по сравнению с теорией возмущений: поскольку слабая часть учитывается по теории возмущений, а сильная часть — точно при помощи изменения волновых функций начального и конечного состояний. Когда можно считать потенциалы, вызывающие трехчастичный переход, слабыми, результаты приближения встряски переходят в результаты теории возмущений.

Метод изменения среднего поля позволяет существенно упростить расчеты переходов и может применяться для оценок вероятностей различных эффектов.

Мы рассматривали трехчастичные переходы, амплитуда которых отлична от нуля во втором порядке теории возмущений по потенциалу,

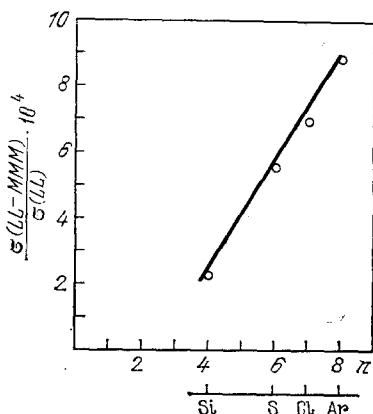


Рис. 10. Зависимость относительной вероятности трехэлектронного перехода от  $n$  — числа электронов в наружных оболочках нейтральных атомов.

Кружки — эксперимент, прямая — теория.

вызывающему переход. В этом случае удаются, как правило, прямые расчеты амплитуды перехода по теории возмущений и приближение встряски является альтернативным методом расчета. При рассмотрении же четырех- и более частичных переходов прямое решение по теории возмущений будет исключительно сложным. Например, возможны переходы на три внутренние вакансии (три электрона — один фотон) или четырех-электронный эффект Оже, когда три внутренние вакансии заполняются тремя внешними электронами, а весь избыток энергии уносит один фотон либо один электрон. Возможна также более чем двойная ионизация фотоном или электроном. В перечисленных случаях амплитуда перехода будет не равна нулю только с третьего порядка теории возмущений. Тогда фактически единственной возможностью расчета будет применение приближения встряски.

Институт электроники им. У. А. Арифова  
АН Узб.ССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Дыхне А. М., Юдин Г. Л. — УФН, 1978, т. 125, с. 377.
2. Дыхне А. М., Юдин Г. Л. — УФН, 1977, т. 124, с. 157.
3. Мигдал А. Б. Качественные методы в квантовой теории. — М.: Наука, 1975.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: Наука, 1974.
5. Keski-Kohkonen O., Utriainen J. — J. Phys. Ser. B, 1974, v. 7, p. 55.
6. Åberg T. — Phys. Rev. Ser. A, 1971, v. 4, p. 1735.
7. Bloch F. B. — Ibid., 1935, v. 48, p. 187.
8. Kelly H. R. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 386.
9. Сафронова У. И., Сенашенко В. С. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 2610.
10. Амусья М. Я., Ли И. С. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 430.
11. Krause M. O., Carlson T. A. — Phys. Rev., 1966, v. 149, p. 52.
12. Афросимов В. В., Гордеев Ю. С., Зиновьев А. Н., Расулов Д. Х., Шергин А. П. — Письма ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 535.
13. Кишиневский Л. М., Матвеев В. И., Парилис Э. С. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 2, с. 710.
14. Ivanov L. N., Safronova U. I., Senashenko V. S., Victorov D. S. — J. Phys. Ser. B, 1978, v. 11, p. L175.
15. Hicks P. I., Svejanovic S., Comer J., Read F. H., Sharp J. M., Vacuum, 1974, v. 24, p. 573.
16. King G. C., Read F. H., Bradford R. C. — J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. 2210.
17. Островский В. Н. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 2079.
18. Амусья М. Я., Кучиев М. Ю., Шейнэрман С. А. — ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 470.
19. Бом Д. Квантовая теория. — М.: Наука, 1965.
20. Мандельштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. — М.: Наука, 1972.
21. Смирнов Б. М., Фирсов О. Б. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 454.
22. Гольбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. — М.: Мир, 1967.
23. Матвеев В. И. — Опт. и спектр., 1976, т. 41, с. 685.
24. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции, распады в нерелятивистской квантовой механике. — М., Наука, 1971.
25. Тейлор Дж. Теория рассеяния. — М.: Мир, 1975.
26. Åberg T., Utriainen J. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 1346.
27. Siivola J., Utriainen J., Lincsoaho M., Graeffe G., Åberg T. — Phys. Lett. Ser. A, 1970, v. 32, p. 438.
28. Utriainen J., Åberg T. — J. Phys. Ser. C, 1971, v. 4, p. 1105.
29. Krause M. O., Carlson T. A., Dismukes R. D. — Phys. Rev., 1968, v. 170, p. 37.
30. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1980.

31. Slater J. C.— Phys. Rev., 1930, v. 36, p. 51.
32. Burns G.— J. Chem. Phys., 1964, v. 41, p. 1521.
33. Wentzel G.— Zs. Phys., 1927, v. 43, p. 524.
34. Проппин Р. X.— Опт. и спектр., 1960, т. 8, с. 300.
35. Wu T. Y.— Phys. Rev., 1944, v. 66, p. 291.
36. Woelfli W., Stoller Ch., Bonani G., Sulter M., Stockli M.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 656.
37. Афросимов В. В., Гордеев Ю. С., Дукельский В. М., Зинovieв А. Н., Шергин А. П.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 24, с. 273.
38. Greenberg J. S., Vincent P., Lihten W.— Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 16, p. 964.
39. Khristenco S. V.— Phys. Lett., Ser. A, 1976, v. 59, p. 202.
40. Åberg T., Jamison K. A., Rihard P.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 63.
41. Nussbroumer H.— J. Phys. Ser. B, 1976, v. 9, p. 1757.
42. Moiseev N., Katriel S.— Phys. Lett. Ser. A, 1976, v. 52, p. 303.
43. Byron F. W., Joachain C. J.— Ibid., 1967, v. 24, p. 616.
44. Byron F. W., Joachain C. J.— Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 1.
45. Brown R. L.— Ibid., Ser. A, 1970, v. 1, p. 341.
46. Jacobs V. L., Burke P. G.— J. Phys. Ser. B, 1972, v. 5, p. L67.
47. Chang T. N.— Ibid., ser. B, 1980, v. 13, p. L551.
48. Carlson T. A.— Phys. Rev., 1967, v. 156, p. 142.
49. Brown R. L.— Ibid., Ser. A, 1970, v. 1, p. 586.
50. Юрьев М. С.— Опт. и спектр., 1975, т. 38, с. 9.
51. Krause M. O., Véstal M. L., Johnston W. H., Carlson T. A.— Phys. Rev. Ser. A, 1964, v. 133, p. 385.
52. Carlson T. A., Krause M. O.— Ibid., 1965, v. 137, p. 1655.
53. Krause M. O.— J. de Phys., 1971, t. 32, p. C4-67.
54. Carlson T. A., Nestor C. W.— Phys. Rev. Ser. A, 1973, v. 8, p. 2887.
55. Carlson T. A., Krause M. O.— Ibid., 1965, v. 140, p. A1057.
56. Krause M. O., Wulleumier F.— In: Elektron and Photon Interactions with Atoms.— New York: Plenum Press, 1976.— P. 89.
57. Krause M. O.— In: Internation Conference on Inner Shell Ionization Phenomena: Invited Papers.— Atlanta, Georgia, USA, 1972.
58. Соболевман И. Н. Введение в теорию атомных спектров.— М.: Наука, 1963.
59. Matveev V. I., Parilis E. S.— In: Coherence and Correlation in Atomic Collisions.— N. Y.; Lnd.: Plenum Press, 1980.— P. 257.
60. Spance D.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 12, p. 2353.
61. Schmidt V., Sandner H., Mehlhorn W., Adam N. Y., Wulleumier F. Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 64.
62. Smith A. J., Hicks P. J., Read F. H., Wejanovic S., King G. G., Comer J., Sharp S. M.— J. Phys. Ser. B, 1974, v. 7, p. L496.
63. Heideman H. G. M., Nienhuis G., van Ittersum T.— Ibid., L493.
64. Heideman H. G. M., Van Ittersum T., Nienhuis G., Hol V. H.— Ibid., 1975, v. 8, p. L26.
65. Van Ittersum T., Heideman H. G. M., Nienhuis G., Prins J.— Ibid., 1976, v. 9, p. 1713.
66. Roy D.— Цит. в <sup>59</sup> сб.— P. 277.
67. Heideman H. G. M.— Ibid., P. 493.
68. Nienhaus G., Heideman H. G. M.— J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. 2225.
69. Read F. H.— Radiat. Res., 1975, v. 64, p. 23.
70. Read F. H.— J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. L207.
71. Read F. H., Comer J.— Цит. в <sup>59</sup> сб.— P. 243.
72. Morgenstern R., Nienhaus A., Thielman U.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 199.
73. Morgenstern R., Nienhaus A., Thielman U.— J. Phys. Ser. B, 1976, v. 9, p. L363.
74. Morgenstern R., Nienhaus A., Thielman U.— Ibid., 1977, v. 10, p. 1039.
75. Barker R. B., Berry H. W.— Phys. Rev., 1966, v. 151, p. 14.
76. Van de Water W., Heideman H. G. M.— J. Phys. Ser. B, 1980, v. 13, p. 4663.
77. Sato H., Hara S.— Ibid., p. 4577.
78. Kishinevsky L. M., Krakov B. G., Parilis E. S.— Phys. Lett. Ser. A, 1981, v. 85A, p. 141.
79. Stolterfoht N., Brandt D., Prost M.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1654.

80. Матвеев В. И., Парилис Э. С.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 297.
81. Матвеев В. И., Парилис Э. С.— ЖТФ, 1981, т. 51, с. 1792.
82. Carlson T. A., Krause M. O.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 390.
83. Carlson T. A., Krause M. O.— Ibid., 1966, v. 17, p. 1079.
84. Парилис Э. С. Эффект Оже.— Ташкент: Фан, 1969.
85. Afrosimov V. V.— In: Proc. of 2nd Intern. Conference on Inner Shell Ionization Phenomena: Invited papers.— Freiburg, 1976.— P. 258.
86. Afrosimov V. V., Ahmedov A. P., Gordeev Yu. S., Zinoviev A. N., Sergin A. P.— In: Proc. of 10th Intern. Conference on Physics of Electronic and Atomic Collisions: Abstracts of papers.— Paris, 1977.— P. 184.
87. Shergin A. P., Gordeev Yu. S.— In: Proc. of 10th Intern. Conference on Physics of Electronic and Atomic Collisions: Invited lectures and progress reports.— Paris, 1977.— P. 377.