

539.186.3

ПОСЛЕСТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
В АТОМНЫХ ПРОЦЕССАХ*М. Ю. Кучиев, С. А. Шейнерман*

(Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе АН СССР, Ленинград)

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	353
2. Точное решение задачи в реакциях с тремя частицами в конечном состоянии . . . . .	357
3. Область окологороговых возбуждений . . . . .	360
4. Трехчастичные эффекты . . . . .	369
4.1. Экспериментальное проявление предсказываемых эффектов. 4.2. Малые скорости разлета образующихся частиц.	
5. Реакции с четырьмя заряженными частицами в конечном состоянии . . . . .	374
6. Интерференционные эффекты . . . . .	380
7. Заключение. Нерешенные проблемы . . . . .	382
Список литературы . . . . .	385

**1. Введение.** Данная работа посвящена обсуждению определенного круга явлений в атомной физике, который получил на первый взгляд несколько странное, но в литературе уже общепринятое название «послестолкновительное взаимодействие» (ПСВ) (post collision interaction). Физическое содержание этого термина таково. Рассмотрим процесс, в котором происходит неупругое столкновение произвольных атомных частиц  $X$  и  $Y$  и в результате образуются две другие атомные частицы  $A$  и  $D$ . При этом частица  $D$  находится в возбужденном, квазистационарном состоянии и распадается с образованием частиц  $B$  и  $C$ . Общая схема интересующего нас процесса имеет вид



Будем считать, что все три частицы  $A$ ,  $B$ ,  $C$  в конечном состоянии реакции (1.1) заряжены. Их кулоновское взаимодействие и называют «послестолкновительным». Иначе говоря, это есть взаимодействие нескольких заряженных частиц в конечном состоянии в том случае, когда реакция протекает в две стадии, через промежуточный резонанс.

Ясно, что если относительные скорости разлета частиц  $A$ ,  $B$ ,  $C$  в реакции (1.1) невелики, меньше боровской скорости, то их кулоновское взаимодействие существенно. Оно сильно сказывается на сечении процесса, изменяет энергетическое и угловое распределение частиц. Следовательно, его необходимо учитывать. Но это требует квантовомеханического решения задачи о движении трех заряженных частиц. Проблема кажется довольно трудной.

Одна из целей настоящей работы — методическая. Мы хотим показать, что задача о послестолкновительном взаимодействии в реакциях (1.1) на самом деле проста: она имеет параметрически точное аналитическое решение. Имея его в руках, можно предсказывать энергетические и угловые распределения частиц  $A$ ,  $B$ ,  $C$ . При изменении кинематики их разлета эти распределения изменяются очень существенно. Отсюда сле-

дует вторая цель работы: обратить внимание экспериментаторов на возможность наблюдения ряда новых эффектов.

Наконец, третья задача—систематизировать накопленные обширные теоретические представления о природе явления и дать краткий обзор имеющихся экспериментальных данных. Обзор ранних работ в этой области читатель найдет в [1, 2]. Близкие вопросы рассматриваются также в обзоре [3].

Обсудим явления, существование которых обусловлено послестолкновительным взаимодействием. С этой целью будем интересоваться энергетическим спектром пары В, С в реакции (1.1) при фиксированной энергии столкновений. Предположим сначала, что кулоновское взаимодействие частиц не играет заметной роли. (Это может быть, например, когда скорость частицы А велика). Тогда в спектре В, С имеется лоренцевская линия, обусловленная квазистационарностью материнской частицы D. Иначе говоря, суммарная энергия пары В, С почти точно равна энергии частицы D. Ширина линии есть полная ширина квазистационарного состояния.

Характерное проявление послестолкновительного взаимодействия состоит в том, что эта линия сильно искажается. Прежде всего, она сдвигается. Это значит, что пара В, С обменивается энергией с третьей частицей А. Кроме того, линия меняет свою форму: она уширяется и становится асимметричной.

Эти явления впервые наблюдались в работе Баркера и Берри [4]. Рассматривался процесс возбуждения автоионизационных состояний атомов в столкновениях с медленными ионами, т. е.



В качестве мишени использовался атом гелия, а снарядом были ионы  $He^+$ , либо  $Ne^+$ . Наблюдался спектр автоионизационных электронов. Оказалось, что линия в спектре, соответствующая распаду ( $2s2p$ ) состояния  $He^*$ , сдвигается в сторону меньших энергий и уширяется при уменьшении энергии столкновения в области от 4 до 1 кэВ.

Для объяснения наблюдавшегося явления была предложена простая физическая модель [4]. Она основывается на предположении, что в процессе своего движения вдоль классической траектории медленный рассеянный ион «чувствует» внезапное изменение поля атома-мишени, вызванное распадом квазистационарного состояния атома. При этом рассеянный ион ускоряется кулоновским полем иона-мишени, его энергия увеличивается. Удаляющийся автоионизационный электрон испытывает торможение в кулоновском поле иона-снаряда. Другими словами, происходит обмен энергией между вылетающими частицами, который в точности равен изменению потенциальной энергии рассеянного иона в поле мишени  $1/R(t)$ , где  $R(t)$  — расстояние между атомом и рассеянным ионом в момент распада. Вероятность распада в момент времени  $t$  подчиняется экспоненциальному закону:  $P \sim \exp(-t/\tau)$ , где  $\tau$  — время жизни автоионизационного состояния ( $\tau = \hbar\Gamma^{-1}$ ),  $\Gamma$  — его ширина. Такой закон распада приводит к следующей плотности вероятности обмена энергией  $\epsilon$  в процессе разлета частиц:

$$P(\epsilon) = \exp\left(-\frac{\Gamma}{\epsilon V}\right) \Gamma (\epsilon^2 V)^{-1}. \quad (1.3)$$

Распределение  $P(\epsilon)$ , помимо ширины  $\Gamma$ , определяется скоростью рассеянного иона  $V$ . Максимум распределения (1.3) соответствует наиболее вероятному обмену энергией  $\Delta\epsilon$ , который равен величине

$$\Delta\epsilon = \frac{\Gamma}{2V}. \quad (1.4)$$

Соотношение (1.4) объясняет уменьшение энергии автоионизационного электрона при уменьшении скорости рассеянного иона  $V$ .

Предложенная классическая модель послестолкновительного взаимодействия, помимо допущения о внезапности изменения поля атома-мишени, предполагает, что среднее время жизни  $\tau$  не искажается присутствием рассеянного иона. Роль взаимодействия сводится при этом к обмену энергией между разлетающимися частицами. Эта модель позволила, по крайней мере, качественно объяснить наблюдавшееся явление.

За двадцать лет, прошедших с момента первого наблюдения эффектов послестолкновительного взаимодействия, явление широко исследовалось не только в процессах (1.2), но и в других реакциях. В первую очередь эти эффекты интенсивно исследовались в процессах возбуждения автоионизационных состояний атомов электронным ударом [1, 5–8]:

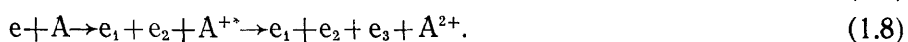
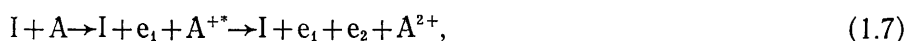


а также в процессах фотоионизации внутренних оболочек атомов с последующим оже-распадом [2]:



Были получены экспериментальные свидетельства проявления послестолкновительного взаимодействия при возбуждении автоионизационных состояний [5, 6, 8–13] и ионизации внутренних оболочек [14–16] в ряде атомов (в основном в благородных газах). Для объяснения наблюдавшихся явлений были развиты различные теоретические подходы [8, 17–24].

Взаимодействие частиц в конечном состоянии резонансных процессов оказывается существенным и в более сложных реакциях, чем (1.1). В частности, оно проявляется в реакциях с четырьмя заряженными частицами в конечном состоянии. Эти состояния возникают в процессах ионизации внутренних оболочек атомов ионным либо электронным ударом с последующим оже-распадом образовавшейся вакансии:



Такие процессы широко исследуются экспериментально [25–30], а в последние годы и теоретически [24, 31–33]. Конечно, их теоретическое описание и экспериментальное изучение является более сложной задачей, чем для реакций (1.1).

К конечному состоянию, содержащему частицы  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , может приводить и прямой нерезонансный процесс неупругого столкновения, когерентный процессу (1.1):



Взаимодействие частиц в конечном состоянии процесса (1.9) также играет существенную роль при теоретическом описании [34, 35]. В литературе это взаимодействие иногда тоже называют послестолкновительным [36]. Однако представляется более естественным относить термин «послестолкновительное взаимодействие» только к резонансным процессам (1.1).

При интерпретации экспериментальных данных в анализе спектров частиц  $A$ ,  $B$ ,  $C$  часто не удается разделить прямой (1.9) и резонансный (1.1) процессы. В этом случае наблюдаемое распределение частиц определяется суммой амплитуд процессов (1.1) и (1.9). Роль послестолкновительного взаимодействия в этом случае является существенной и приводит к образованию осцилляции в спектре, отличных от характерного

контура Фано [37]. Интересные эффекты наблюдаются не только при интерференции прямой и резонансной амплитуд, но и при интерференции резонансных процессов, идущих через образование различных промежуточных квазистационарных состояний [19, 38]. При этом в спектре возникает сложная осцилляционная структура, вид которой определяется параметрами автоионизационного состояния и кинематикой разлета частиц.

Несмотря на разнообразие процессов, в которых проявляется ПСВ его основные черты могут быть изучены при рассмотрении реакции (1.1). В последнее время удалось добиться существенного прогресса в теоретическом описании этой реакции [23, 24, 39]. Полученные результаты изложены в разделе 2. В нем показано, что сложная квантовомеханическая задача трех тел в рассматриваемых процессах может быть сильно упрощена. Во-первых, она сводится к квазиклассической задаче. Во-вторых, оказывается, что трехтельную задачу нужно решать только на больших расстояниях между разлетающимися частицами. Важная роль больших расстояний подчеркивается тем, что ширины квазистационарных атомных состояний обычно малы. Поскольку расстояния велики, можно отвлечься от внутренней структуры частиц и учитывать только их кулоновское взаимодействие.

Итак, послестолкновительное взаимодействие сводится к проблеме трех заряженных тел, движущихся на больших расстояниях. Она имеет параметрически точное решение, которое дается приближением эйконала. Ответ в рассматриваемой задаче оказывается возможным представить в простой аналитической форме, справедливой в широкой области энергий и углов разлета образующихся в реакции частиц.

Подчеркнем, что основа рассматриваемого подхода — задача о трех заряженных частицах на больших расстояниях. Она хорошо известна, поскольку встречалась ранее неоднократно. Упомянем две проблемы, в которых она играет важную роль.

Первая — обменное взаимодействие атомов на больших расстояниях [116—118]. Для атомов водорода задача рассмотрена в работах [116, 117], случай более сложных атомов описан в работе [118]. В этой задаче существенно поведение волновой функции двух электронов вдали от двух ионов. Поле ионов играет здесь роль третьего тела.

Вторая — поведение обменной амплитуды упругого рассеяния электрона на атоме при нефизической отрицательной энергии [119]. Оказывается, что амплитуда имеет необычную степенную особенность, когда энергия электрона равна энергии связи атома. Особенность обусловлена поведением волновой функции при больших расстояниях между налетающим электроном, ионом и уходящим из атома электроном.

Интересно, что совершенно различные по своей постановке проблемы имеют один фундамент — задачу трех заряженных частиц, взаимодействующих на больших расстояниях. В двух рассмотренных выше примерах движение происходит подбарьерно, при отрицательных энергиях. Задача о послестолкновительном взаимодействии, в отличие от упомянутых задач, связана с тем, что движение частиц происходит в непрерывном спектре, в классически разрешенной области.

Последующий план изложения таков. В разделе 3 рассмотрена традиционно изучаемая область проявлений эффектов послестолкновительного взаимодействия — область окологороговых возбуждений. В разделе 4 мы обсудим трехчастичные эффекты в конечном состоянии реакций (1.1). В пятом разделе будет рассмотрено ПСВ в реакциях с четырьмя заряженными частицами в конечном состоянии. Далее исследована роль послестолкновительного взаимодействия в интерференционных эффектах. В заключительном разделе мы обсудим слабо изученные вопросы рассматриваемой задачи, в частности, обмен угловым моментом.

**2. Точное решение задачи в реакциях с тремя частицами в конечном состоянии.** Рассмотрим процессы типа (1.1), в конечном состоянии которых присутствуют три заряженные частицы. Оказывается, что задача об учете ПСВ в таких процессах имеет параметрически точное решение в широкой области скоростей и углов разлета образующихся частиц [23, 40]. Замечательно, что оно имеет очень простую аналитическую форму.

Отметим прежде всего, что в процессах атомных столкновений задача о ПСВ имеет малый параметр — ширину автоионизационного состояния  $\Gamma$ . Обычно она меньше одного электронвольта:  $\Gamma < 1 \text{ эВ} \ll 1 \text{ ат. ед.}$  (Здесь и далее используются атомные единицы  $|e| = \hbar = m_e = 1$ .) Соответственно время жизни атомных возбуждений велико,  $\tau = 1/\Gamma \gg 1$ . Будем считать, что скорость разлета частиц А и D  $V_{AD}$  не слишком мала, так что в момент распада квазистационарного состояния D расстояние между ними велико. Его оценка при этом предположении имеет вид

$$r_{AD} \approx \frac{V_{AD}}{\Gamma} \equiv R \gg 1. \quad (2.1)$$

(Здесь и ниже используются следующие обозначения:  $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ ,  $V_{ij} = |\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_j|$ ,  $\mathbf{r}_i$ ,  $\mathbf{V}_i$  — координата и скорость частицы  $i$ .)

Отметим, что кулоновское взаимодействие частиц А и D не изменяет оценку (2.1). Из (2.1) прежде всего следует, что частица А не влияет на процесс распада частицы D. Кроме того, заключаем, что взаимодействие А с образовавшимися частицами В и С обусловлено, главным образом, кулоновскими силами. Внутренняя структура частиц, их поляризуемости, ван-дер-ваальсовское притяжение и пр. играют непомерно меньшую роль, и мы не будем их учитывать.

Рассмотрим, что происходит по мере разлета пары В, С. До тех пор, пока расстояние между частицами  $r_{BC}$  невелико,  $r_{BC} \ll R$ , кулоновское взаимодействие частицы А с парой В, С мало отличается от взаимодействия А с одной материнской частицей D. Следовательно, это обычная кулоновская задача двух тел. Взаимодействие В с С на малых расстояниях может быть сильным и сложным, оно обязательно требует учета структуры этих частиц. Важно, что слабое поле далекой частицы А никак не влияет на процесс относительного движения пары В—С.

Ситуация меняется, когда расстояние  $r_{BC}$  становится большим,  $r_{BC} \gg R$ . В этой области мы реально сталкиваемся с задачей трех тел, в которой нужно учитывать кулоновское взаимодействие всех частиц А, В, С. Однако здесь есть упрощающее обстоятельство. Поскольку расстояния между всеми частицами велики:

$$r_{AB} \approx r_{AC} \approx r_{BC} \approx R \gg 1, \quad (2.2)$$

можно считать, что потенциальная энергия их взаимодействия мала. Будем предполагать, что она меньше кинетической энергии разлета каждой пары:

$$\frac{|z_A z_B|}{r_{AB}} \ll \varepsilon_{AB}, \quad \frac{|z_A z_C|}{r_{AC}} \ll \varepsilon_{AC}, \quad \frac{|z_B z_C|}{r_{BC}} \ll \varepsilon_{BC}; \quad (2.3)$$

здесь  $z_i$  — заряд частицы  $i$ ,  $\varepsilon_{ij} = m_i m_j (m_i + m_j)^{-1} V_{ij}^2 / 2$  — кинетическая энергия разлета пары  $ij$  в системе ее центра масс. Неравенства (2.3) гарантируют, что в области (2.2) квантовая кулоновская задача трех тел сводится к квазиклассической. Более того, траектории движения частиц являются почти прямолинейными и равномерными. Другими словами, квазиклассическая задача редуцируется к своей простейшей эйкональной форме.

Мы не будем приводить строгий вывод выражения для амплитуды процесса (1.1) с учетом ПСВ. Он довольно громоздок [23, 40], а ответ

прост и полностью характеризуется проведенным качественным рассмотрением. Амплитуда имеет вид

$$M_{X,Y \rightarrow A,B,C} = M_1 M_2 (-i) \int_0^{\infty} dt \exp \left\{ i \left[ \left( \varepsilon + i \frac{\Gamma}{2} \right) t - \int_0^t d\tau U(t, \tau) \right] \right\}. \quad (2.4)$$

Здесь  $M_1$  — амплитуда неупругого рассеяния частиц  $X, Y$  с образованием частиц  $A$  и  $D$ ,  $M_2$  — амплитуда (матричный элемент) распада частицы  $D$ . Появление этих амплитуд в (2.4) совершенно естественно. Ведь в задаче существуют большие расстояния (2.1), на которых волновая функция, описывающая разлет пары  $A, D$ , характеризуется именно амплитудой  $M_1$ . Точно так же волновая функция пары  $B, C$  при больших расстояниях характеризуется своей амплитудой  $M_2$ . Отметим, что сильное взаимодействие как  $A$  и  $D$ , так и  $B$  с  $C$  в области малых расстояний  $r_{AD}$  и  $r_{BC}$  точно учитывается в амплитудах  $M_1$  и  $M_2$ . Переменная интегрирования  $t$  в (2.4) имеет смысл времени, прошедшего от столкновения до распада. Энергетическая переменная  $\varepsilon$  в (2.4) равна

$$\varepsilon = E_A + E_D - E_X - E_Y, \quad (2.5)$$

где  $E_i$  — сумма внутренней и кинетической энергии  $i$ -й частицы.

Переменная  $\tau$  в (2.4) есть время, прошедшее после распада  $D$ ,  $U(t, \tau)$  — изменение потенциальной энергии в системе, вызванное распадом:

$$U(t, \tau) = z_{AZB} |V_{AD}t + V_{AB}\tau|^{-1} + z_{AZC} |V_{AD}t + V_{AC}\tau|^{-1} - z_{AZD} V_{AD}^{-1} (t + \tau)^{-1}. \quad (2.6)$$

Знак минус в третьем слагаемом связан с «исчезновением» частицы  $D$  в результате распада.

Член  $\int U(t, \tau) d\tau$  в (2.4) имеет простой физический смысл: это классическое действие, рассчитанное для прямолинейных траекторий. Именно это слагаемое ответственно за взаимодействие в конечном состоянии, т. е. за ПСВ. Если им пренебречь, то (2.4) описывает обычную брейт-вигнеровскую резонансную амплитуду.

Используя выражение для потенциала (2.6), несложно вычислить амплитуду (2.4) в явном аналитическом виде. Чтобы получить сечение процесса, достаточно вычислить квадрат модуля полученной амплитуды. Отметим, что он не зависит от верхнего предела в интеграле по  $\tau$ . Будем рассматривать для определенности процесс столкновения (1.1), в котором фиксируются скорости вылетающих частиц  $V_A, V_B, V_C$ . В силу законов сохранения энергии и импульса сечение при этом будет определяться пятью независимыми параметрами, например энергией и направлением вылета одной из частиц  $E_A, \Omega_A$  и направлением вылета другой частицы  $\Omega_B$ . В результате несложных вычислений находим выражение для сечения:

$$\frac{d^5\sigma}{dE_A d\Omega_A d\Omega_B} = \sigma_0 \frac{\Gamma_{BC}}{2\pi [\varepsilon^2 + (\Gamma^2/4)]} k(\xi, \varepsilon), \quad (2.7)$$

$$k(\xi, \varepsilon) = \frac{\pi \xi}{\text{sh}(\pi \xi)} \exp \left( 2\xi \arctg \frac{2\varepsilon}{\Gamma} \right); \quad (2.8)$$

здесь  $\Gamma_{BC}$  обозначает парциальную ширину распада  $D \rightarrow B + C$ , определяемую амплитудой  $M_2$ . Сечение  $\sigma_0$  столкновения  $X + Y \rightarrow A + D$  определяется амплитудой  $M_1$ . Безразмерный параметр  $\xi$  является основным в теории. Он зависит только от кинематики разлетающихся частиц:

$$\xi = \xi_{AB} + \xi_{AC} - \xi_{AD} = \frac{z_{AZB}}{V_{AB}} + \frac{z_{AZC}}{V_{AC}} - \frac{z_{AZD}}{V_{AD}}. \quad (2.9)$$

Сечение (2.7) описывает все характерные черты ПСВ. Два первых сомножителя в нем описывают обычный брейт-вигнеровский резонанс, Множитель  $k(\xi, \epsilon)$  учитывает взаимодействие частиц в конечном состоянии. Он зависит от  $\epsilon$  через отношение  $\epsilon/\Gamma$  и, следовательно, резко меняется на ширине линии. Это приводит к сильному искажению лоренцова контура. Несложный анализ формулы (2.7) показывает, что она описывает следующие искажения в спектре:

1. Максимум линии сдвигается на величину  $\Delta\epsilon$ :

$$\Delta\epsilon = \frac{\xi\Gamma}{2}. \quad (2.10)$$

2. Интенсивность линии в максимуме монотонно уменьшается с ростом  $|\xi|$ :

$$\left( \frac{d^6\sigma}{dE_A d\Omega_A d\Omega_B} \right)_{\max} = \frac{2\sigma_0\Gamma_{BC}}{\Gamma^2} \frac{\xi}{(1+\xi^2)\operatorname{sh}(\pi\xi)} \exp(2\xi \operatorname{arctg} \xi). \quad (2.11)$$

При больших  $|\xi|$ ,  $|\xi| \gg 1$  функция (2.11) убывает как  $|\xi|^{-1}$ . Соответственно линия уширяется так, что ее полная интенсивность сохраняется. Ширина линии на половине высоты  $\tilde{\Gamma}$  при больших  $|\xi|$  пропорциональна  $|\xi|$ :

$$\tilde{\Gamma} = \operatorname{const} \cdot |\xi|. \quad (2.12)$$

3. Линия становится асимметричной. При увеличении  $\epsilon$  она спадает медленнее, чем при малых  $\epsilon$ . Асимметрия становится тем значительнее, чем больше  $|\xi|$ .

Все изменения в спектре зависят только от одного параметра  $\xi$ . Искажение спектра тем значительнее, чем больше  $|\xi|$ . Кроме того, все проявления ПСВ зависят от знака  $\xi$ . Важно, что условия применимости рассмотренной теории (2.1)–(2.3) отнюдь не исключают возможности, при которой скорости  $V_{AD}$ ,  $V_{AB}$ ,  $V_{AC}$  (все либо одна из них) малы, меньше единицы. Поэтому  $|\xi|$  может быть больше единицы, и, следовательно, изменения спектра могут быть значительны.

Укажем теперь, как модифицируются общие формулы в применении к конкретным процессам (1.2), (1.5), (1.6). При этом частица А представляет собой рассеянный ион либо электрон (фотоэлектрон в случае процесса (1.6) или рассеянный электрон в реакции (1.5)), частица В — автоионизационный или оже-электрон, частицы D и С — атомные частицы, которые мы будем считать тяжелыми. Поэтому  $V_D \approx V_C \approx 0$ . Выражение для параметра  $\xi$  (2.9) в этом случае принимает вид

$$\xi = -z_A z_B (V_A^{-1} - V_{AB}^{-1}). \quad (2.13)$$

Формулы (2.7), (2.8), (2.13) описывают влияние ПСВ на угловые и энергетические распределения продуктов реакций (1.2), (1.5), (1.6). Параметр  $\xi$  сильно зависит от скоростей и углов разлета удаляющихся от иона частиц А и В. Поэтому и эффекты ПСВ будут сильно зависеть от кинематики рассматриваемых реакций. Более подробно эти особенности будут рассмотрены в разделе 4.

Отметим теперь следующее обстоятельство. Сечение процессов (1.5), (1.6) описывается соотношением (2.7), если в конечном состоянии регистрируются оба вылетающих электрона. Однако наиболее простым и распространенным экспериментальным методом исследования ПСВ является изучение спектра только одной частицы, например автоионизационного или оже-электрона. Такой спектр описывается сечением (2.7), проинтегрированным по углам вылета частицы А. От этого угла зависит не только функция  $k(\xi, \epsilon)$ , но и сечение  $\sigma_0$ . Вид последней зависимости

заранее не известен. Поэтому в общем случае сечение  $d^3\sigma/dE_B d\Omega_B$  нельзя представить в аналитической форме. Однако величину сдвига автоионизационной линии, измеренного в таких экспериментах, можно оценить в двух простейших моделях [23]. В самом грубом приближении сдвиг линии в спектре частицы В оценивается просто сдвигом (2.10), усредненным по углу вылета частицы А:

$$\overline{\Delta\varepsilon} = \frac{1}{4\pi} \int \Delta\varepsilon d\Omega_A = -\frac{\Gamma z_A z_B}{2V_A} \times \begin{cases} 1 - \frac{V_A}{V_B}, & V_B \geq V_A, \\ 0, & V_B \leq V_A, \end{cases} \quad (2.14)$$

где  $\Delta\varepsilon$  определено в (2.10). Более точную оценку сдвига линии  $\Delta\varepsilon(\overline{\sigma})$  можно получить, усреднив сечение (2.7) по углам вылета частицы А, предполагая сечение  $\sigma_0$  изотропным. Именно сдвиг усредненного сечения  $\Delta\varepsilon(\overline{\sigma})$  измеряется в упомянутых выше экспериментах.

Эйкональная формула (2.7) дает параметрически точное решение задачи. В литературе известно несколько модельных подходов, каждый из которых в той или иной степени воспроизводит результаты эйкональной теории. Кратко обсудим эти подходы.

Прежде всего следует назвать работу [41], послужившую толчком к изучению трехтельных эффектов в ПСВ. В ней на основе качественного анализа классической картины разлета частиц была предложена формула (2.14) для сдвига линии, обусловленного послестолкновительным взаимодействием. Полученная зависимость была подтверждена в работе [42] прямыми численными расчетами классической кулоновской трехтельной задачи.

Приближенное выражение для сдвига энергии автоионизационного электрона было получено на основе анализа классической картины разлета частиц в ион-атомных столкновениях [43]. При  $V_A \gg V_B$  оно сводится к эйкональному. В случае  $V_A \lesssim V_B$  полученные соотношения оказываются непригодными. Более подробное рассмотрение этой задачи было проведено в работах [39, 44], в которых на основе классического подхода были получены выражения (2.10), (2.13) для сдвига энергии автоионизационного электрона. В работе [44] было получено также выражение (2.7) для профиля линии в спектре автоионизационных электронов. При этом классическое рассмотрение, использованное при выводе выражения для сдвига энергии, комбинировалось с квантовомеханическим подходом, развитым ранее [45] для описания профиля линии автоионизационного электрона.

В работах [24, 46] трехтельные эффекты ПСВ описываются на основе моделей, развитых ранее [47, 48] для описания явления в околороговой области (см. раздел 3). Трехтельность задачи учитывалась модельно введением эффективного, зависящего от скоростей удаляющихся частиц заряда образующегося иона. Несмотря на разные подходы, использованные при выводе формул, результаты моделей [24, 46] оказываются эквивалентными. Они хорошо воспроизводят формулы эйкональной теории в области  $V_B \gg V_A$ , если в последних провести усреднение по углам вылета частицы А.

Наконец, следует назвать работу [114], в которой задача решалась в рамках трехчастичной теории рассеяния заряженных частиц. Амплитуда процесса (1.1) получена в диагонализационном приближении. В области применимости эйконального приближения полученная амплитуда сводится к выражению (2.4).

**3. Область околороговых возбуждений.** Выражения (2.9), (2.10) показывают, что эффект ПСВ возрастает по мере того, как уменьшается скорость разлета какой-либо пары частиц. Неудивительно, что процессы



с такой кинематикой подробно исследовались. Мы обсудим их в данном разделе. Они наблюдаются, например, в том случае, когда рассеянная частица в реакциях (1.2), (1.5) или фотоэлектрон в процессе (1.6) имеют малую скорость,  $V_A \ll 1$ . Для реакций (1.5), (1.6) эта ситуация реализуется, когда энергия рассеянного или фотоэлектрона составляет несколько электронвольт.

Обычно скорость оже- или автоионизационного электрона велика,  $V_B \gg 1$ . Поэтому в рассматриваемом случае выполняется неравенство  $V_B \gg V_A$ , и параметр  $\xi$  (2.13) принимает вид

$$\xi = -\frac{z_A z_B}{V_A}. \quad (3.1)$$

При этом сдвиг (2.10) совпадает с формулой Баркера—Берри [4]. Из (3.1) следует важный вывод: проявления ПСВ в околопороговой области не зависят от направления вылета автоионизационного электрона.

Перед тем как обсуждать более подробно теорию ПСВ в околопороговой области, остановимся на имеющихся здесь обширных экспериментальных данных.

Как уже упоминалось во введении, экспериментальное изучение эффектов ПСВ в околопороговой области началось с работы Баркера и Берри [4], где исследовался спектр автоионизационных (АИ) электронов в столкновениях медленных ионов  $\text{He}^+$  и  $\text{Ne}^+$  с атомами гелия. Существенная роль ПСВ в изученных процессах проявилась в сдвиге положения пиков, соответствующих АИ электронам (под влиянием ПСВ энергия АИ электронов уменьшалась), и в уширении линий при изменении энергии налетающих ионов. Эти же эффекты наблюдались в спектрах АИ электронов в ион-атомных столкновениях  $\text{He}^+ + \text{He}$ ,  $\text{Ne}^+ + \text{Ne}$ ,  $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$ ,  $\text{Kr}^+ + \text{Kr}$  [49]. Интенсивно изучалось ПСВ и в процессах возбуждения автоионизационных состояний атомов электронным ударом [5, 6, 8, 13, 50, 51]. Объектом изучения являлись чаще всего нижайшие АИ состояния атома гелия, а также магния [51] и аргона [13]. Вызванный ПСВ обмен энергией в этих процессах приводил к тому, что медленный рассеянный электрон замедлялся еще больше, а быстрый автоионизационный электрон ускорялся. Наблюдаемый в спектрах АИ электронов эффект, связанный со смещением положения пиков отдельных линий, был противоположен по знаку эффекту, наблюдавшемуся при изучении процессов (1.2) (рис. 1). Противоположный знак эффекта связан с отрицательным зарядом рассеянной частицы. Эффект сдвига линий наблюдался и в спектре рассеянных электронов при возбуждении электронным ударом АИС гелия и неона [9, 52].

При уменьшении энергии налетающего электрона может возникнуть ситуация, при которой обмен энергией вследствие ПСВ оказывается сравнимым по величине с избытком энергии налетающего электрона над порогом возбуждения. Это приводит к тому, что рассеянный электрон под влиянием ПСВ уменьшает свою энергию до очень малого или даже нулевого значения. Регистрация рассеянных электронов нулевой энергии в этом случае соответствует наблюдению смещения пороговой энергии возбуждения АИС [1, 6].

Если избыток энергии  $E_1$  рассеянного электрона над порогом возбуждения АИС оказывается достаточно малым, то энергия  $\Delta\epsilon$ , теряемая им в процессе ПСВ, может превысить значение  $E_1$ ,  $\Delta\epsilon > E_1$ . Тогда энергия медленного рассеянного электрона в конечном состоянии оказывается отрицательной, и он попадает в возбужденное состояние дискретного спектра атома. При этом на функциях возбуждения дискретных уровней наблюдается осцилляционная структура, связанная с увеличением вероятности заселения отдельных уровней вследствие разобранного

выше механизма (рис. 2). Такие структуры наблюдались на функциях возбуждения в He, Ne, Ar [1, 6–8, 10, 53].

Большой интерес вызвали эффекты ПСВ в процессах фотоионизации внутренних оболочек атомов (1.6) [14–16, 54–59]. Если энергия падающего фотона незначительно превышает потенциал ионизации внутренней вакансии, то удаляющийся от атома фотоэлектрон является медленным. Изменяющееся в процессе оже-распада внутренней вакансии поле иона существенно влияет на движение медленного фотоэлектрона. В результате его энергия уменьшается, а энергия быстрого оже-электрона возрастает. Линии электронов в спектре не только сдвигаются, но и искажаются. Сдвиг и искажение линий в спектрах оже-электронов наблюдались в различных оже-переходах:  $N_5 - O_{2s}O_{2s} (^1S_0)$  в Xe [14, 54, 55, 57, 59],  $L_{23} - M_{23}M_{23}$  в Ar [15, 56],  $L_3 - M_4M_5$  в Xe [58].

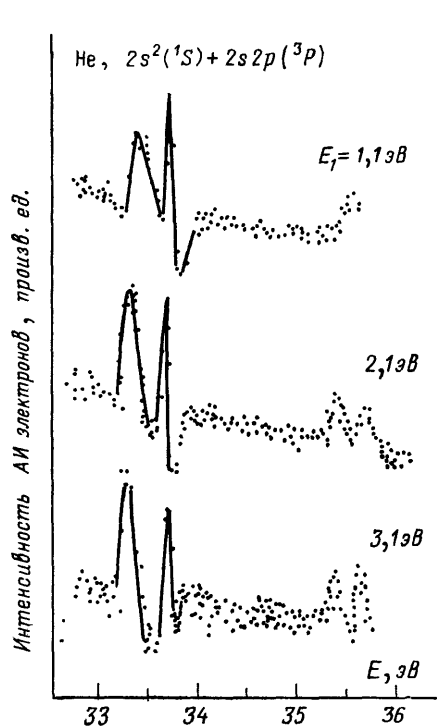


Рис. 1. Спектр автоионизационных электронов, полученный при возбуждении  $2s^2(^1S)$ - и  $2s2p(^3P)$  состояний гелия электронным ударом [5]. Угол наблюдения  $70^\circ$ ,  $E_1$  — избыток энергии налетающего электрона над порогом возбуждения

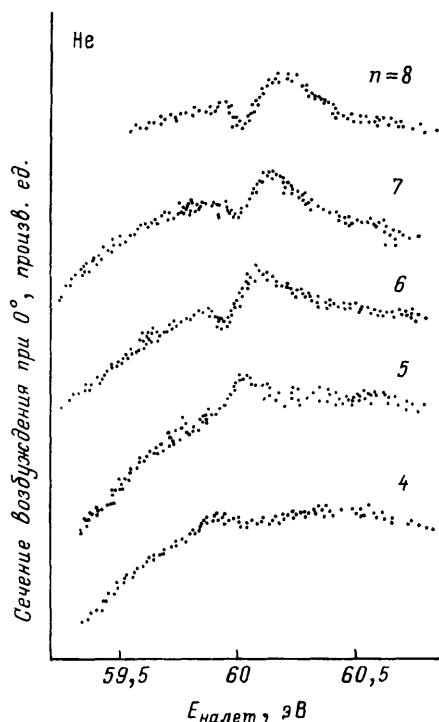


Рис. 2. Функции возбуждения He электронным ударом при  $0^\circ$  для ридберговских состояний с  $n = 4-8$ . Экспериментальные данные из работы [8]

При этом изучалась зависимость величины сдвига от энергии падающего фотона [55–59] и от заряда атомного ядра [54]. Оригинальный метод изучения влияния ПСВ на сдвиг оже-линий при распаде внутренней  $2p_{1/2}$  вакансии в Se был использован в работе [16]. Фотонами строго определенной энергии ионизовалась  $2p_{1/2}$  оболочка в Se, находящемся в различных химических соединениях. Благодаря этому эффективно менялся избыток энергии падающего фотона под порогом изучаемой оболочки в диапазоне от 1 до 7 эВ.

Заметим, что наблюдаемые сдвиг и уширение линий по порядку величины сравнимы с шириной  $\Gamma$  автоионизационного состояния или внутренней вакансии. Поэтому разрешение электронных спектрометров обычно составляет доли электрон-вольта.

Интерпретация наблюдавшихся в экспериментах эффектов ПСВ проводилась вначале на основе классической модели Баркера — Берри [4]. Эта модель, развитая для описания ион-атомных столкновений, была впоследствии распространена на случай возбуждения АИС атомов электронами [1, 5—7, 60]. Величина сдвига, даваемая этой моделью, хорошо согласовывалась с данными эксперимента далеко за порогом возбуждения, однако плохо описывала эксперимент при малых избытках энергии налетающей частицы над порогом возбуждения. Такое расхождение легко объяснимо, если учесть, что модель [4] основывается на классическом описании движения разлетающихся частиц вдоль прямолинейных траекторий. Справедливость этого предположения нарушается при малых скоростях движения рассеянной частицы.

То же самое можно сказать о приближении эйконала, область применимости которого ограничена условиями (2.3). Они заведомо нарушаются при малых надпороговых энергиях. Например, в случае процесса фотоионизации (1.6) условие (2.3) эквивалентно неравенству  $E_1 \gg \Gamma^{2/3}$ , где  $E_1$  — энергия фотоэлектрона. Последнее неравенство для промежуточных оболочек атомов с шириной  $\Gamma \sim 0,1—0,2$  эВ нарушается при энергии фотоэлектронов  $E_1 \lesssim 1$  эВ.

В околопороговой области необходимо поэтому учитывать влияние кулоновского поля на траектории движения частиц. Это усложняет задачу. Но есть и упрощающее обстоятельство. В очень многих случаях можно считать, что скорость автоионизационного электрона велика, больше скорости рассеянной частицы в реакциях (1.2), (1.5) либо фотоэлектрона в (1.6),  $V_B \gg V_A$ . Поэтому можно считать, что автоионизационный электрон быстро покидает зону реакции и его взаимодействием с медленной частицей можно пренебречь. ПСВ в таком случае сводится к задаче двух тел: необходимо учесть взаимодействие медленной частицы А с полем иона-мишени, которое изменяется в результате автоионизационного распада.

Решение поставленной задачи, т. е. описание ПСВ в околопороговой области, было получено в рамках различных моделей [8, 17—22, 58]. Все они основываются на следующих общих физических представлениях: 1. Скорость автоионизационного или оже-электрона предполагается много большей скорости рассеянной частицы или фотоэлектрона соответственно. Поэтому взаимодействием с автоионизационным или оже-электроном пренебрегается, и ПСВ сводится только к учету взаимодействия медленной частицы с изменяющимся в процессе распада полем атома-мишени. 2. Медленный электрон или ион, присутствующий вблизи возбужденного атома (иона)-мишени, не влияет на вероятность автоионизационного (оже) распада. Т. е. распад происходит с той же шириной  $\Gamma$  и тем же лоренцовым распределением энергии вылетающего электрона, как и в отсутствие медленной частицы. Изменение распределения вылетающих частиц происходит только за счет их взаимодействия с полем иона в процессе дальнейшего разлета.

Процесс (1.5) в околопороговой области удобно изучать, основываясь на диаграммных методах теории многих тел [61]. Простейший график, описывающий возбуждение одночастичного автоионизационного уровня электронным ударом с последующим его распадом, представлен на рис. 3, а. Тонкая линия со стрелкой вправо (влево) описывает распространение электрона (дырки), линия с двойной стрелкой соответствует электрону на возбужденном дискретном уровне, а волнистая линия — кулоновскому взаимодействию. Если учесть, что возбуждение и распад дискретного состояния могут идти через виртуальные возбуждения каких-то иных атомных конфигураций, то вместо кулоновского взаимодействия следует рассмотреть эффективное взаимодействие  $U$  и сопоставить процессу график 3, б, где пунктирные линии обозначают

взаимодействие  $U$ , а толстая линия дискретного состояния указывает на учет ширины уровня  $\Gamma$ . Аналитическое выражение амплитуды процесса, изображаемого этим графиком  $A_0(k_s)$ , имеет вид

$$A_0(k_s) = \frac{\langle k_s, n | U | p, j \rangle \langle j, k_f | U | n, i \rangle}{\varepsilon_p - \varepsilon_s - E_{ex} + i(\Gamma/2)}, \quad (3.2)$$

где  $E_{ex}$  — энергия возбуждения АИС, прочие обозначения ясны из рис. 3.

Как было замечено выше, взаимодействием медленного электрона, имеющего импульс  $k_s$ , с быстрым АИ электроном (с импульсом  $k_f$ ) можно пренебречь в околороговой области, где  $k_s \ll 1 \ll k_f$ . Тогда ПСВ сводится к учету взаимодействия в конечном состоянии медленного электрона  $s$  с дыркой  $j$  и с полем виртуального автоионизационного состояния  $n$ . Следуя известной методике [62], учет последнего взаимодействия достигается выбором хартри-фоковской волновой функции  $\varphi_{k_s}^0$  медленного электрона, если находить ее в поле возбужденного атома. Тонкая линия, соответствующая медленному электрону  $s$  на рис. 3, б, подразумевает его движение в таком поле. Учтем теперь взаимодействие медленного электрона с вакансией  $i$  в конечном состоянии, просуммировав

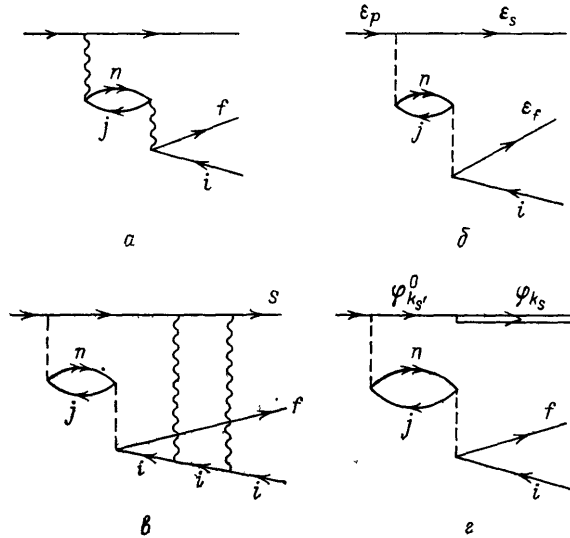


Рис. 3. Диаграммы, описывающие процессы возбуждения электронным ударом и распада АИС и ПСВ в этих реакциях в околороговой области

«лестницу» диаграмм, подобных изображенной на рис. 3, в. Обозначив через  $A(k_s)$  вклад суммы таких графиков, получаем [21, 63]:

$$A(k_s) = \int A_0(k'_s) \langle \varphi_{k_s} | \varphi_{k'_s}^0 \rangle dk'_s, \quad (3.3)$$

где  $\varphi_{k_s}$  — волновая функция медленного электрона в поле дырки  $i$ . Этому равенству можно сопоставить диаграмму рис. 3, г, на которой двойная линия обозначает электрон, движущийся в поле с дыркой  $i$ , а соединение тонкой линии с двойной обозначает интеграл перекрытия  $\langle \varphi_{k_s} | \varphi_{k'_s}^0 \rangle$ .

Амплитуда (3.3) описывает процесс мгновенного распада АИС, при котором медленный электрон чувствует внезапное изменение поля. Аналогичный метод учета внезапного изменения поля применим и в других процессах, в которых образуется медленная частица и атом (ион) в квазистационарном состоянии, например в процессе (1.6).

Анализ амплитуды (3.3) показывает, что учет ПСВ приводит к смещению максимума и изменению формы контура автоионизационной ли-

нии в спектре АИ электронов [21, 63] в полном соответствии с общими свойствами ПСВ, обсуждавшимися в разделе 2. При этом энергия медленного электрона уменьшается, а быстрого — увеличивается. Контур АИ линии становится несимметричным; линия убывает медленнее, чем лоренцова линия без учета ПСВ, в сторону больших  $\epsilon_f$  (меньших  $\epsilon_s$ ) и резче лоренцовой в сторону малых  $\epsilon_f$ . Кроме того, уширение одного крыла линии более заметно, чем сужение другого. Поэтому в целом линия уширяется.

Уменьшение энергии медленного электрона может быть достаточным для того, чтобы он попал в связанное состояние, т. е. в конечном состоянии образуется возбужденный атом. В случае процесса фотоионизации внутренних оболочек (1.6) при захвате медленного фотоэлектрона в связанное состояние в конечном состоянии реакции образуется однократный ион в возбужденном состоянии. Формула для амплитуды (3.3) непосредственно обобщается на этот случай тем, что в качестве волновой функции медленного электрона в конечном состоянии  $\varphi_k^s$  выбирается соответствующая функция дискретного состояния [23].

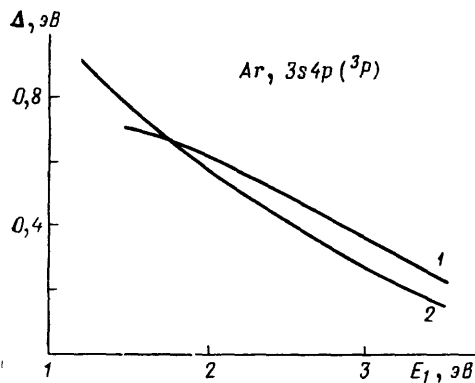


Рис. 4. Сдвиг  $\Delta$  автоионизационной линии  $3s4p(^3P)$  в Ar при возбуждении ее электронным ударом в зависимости от энергии электронов над порогом возбуждения  $E_1$ . 1 — расчет [21], 2 — эксперимент [13]

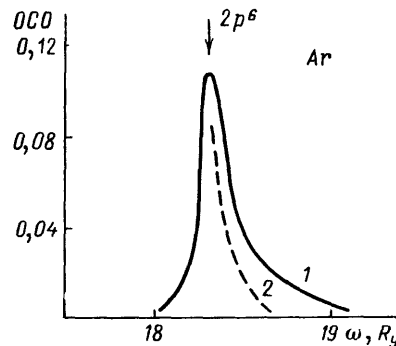


Рис. 5. Плотность обобщенных сил осцилляторов вблизи порога ионизации  $2p^6$ -оболочки Ar в зависимости от энергии налетающего фотона  $\omega$ . 1 — расчет, учитывающий образование ионов  $Ar^+$  под влиянием ПСВ [65], 2 — эксперимент [11]

Для расчета амплитуд и сечений конкретных процессов на базе формулы (3.3) требуется привлечение численных методов и использование ЭВМ. При проведении таких расчетов наметились два подхода. В одном из них [21, 48, 58, 64, 65] расчет ведется непосредственно по формуле (3.3). Подобным методом были рассчитаны эффекты ПСВ в процессах возбуждения электронным ударом АИС  $3s4p(^3P)$  в Ar [21, 64], в процессах рассеяния быстрого электрона на Ar, когда энергия  $\omega$ , переданная атому, близка к порогу ионизации  $2p^6$ -оболочки, а в конечном состоянии образуются однократные ионы  $Ar^+$  [65] (такой процесс аналогичен реакции (1.6)—фотоионизации внутренней  $2p^6$ -оболочки с последующим захватом медленного фотоэлектрона в состояние дискретного спектра  $Ar^+$ ), и в процессе фотоионизации  $L_3$  оболочки Хе с последующим оже-распадом  $L_3 - M_4M_3(^1G)$  [58]. На рис. 4 приведены результаты расчета и измерения сдвига  $\Delta$  автоионизационной  $3s4p(^3P)$  линии в Ar, а на рис. 5 — плотность обобщенных сил осцилляторов (ОСО), характеризующая сечение образования однократных ионов  $Ar^+$ , учитывающая влияние ПСВ. Как видно из рисунков, обсуждаемая модель в целом хорошо описывает экспериментальные данные [11, 13].

В рамках описываемого подхода можно учесть различные корреляционные либо релятивистские эффекты. Для учета последних волновые

функции промежуточного состояния рассчитывались как собственные функции гамильтониана Дирака — Фока [48]. Таким образом были рассчитаны формы линий оже-спектра и сдвиг энергии оже-электрона при фотоионизации внутренних оболочек и последующем оже-распаде  $K-L_2L_3(^1D)$  в Ar и  $L_2-L_3L_4$  в Xe [48].

В другом подходе амплитуда (3.3) находится в результате решения неоднородного дифференциального уравнения, эквивалентного уравнению (3.3). Метод решения такого уравнения с соответствующими граничными условиями описан в работах [68, 69].

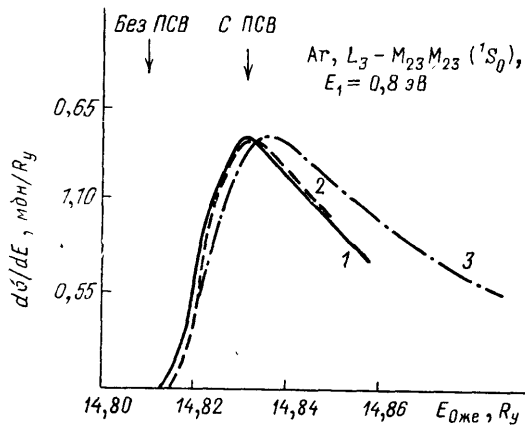


Рис. 6. Форма линии  $L_3 - M_{23}M_{23}$  ( $^1S_0$ ) оже-спектра в Ar при избытке энергии фотона над порогом ионизации  $E_1 = 0,8$  эВ. 1 — расчет, учитывающий ПСВ с помощью соотношения (3.3) [67], 2 — расчет в квазиклассической модели [20], 3 — расчет в эйкональном приближении [23]

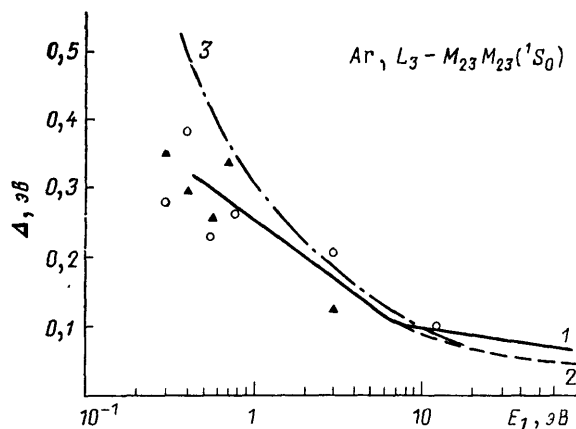


Рис. 7. Сдвиг линии  $L_3 - M_{23}M_{23}$  ( $^1S_0$ ) оже-спектра в Ar в зависимости от энергии фотона над порогом ионизации  $E_1$ . 1 — расчет [67], 2 — расчет в квазиклассической модели [20], 3 — расчет в эйкональном приближении [23]; эксперимент — [15]

Этот способ нахождения амплитуды был использован для изучения ПСВ в фотоионизации внутренних оболочек атомов с последующим оже-распадом [66, 67, 70]. Исследовалась форма профилей оже-линий и их положение в спектре в случае фотоионизации  $L_{2,3}$  оболочек Ar [66, 67, 70] и  $N_5$ -подоболочки Xe [67, 70]. В соответствии с общими выводами теории конкретные численные расчеты подтвердили сильное влияние ПСВ на форму и положение оже-линий. В качестве примера на рис. 6 приведена форма линии  $L_3 - M_{23}M_{23}(S_0)$  в Ar, рассчитанной с учетом ПСВ. На рис. 7 приведена зависимость сдвига этой линии от избытка энергии падающего фотона  $E_1$ .

На рис. 6 и 7 представлены также результаты расчета профиля линии и сдвига линии, выполненного в рамках эйкональной теории [23, 40]. Существенное расхождение этих вычислений с расчетом [67] и с экспериментом подтверждает неприменимость эйкональной модели в

околопороговой области вычислений, где нарушаются условия ее применения (2.3).

На представлении амплитуды процесса в виде интеграла перекрытия волновых функций медленного электрона в промежуточном и конечном состоянии основана модель ПСВ, получившая в литературе название «shake-down» [1, 8]. Физическим содержанием этой модели является предположение о том, что при внезапном удалении электронов из внутренней оболочки происходит внезапное изменение эффективного заряда ядра, которое чувствуют наружные электроны.

Вероятность перехода определяется интегралом перекрытия соответствующих волновых функций. Фактически, учет послестолкновительного взаимодействия производится здесь в рамках приближения «встряски», подробно обсужденного в обзоре [3].

С помощью модели «shake-down» были рассчитаны вероятности захвата электрона в состоянии с  $n=4-8$ ,  $l=0,1$  атома He при автоионизации  $2p^2(^1D)$  состояния He [1, 8]. Зависимость вероятности от избытка энергии падающего электрона  $\epsilon$  обнаруживает осцилляционную структуру и позволяет объяснить экспериментальные данные [6-8]. В дальнейшем в этой модели [71] были рассчитаны вероятности возбуждения электронным ударом автоионизационных состояний  $2s^2(^1S)$  и  $2s2p(^3P)$  в He, которые согласуются с экспериментом [5]. Анализ формул модели «shake-down» показал [71], что они переходят в формулы классической модели Баркера — Берри [4] в пределе малых сдвигов энергии (т. е. при больших  $\epsilon$  и малых  $\Gamma$ ).

На той же концепции представления амплитуды процесса в виде интеграла перекрытия волновых функций промежуточного и конечного состояний основана широко используемая полуклассическая модель [19, 20, 22, 24, 47]. Как и в модели «shake-down», нормированная амплитуда процесса  $A(E)$ , при котором частицы обмениваются в результате ПСВ энергией  $E$ , представляется в виде

$$A(E) = \left(\frac{\Gamma}{2\pi}\right)^{1/2} \langle \psi_i(\mathbf{r}, E) | \psi_f(\mathbf{r}, E) \rangle, \quad (3.4)$$

где  $\psi_i$  и  $\psi_f$  — волновые функции медленной частицы до и после распада квазистационарного состояния. В отличие от модели «shake-down» здесь для волновых функций используется приближение ВКБ (для функции  $\psi_i$  рассматривается комплексный потенциал). Предполагая, что величины  $\Gamma$ ,  $E$ ,  $r^{-1}$  много меньше энергии медленного электрона, можно разложить импульсы частиц в ряд Тейлора и представить амплитуду (3.4) в следующем виде:

$$A(E) = \left(\frac{\Gamma}{2\pi}\right)^{1/2} \int_0^\infty dt \exp \left\{ - \int_0^t \left[ \frac{\Gamma}{2} + i \left( E - \frac{1}{r(t')} \right) \right] dt' \right\}. \quad (3.5)$$

Интеграл в (3.5) вычисляется методом стационарной фазы. В окончательном выражении учитывается, что вклад в амплитуду могут давать различные когерентно возбуждаемые промежуточные квазистационарные состояния, а также прямые переходы. Эффекты, связанные с интерференцией этих амплитуд, будут обсуждены ниже в разделе 6. В результате вероятность испускания автоионизационного (или оже-) электрона с энергией  $\epsilon_2$  дается выражением

$$P(\epsilon_2) \sim \left| A + \sum_n C_n \exp(-i\alpha_n) \right|^2, \quad (3.6)$$

где  $A$  — амплитуда прямого перехода; сумма по  $n$  учитывает всевозможные промежуточные когерентные АИС.

Амплитуды  $C_n$  и фазы  $\alpha_n$  отдельных слагаемых определяются выражением (3.5), которое может быть вычислено методом стационарной фазы. Они зависят от скорости рассеянной частицы и времени жизни  $n$ -го АИС. Точный вид этих величин приведен в работах [12, 19, 20, 38].

Другой подход к описанию ПСВ в рамках полуклассической теории основан на рассмотрении зависящей от времени амплитуды перехода [19, 20, 72]. Начальное состояние предполагается при этом когерентной смесью различных АИС. Представляя энергии начального и конечного состояний потенциальными кривыми, зависящими от времени, можно получить соотношения, аналогичные равенству (3.5). Рассмотренные подходы, применяемые при выводе формул полуклассической модели ПСВ, являются эквивалентными [20, 24], поскольку, используя разный математический аппарат, базируются на одних и тех же физических идеях.

В рамках полуклассической модели получено простое соотношение [20], связывающее величину обмена энергией между быстрой и медленной удаляющимися частицами (т. е. величину сдвига энергии автоионизационного электрона)  $\Delta\epsilon$  с избытком энергии  $E_1$  налетающей частицы над порогом возбуждения:

$$\Gamma[2(E_1 + \Delta\epsilon)]^{1/2} - 4\Delta\epsilon(E_1 + \Delta\epsilon) - \Delta\epsilon^2 = 0. \quad (3.7)$$

В пределе малых сдвигов,  $\Delta\epsilon \ll E_1$ , решение уравнения (3.7) описывается формулой Баркера — Берри (1.4):  $\Delta\epsilon_{\text{ББ}} = \Gamma(8E_1)^{-1/2}$ . Однако в околопороговой области, где  $\Delta\epsilon \sim E_1$ , сдвиг, определяемый решением уравнения (3.7), существенно отличается от  $\Delta\epsilon_{\text{ББ}}$ . Простота соотношения (3.7) делает его особенно удобным при интерпретации экспериментальных

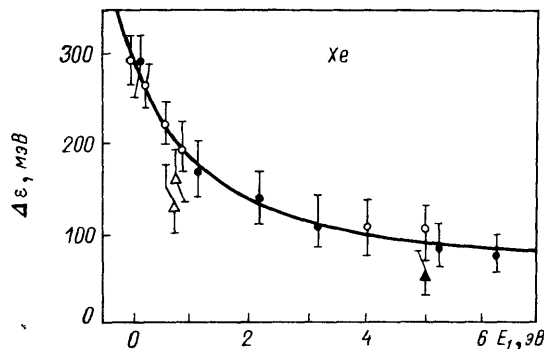


Рис. 8. Сдвиг линии  $N_5 - O_{23}O_{23}$  оже-спектра в Xe в зависимости от энергии фотона над порогом ионизации. Расчет в рамках квазиклассической модели [20]; экспериментальные данные — из работ [14, 55, 57]

данных. С помощью формул полуклассической модели было проанализировано большое число экспериментальных спектров автоионизационных и оже-электронов, а также функций возбуждения в процессах (1.2), (1.5), (1.6); в том числе при распаде АИС  $2s^2(^1S)$ ,  $2p^2(^1D)$ ,  $2s2p(^1P)$  в He [12, 19, 38, 73, 74], при оже-распаде  $N_5 - O_{23}O_{23}$  в Xe [14, 20] и  $L_{23} - M_{23}M_{23}$  в Ar [15, 22, 56]. В качестве примера на рис. 8 приведена зависимость сдвига  $\Delta\epsilon(E_1)$ , рассчитанная для N — OO оже-спектра в Xe. Данный пример, как и другие рассмотренные случаи, показывает хорошее согласие расчетов полуклассической модели с экспериментальными данными.

Альтернативный подход, обобщающий понятие интеграла перекрытия, предложен в [18]. Он основан на адиабатической квазимолекулярной теории. В рамках этого подхода решалась общая задача о взаимодействии медленной квантовой частицы с системой, обладающей дискретным уровнем, который взаимодействует с однородным континуумом. Получаемая при этом амплитуда перехода включает в себя волновые функции системы в промежуточном состоянии  $a(\mathbf{R})$ , в конечном состоя-



нии  $\Phi_i(\mathbf{R})$ , а также вероятность автоионизационного распада  $\Gamma(\mathbf{R})$ , зависящие от расстояния  $\mathbf{R}$  между медленной частицей и атомом:

$$A \sim \int d\mathbf{R} (\Gamma(\mathbf{R}))^{1/2} \Phi_i(\mathbf{R}) a(\mathbf{R}). \quad (3.8)$$

Если считать в этом отношении ширину  $\Gamma$  не зависящей от  $\mathbf{R}$ , то (3.8) сводится к интегралу перекрытия, характерному для встрясочных моделей, описанных выше. Дальнейшие упрощения (3.8) позволяют представить  $a(R)$  в виде  $\exp(ikR)$ , где энергия промежуточного состояния комплексна:  $k^2/2 = E_i - (i\Gamma/2)$ , а в качестве функций конечного состояния  $\Phi_i(R)$  выбрать кулоновские волновые функции сплошного (или дискретного) спектра. Полученные аналитические формулы [18] для амплитуды и сечения процесса являются более общими, чем формулы Баркера — Берри или модели «shake-down» [71], и позволяют проанализировать роль различных факторов в формировании контура автоионизационной линии. В области  $E_i \gg \Delta\epsilon \gg \Gamma$  ( $E_i$  — энергия налетающего электрона над порогом возбуждения,  $\Delta\epsilon$  — обмен энергией между медленным и быстрым электронами) оказывается справедливым классическое приближение и полученные формулы переходят в формулы Баркера — Берри. В области  $\Gamma \gg \Delta\epsilon \gg (\Gamma/2V)^2$  ( $V$  — скорость рассеянного электрона) автоионизационная система должна описываться квантово, а рассеяние частиц, связанное с ПСВ, — классически. В области, где обмен энергией сравним с энергией медленной частицы,  $\Delta\epsilon \sim E_i$ , и  $\Delta\epsilon \leq (\Gamma/2V)^2$ , требуется квантовое описание всей системы.

В ряде работ формулы, описывающие эффекты ПСВ, были выведены на основе самых общих квантовомеханических подходов. Из общих формул теории рассеяния, обобщающих теорию резонансов Фешбаха, была выведена амплитуда рассеяния, включающая наряду с прямыми и резонансные члены, описывающие ПСВ [17, 48, 75, 76]. Резонансная амплитуда, учитывающая эффекты ПСВ, была выведена на основе двухпотенциального формализма Гелл-Мана — Гольдбергера, рассмотренного в комплексных координатах [77–80]. Рассмотренные теории имеют в своей основе различные подходы. Однако для проведения конкретных расчетов полученные в них формулы подвергаются дальнейшим упрощениям и в том или ином виде сводятся к интегралам перекрытия типа (3.4). Интегралы такого вида являются, по-видимому, центральным моментом во всех практически реализуемых моделях ПСВ в околороговой области. Вычисление этого интеграла даже в рамках грубых моделей позволяет описать, хотя бы качественно, основные черты, свойственные ПСВ. Успех той или иной модели, претендующей на количественное описание эффекта, связан с более точным численным или аналитическим вычислением интеграла перекрытия.

#### 4. Трехчастичные эффекты.

**4.1.** Экспериментальное проявление предсказываемых эффектов. Обсудим теперь специфические проявления ПСВ, которые обусловлены взаимодействием всех трех заряженных частиц. В реакциях (1.2), (1.5), (1.6) они проявляются ярче всего, когда скорости разлетающихся частиц оказываются сравнимыми по величине,  $V_A \sim V_B \sim V_{AB}$ . Искажения спектра продуктов реакции, вносимые ПСВ, согласно (2.7) — (2.10) зависят только от одного параметра  $\xi$  (2.13). Два слагаемых в этом параметре соответствуют учету взаимодействия частицы А с полем иона и взаимодействию разлетающихся частиц А и В соответственно. Величина  $\xi$ , а значит и суммарный эффект ПСВ определяются относительной величиной этих противоположных по знаку слагаемых. При этом скорость  $V_{AB}$  в рассматриваемой области  $V_A \sim V_B$  сильно зависит от угла разлета частиц А и В. Поэтому

и  $\xi$ , а следовательно, и эффекты ПСВ, будут сильно зависеть от кинематики рассматриваемых реакций. В зависимости от величины скоростей  $V_A$ ,  $V_B$  и угла разлета  $\theta_{AB}$  величина  $\xi$  может быть как положительной, так и отрицательной. Поэтому и сдвиг автоионизационной линии  $\Delta\epsilon$  (2.10) может быть любого знака. В зависимости от знака  $\xi$  меняется и асимметрия линии, определяемая множителем  $k(\xi, \epsilon)$  (2.8). Эти эффекты связаны с трехтелностью задачи и не проявляются в области околопороговых возбуждений, рассмотренной в разделе 3.

Обсудим эксперименты, позволяющие проверить предсказания теории. В случае реакций (1.5), (1.6) в конечном состоянии имеются два электрона. Для того чтобы фиксировать их скорости, определяющие величины  $\xi$ ,  $k(\xi, \epsilon)$  в (2.8), необходимы эксперименты на совпадение, когда регистрируются энергии электронов и угол их разлета. В настоящее время таких экспериментальных данных в реакциях с тремя заряженными частицами в конечном состоянии еще нет. Ожидается, что они появятся в самом близком времени [81].

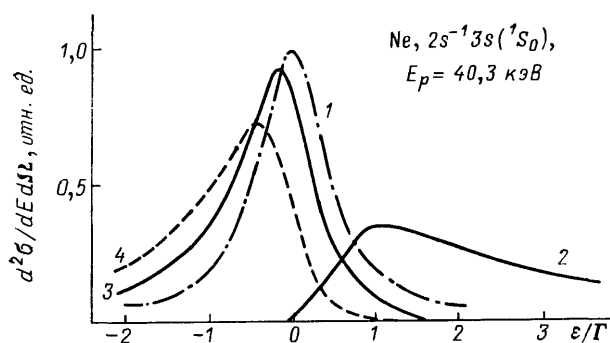


Рис. 9. Спектр автоионизационных электронов, полученных при возбуждении  $2s^{-1}3s(^1S_0)$ -состояния Ne протонным ударом [23].  $\epsilon$  — энергия, отсчитанная от несмещенного значения. 1 — без учета ПСВ, 2, 3 — с учетом ПСВ: 2 — угол  $\beta = 15^\circ$ , 3 —  $\beta = 120^\circ$ , 4 — расчет в приближении Баркера — Берри

Значительно легче исследовать эффекты ПСВ в случае ион-атомных столкновений (1.2). Если скорость иона не мала,  $V_1 \sim 1$ , то он с большой вероятностью движется почти прямолинейно. Следовательно, нужно измерить только спектр электронов для различных углов  $\beta$  между направлениями вылетающего электрона и падающего пучка. Приведенная выше теория предсказывает сильное изменение спектра в зависимости от этого угла (рис. 9) [23, 82]. Этот результат имеет простой физический смысл. При больших углах разлета наиболее существенно отталкивание рассеянного иона от иона-мишени, которое приводит к увеличению энергии рассеянного иона. На малых углах большой эффект оказывает притяжение рассеянного иона к электрону, которое уменьшает энергию иона. Эти предсказания теории были подтверждены недавними экспериментами [43, 83], где впервые наблюдалась сильная зависимость положения и профиля линий спектра АИ электронов от угла эмиссии  $\beta$  при столкновении кэВ-ных ионов  $\text{Li}^{2+}$ ,  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ne}^{2+}$  с атомами гелия. В качестве примера на рис. 10 приведен профиль линии автоионизационного электрона, испущенного под углом  $20^\circ$  при столкновении  $\text{Li}^{2+}$  с Ne и возбуждении  $2s2p(^1P)$ -АИС гелия. Профиль линии, рассчитанный с помощью соотношений эйкональной теории (2.7), (2.8) [44], хорошо согласуется с экспериментальными данными [43, 83].

Другое интересное проявление трехчастичных эффектов ПСВ в ион-атомных столкновениях связано с изучением зависимости сдвига линий  $\Delta\epsilon$  от энергии рассеянной частицы  $E_1$ . В околопороговой области энергий зависимость  $\Delta\epsilon(E_1)$  монотонна и имеет вид типа кривой на рис. 8. В области, где скорости рассеянного иона и электрона сравнимы, эта зависимость не монотонна, имеет аномальный характер. В качестве при-

мера на рис. 11 приведен сдвиг (2.10), рассчитанный для случая возбуждения протонами АИС  $2s^{-1}3s(^1S)$  в неоне ( $\Gamma=95$  мэВ,  $E_e^0=22,1$  эВ). Аномальный характер поведения сдвига, представленный на рис. 11, имеет простой физический смысл. При малых энергиях налетающего протона сдвиг ПСВ определяется отталкиванием рассеянного протона от иона. При этом в выражении (2.13) доминирует первое слагаемое и зависимость  $\Delta\epsilon(E_1)$  носит обычный, наблюдаемый в традиционных околопороговых экспериментах, характер. При больших энергиях основной

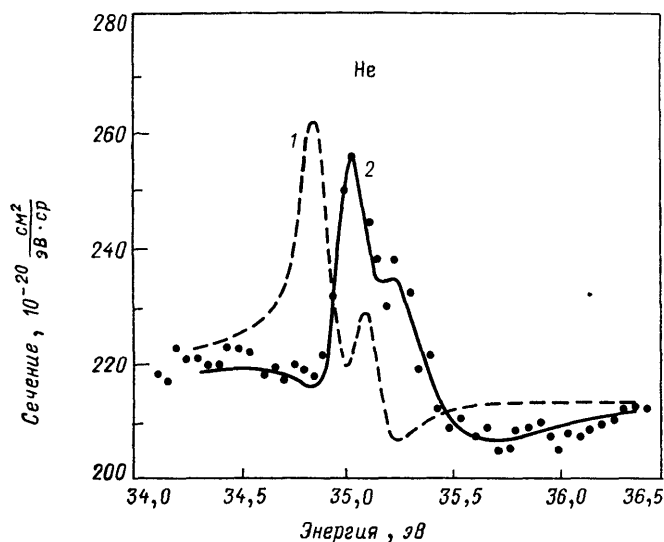


Рис. 10. Профиль линии автоионизационного электрона, испущенного под углом  $20^\circ$  при распаде  $2s2p(^1P)$ -состояния Не. Энергия сталкивающихся частиц  $Li^{2+}+He$  составляла 700 кэВ. Расчет [44]: 1— без учета ПСВ, 2— с учетом ПСВ в рамках эйкональной теории. Эксперимент из работы [83]

эффект вносит кулоновское притяжение протона и электрона, сильно зависящее от их относительной скорости и придающее аномальное поведение функции  $\Delta\epsilon(E_1)$ .

Вернемся теперь к обсуждению реакций (1.5), (1.6) с двумя электронами в конечном состоянии. Традиционно экспериментальное изучение ПСВ в таких процессах ведется методом, при котором исследуется спектр только одного, например автоионизационного электрона. Такой

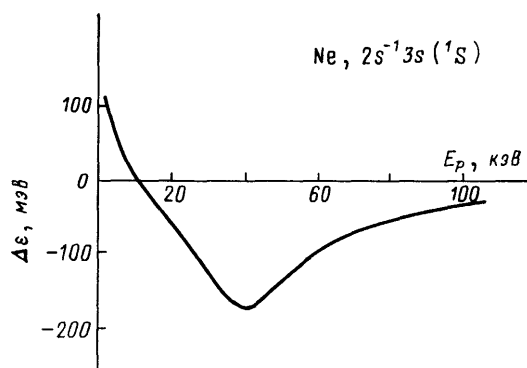


Рис. 11. Зависимость сдвига автоионизационной линии  $2s^{-1}3s(^1S)$ , возбужденной при столкновении протонов с неоном, от энергии налетающего протона. Угол вылета электрона  $10^\circ$

спектр описывается сечением (2.7), проинтегрированным по углам вылета частицы А. Сдвиг автоионизационной линии в таких экспериментах можно оценить с помощью величины усредненного сдвига  $\overline{\Delta\epsilon}$  (2.14)

либо сдвига усредненного сечения  $\Delta\epsilon(\bar{\sigma})$  (см. раздел 2). В качестве примера на рис. 12 приведена зависимость сдвига автоионизационной линии  $\Delta\epsilon(E_1)$  от избытка энергии  $E_1$  налетающего электрона над порогом АИС  $2s^2(^1S_0)$  в He ( $\Gamma=138$  мэВ) [23]. Как следует из соотношения (2.14) и численного расчета, сдвиг энергии АИ линии в области  $V_A \sim V_B$  оказывается существенно меньше, чем сдвиг Баркера — Берри  $\Delta\epsilon_{BB}$ , что связано с сильным взаимодействием электронов в указанной области.

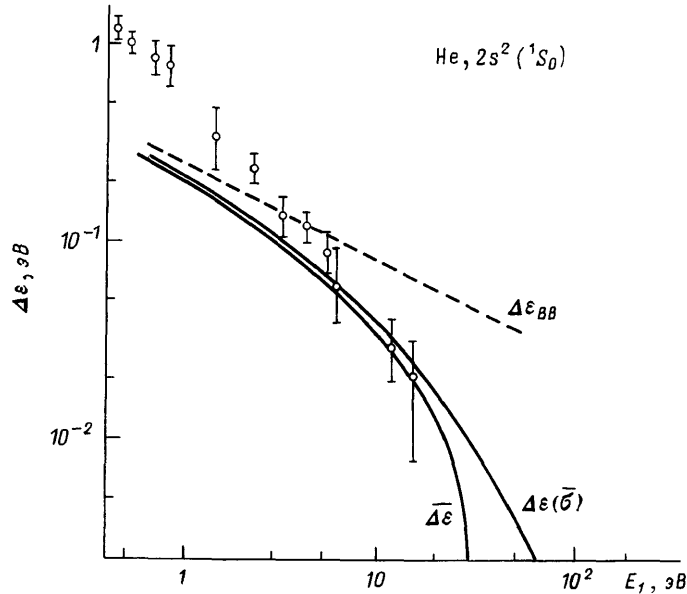


Рис. 12. Сдвиг энергии линии в спектре АИ электронов  $2s^2(^1S_0)$  в He при возбуждении атома электронным ударом.  $E_1$  — энергия налетающего электрона над порогом возбуждения. Определение  $\Delta\epsilon$ ,  $\Delta\epsilon(\sigma)$ ,  $\Delta\epsilon(\bar{\sigma})$ ,  $\Delta\epsilon_{BB}$  см. в тексте. Расчет — эйкональная теория [23]; эксперимент — [6]

Этот факт был отмечен при анализе многочисленных экспериментальных данных [41, 75]. В целом сдвиги  $\Delta\epsilon$  и  $\Delta\epsilon(\sigma)$ , учитывающие взаимодействие всех трех частиц в конечном состоянии, значительно лучше описывают экспериментальные данные [6], чем сдвиг Баркера — Берри  $\Delta\epsilon_{BB}$ .

С приближенным характером величины сдвига  $\Delta\epsilon$  (2.14), не учитывающего зависимость от углов разлета, связан эффект «непрохождения», обсуждающийся в последнее время в литературе [24, 41, 46, 59, 84]. Если рассматривать разлет частиц в конечном состоянии на языке классической модели, то в случае, когда скорость распадного электрона  $V$  меньше, чем скорость частицы  $A$ ,  $V_B < V_A$ , эффект ПСВ вообще не проявляется. Автоионизационный или оже-электрон в этом случае вообще не могут обогнать рассеянную частицу, и та не чувствует изменение кулоновского поля. Этот факт отражен в формуле (2.14), где сдвиг ПСВ  $\Delta\epsilon$  оказывается равным нулю при условии  $V_B < V_A$ . Свидетельство, подтверждающее этот эффект, было получено и в эксперименте [59, 84]. Однако наблюдение этого эффекта связано, по-видимому, с недостаточным энергетическим разрешением. Если в эксперименте фиксировать только один распадный электрон, то сдвиг его линии в спектре описывается сдвигом усредненного по углам  $\Omega_A$  сечения (2.7). Этот сдвиг  $\Delta\epsilon(\bar{\sigma})$ , рассчитанный в рамках квантовомеханической теории, будет хотя и мал, но отличен от нуля. Сказанное иллюстрируется расчетом, представленным на рис. 12. Поэтому эффект «непрохождения» связан скорее

с приближенностью модели ПСВ, чем с реальным физическим явлением. Он предсказывается теми моделями ПСВ [24, 46], которые учитывают движение распадного электрона с помощью усредненного по углам сдвига  $\overline{\Delta\epsilon}$ , например, в виде (2.14).

**4.2. Малые скорости разлета образующихся частиц.** До сих пор мы рассмотрели две области энергий, в которых проявляются эффекты ПСВ: околопороговые возбуждения и область, где относительные скорости всех трех разлетающихся частиц не малы и сравнимы по абсолютной величине. Представляет интерес еще один случай, когда относительная скорость пары частиц мала, а скорость третьей частицы невелика, т. е.  $V_{AB} \ll 1$ ,  $V_{AC} \approx V_{BC} \leq 1$ . Такая ситуация реализуется в реакциях (1.2), (1.5) при условии, что энергия возбуждения автоионизационного состояния мала. При этом изучается как случай околопороговых возбуждений (частица А — рассеянная, имеющая малую скорость  $V_{AB} \ll 1$  по отношению к иону), так и случай, когда рассеянная частица А и автоионизационный электрон В имеют одинаковые не очень малые скорости:  $V_A \approx V_B \leq 1$ . Оказывается, что решение такой задачи может быть получено в аналитическом виде [85].

В силу условия  $V_{AB} \ll 1$  пара А—В взаимодействует в течение длительного времени, кулоновская энергия взаимодействия этой пары велика. Поэтому это взаимодействие следует учесть точно. Взаимодействие с третьей частицей нельзя учитывать по теории возмущений, так как велики параметры  $e^2/\hbar V_{AC} \approx e^2/\hbar V_{BC} > 1$ . Однако это взаимодействие можно учесть в рамках приближения эйконала. В целом картина разлет выглядит следующим образом. Сильное взаимодействие частиц А, В, действующее в течение длительного времени, существенно искажает их траектории, которые не являются прямолинейными. Взаимодействие с третьей частицей тоже велико, но происходит на больших расстояниях и лишь незначительно меняет траектории пары А—В. Именно это обстоятельство оправдывает применение эйконального приближения. Другими словами, в рассматриваемом случае выполняются условия эйконального приближения (2.3) для взаимодействующих пар А—С, В—С, но нарушается условие эйконала для пары А—В. Вместо него в работе [85] рассматривается более слабое ограничение на  $V_{AB}$ :

$$(m_A + m_B) V_{AB} V_{AC} \gg (|z_A| + |z_B|) |z_C| R^{-1}, \quad (4.1)$$

где  $R$  определено равенством (2.1).

При выполнении этого условия амплитуду процесса (1.1) оказывается возможным представить в виде [85]

$$M = M_1 M_2 \left( \epsilon + i \frac{\Gamma}{2} \right)^{-1} S, \quad (4.2)$$

где величины  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $\epsilon$  определены выше, в разделе 2, а множитель  $S$  в рассматриваемом случае  $V_{AB} \ll 1$  представляется выражением

$$S = e^{-\pi\xi/2} \Gamma(1 + i\xi) \left( \epsilon + i \frac{\Gamma}{2} \right)^{-i\xi} \left( \frac{k_{AB}\kappa}{\mu_{AD}} + \mathbf{k}_{AB} \mathbf{V}_{AD} \right)^{i(\xi_{AC} - \xi_{AD})} \times \\ \times \left( \frac{k_{AB}\kappa}{\mu_{AD}} + \mathbf{k}_{AB} \mathbf{V}_{AD} + \epsilon + i \frac{\Gamma}{2} \right)^{i(\xi_{AB} - \xi_{AC} + \xi_{AD})}. \quad (4.3)$$

В этом равенстве величины  $\xi_{ij}$ ,  $\xi$  определены соотношением (2.9); импульс относительного движения пары  $\mathbf{k}_{AB} = \mu_{AB} \mathbf{V}_{AB}$ ;  $\mu_{ij}$  — приведенная масса пары  $i, j$ ;  $\kappa$  — импульс относительного движения пары А, Д в промежуточном состоянии:  $\kappa = \{2\mu_{AD}[\epsilon_0 + i(\Gamma/2)]\}^{1/2}$ . При не очень малых скоростях пары  $V_{AB}$ , когда для взаимодействия частиц А—В выполняет-

ся условие эйконала (2.3), выражение (4.2) сводится к эйкональному (2.4).

Общие соотношения (4.2), (4.3) можно приложить для расчета сечений конкретных процессов (1.2), (1.5), (1.6). В работе [85] с их помощью рассчитан профиль автоионизационной линии  $3s^{-1}4p(^1P)$  в Ag при возбуждении ее электронным ударом. Малая энергия автоионизационного электрона  $E=10,85$  эВ требует для описания профиля линии учета взаимодействия медленного рассеянного электрона с полем иона. Расчет, приведенный на рис. 13 при энергии рассеянного электрона, равной 0,4 эВ, показывает, что вклад взаимодействия электронов в таком

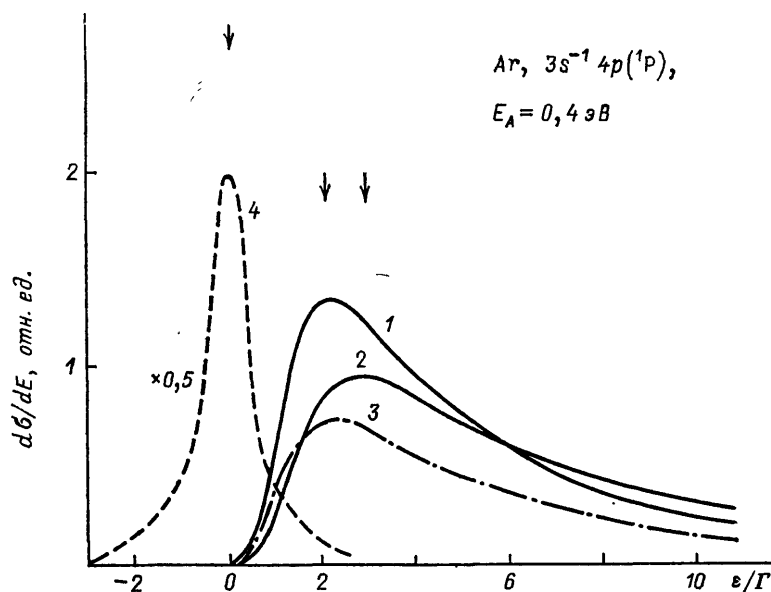


Рис. 13. Профиль автоионизационной линии  $3s^{-1}4p(^1P)$  в Ag при возбуждении ее электронным ударом [85]. Энергия рассеянного электрона 0,4 эВ. 1— ПСВ с учетом взаимодействия трех частиц в конечном состоянии, 2— учитывается взаимодействие только двух медленных частиц, 3— эйкональное приближение, 4— без учета ПСВ

процессе весьма существен даже на фоне сильного взаимодействия медленного электрона с полем иона.

Учет ПСВ с помощью соотношений (4.2), (4.3) в области  $V_{AB} \ll 1$  может быть весьма существен и в процессах захвата электрона в состоянии континуума налетающим ионом [86].

**5. Реакции с четырьмя заряженными частицами в конечном состоянии.** Перейдем теперь к рассмотрению резонансных процессов, в конечном состоянии которых находятся четыре заряженные частицы. К таким процессам относится ионизация внутренних оболочек атома электронным или ионным ударом с последующим оже-распадом внутренней вакансии (реакции (1.7), (1.8)). Эксперименты по наблюдению эффектов ПСВ в этих реакциях являются значительно более разнообразными, чем в процессах типа (1.1). Явление может изучаться в различных совпадательных экспериментах, можно изучать роль кинематики в эффектах ПСВ и т. д. В результате неупругого столкновения налетающей частицы с атомом, приводящего к ионизации последнего, в этих процессах образуются две заряженные частицы: рассеянная частица и электрон, выбитый из внутренней оболочки. Эти частицы движутся в поле возбужденного иона до его распада и в поле иона и оже-электрона после распада.

пада. В отличие от процессов (1.1) ПСВ при этом обусловлено взаимодействием двух заряженных частиц с квазистационарной частицей и продуктами ее распада. Величина и характер этого взаимодействия существенно зависят от скоростей разлета рассеянной частицы и выбитого из атома электрона. Поэтому учет ПСВ разделяется на две задачи. Во-первых, надо уметь оценивать взаимодействие четырех заряженных частиц в конечном состоянии реакций (1.7), (1.8) при конкретных фиксированных скоростях (или энергиях) разлета рассеянной частицы и выбитого из атома электрона. Во-вторых, надо учитывать вероятность того или иного распределения энергии налетающей частицы между рассеянной частицей и выбитым электроном. Эта вероятность определяется процессом неупругого рассеяния, приводящего к ионизации атома, и не является предметом исследования ПСВ. Однако распределение энергии между разлетающимися частицами существенно влияет на величину эффекта ПСВ и должно учитываться при изучении последнего.

Точное решение задачи об учете ПСВ в процессах (1.8), справедливое в широкой области скоростей разлета электронов, может быть получено на основе эйконольного подхода [32]. Взаимодействие частиц, вносящее вклад в ПСВ, обычно существенно лишь на больших расстояниях (см. раздел 2). Поэтому можно считать, что потенциальные энергии взаимодействия рассеянного электрона ( $e_1$ ) и выбитого электрона ( $e_2$ ) с полем иона, а также с оже-электроном ( $e_3$ ) меньше кинетических энергий электронов. Будем считать также, что углы разлета электронов не малы. Тогда в области больших расстояний электроны движутся почти равномерно и прямолинейно. Это и гарантирует справедливость приближения эйконола. При этом условии задача с четырьмя заряженными частицами оказывается ничуть не сложнее, чем разобранный выше в разделе 2 задача с тремя частицами. Более того, сечение процесса (1.8) определяется выражением, почти точно совпадающим с (2.7) [32]:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_1 dE_3 d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3} = \sigma_0(E_1, \Omega_1, \Omega_2) \frac{\Gamma_{\text{Оже}}}{2\pi[\varepsilon^2 + (\Gamma^2/4)]} k(\xi, \varepsilon). \quad (5.1)$$

Здесь  $\varepsilon$  обозначает энергию оже-электрона  $E_3$ , отсчитанную от ее несмещенного значения  $E_3^0$ :  $\varepsilon = E_3^0 - E_3$ ;  $\Gamma_{\text{Оже}}$  — парциальная ширина оже-распада;  $\sigma_0$  — сечение ионизации внутренней оболочки атома электронным ударом, зависящее от энергий и углов вылета электронов  $e_1$  и  $e_2$ . Множитель  $k(\xi, \varepsilon)$ , описывающий эффекты ПСВ, уже встречался нам в соотношении (2.8). Существенно изменяется только основной параметр теории  $\xi$ . Теперь он имеет вид

$$\xi = \left( \frac{1}{V_{13}} - \frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_{23}} - \frac{1}{V_2} \right) \frac{e^2}{\hbar}. \quad (5.2)$$

Отдельные слагаемые в (5.2) учитывают взаимодействие электронов  $e_1$ ,  $e_2$  с продуктами оже-распада  $e_3$ ,  $A^{2+}$ .

Выражение (5.1), рассматриваемое как функция энергии  $\varepsilon$ , описывает форму линии оже-спектра при условии, что в конечном состоянии реакции фиксируются скорости вылетающих частиц  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$ . В силу законов сохранения энергии и импульса сечение при этом будет определяться восемью независимыми параметрами, например энергиями  $E_1$ ,  $E_3$  и углами вылета  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$ ,  $\Omega_3$  электронов. Сдвиг сечения (5.1), как и в случае процессов (1.1), определяется только параметром  $\xi$ :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\xi\Gamma}{2}. \quad (5.3)$$

Соотношения (5.1), (5.2), (5.3) показывают, что все проявления ПСВ сильно зависят от кинематики разлета электронов.

Для наблюдения этой зависимости необходимо осуществить тройные эксперименты на совпадение. Таких экспериментов в настоящее время нет. Однако в последнее время ставятся эксперименты, в которых фиксируются на совпадение два электрона: рассеянный и оже- или рассеянный и выбитый [28, 29, 90, 91]. Чтобы описать такое сечение, необходимо проинтегрировать выражение (5.1) по всем направлениям, например, выбитого электрона:

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 dE_3 d\Omega_1 d\Omega_3} = \int d\Omega_2 \frac{d^8\sigma}{[dE_1 dE_3 d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3]} . \quad (5.4)$$

Оценки и расчеты показывают [32], что при проведении конкретных вычислений сечение (5.4) может быть представлено той же зависимостью (5.1), где в качестве параметра  $\xi$  используется его усредненное по углу  $\Omega_2$  значение  $\bar{\xi}$ :

$$\bar{\xi} = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_2 \xi = \frac{e^2}{\hbar} \left( \frac{1}{V_{13}} - \frac{1}{V_1} + \begin{cases} 0, & V_2 \geq V_3, \\ \frac{1}{V_3} - \frac{1}{V_2}, & V_3 \geq V_2 \end{cases} \right) \quad (5.5)$$

В качестве примера на рис. 14 представлен профиль линии  $L_2-M_{23}M_{23}$  ( $^3P$ ) в Ar, рассчитанный таким способом и свернутый с функцией пропускания детектора. Рисунок показывает хорошее согласие расчета с экспериментом [29].

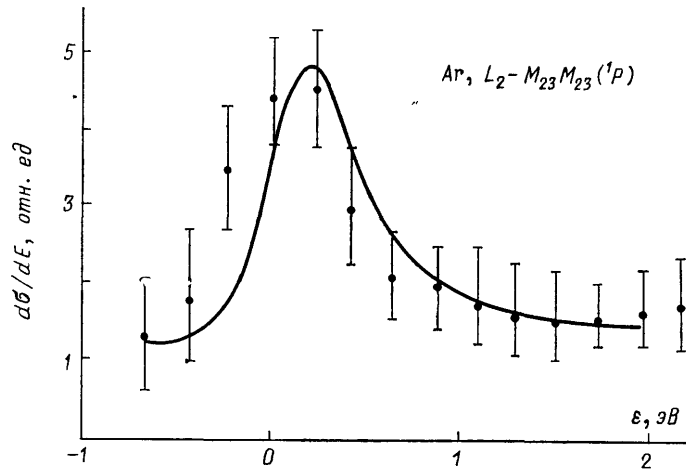


Рис. 14. Форма линии  $L_2-M_{23}M_{23}(^3P)$  оже-спектра в Ar при регистрации на совпадение рассеянного и оже-электронов.  $\varepsilon$  — энергия электронов, отсчитанная от несмешанного значения. Расчет в рамках эйкональной модели [32]; эксперимент — [29]

Интересно отметить, что двойные совпадательные эксперименты могут нести полную информацию о сечении (5.1), если рассматривать процессы ионизации внутренней оболочки ионным ударом, т. е. процессы (1.7). Рассмотренная теория легко переносится на этот случай; сечение и сдвиг описываются теми же формулами (5.1) — (5.3), в которых индекс 1 относится к рассеянному иону. Если предположить, что при достаточно большой энергии ион движется почти прямолинейно, то всю информацию о процессе можно получить из совпадательных экспериментов, в которых измеряются энергии и направления вылета выбитого и оже-электронов. Возможность таких экспериментов подтверждается работами [28, 29, 90, 91].



Другая возможность изучать процессы (1.7) — это совпадательные эксперименты, в которых регистрируются энергия рассеянного иона и энергия и направление вылета оже-электрона. Если изучается область энергий, где энергия оже-электрона существенно превышает энергию выбитого,  $E_3 \gg E_2$ , то параметр  $\xi$  не зависит от  $\Omega_2$  и принимает вид

$$\xi_{\text{ион}} \approx \bar{\xi}_{\text{ион}} = \frac{e^2}{\hbar} [Z_1 (V_1^{-1} - V_{13}^{-1}) + V_3^{-1} - V_2^{-1}], \quad (5.6)$$

где  $Z_1$  — заряд иона. Сечение, регистрируемое в таких экспериментах, принимает вид

$$\frac{d^4\sigma}{dE_1 dE_3 d\Omega_3} = \frac{\Gamma_{\text{Оже}}}{2\pi [\varepsilon^2 + (\Gamma^2/4)]} k(\bar{\xi}_{\text{ион}}, \varepsilon) \int \sigma_0(E_1, \Omega_1, \Omega_2) d\Omega_1 d\Omega_2. \quad (5.7)$$

Его сдвиг есть

$$\Delta\varepsilon_{\text{ион}} = \frac{\bar{\xi}_{\text{ион}}\Gamma}{2}. \quad (5.8)$$

Зависимость этого сдвига от энергии налетающего иона, как и в случае процессов с тремя частицами в конечном состоянии, носит немонотонный «аномальный» характер.

В качестве примера на рис. 15 изображен сдвиг оже-линии  $N_5 - O_{23}O_{23}(S_0)$  в Хе, возбужденном протонным ударом. Аномальный характер зависимости  $\Delta\varepsilon_{\text{ион}}(E_1)$  вызван сильным притяжением рассеянного иона и оже-электрона в той области, где их относительная скорость мала.

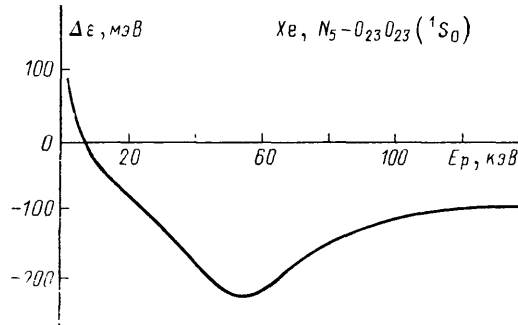


Рис. 15 Сдвиг оже-линии  $N_5 - O_{23}O_{23}$  в Хе, возбужденной протонным ударом, в зависимости от энергии протона  $E_p$ . Энергия выбитого электрона 5 эВ, угол вылета оже-электрона  $10^\circ$ . Расчет проведен в рамках эйкональной теории [32]

Вернемся к рассмотрению реакций ионизации атомов электронным ударом (1.8). Обширные данные о зависимости сдвига линий оже-спектра от энергии налетающего электрона  $E_0$  получены в экспериментах, фиксирующих только один оже-электрон под определенным углом к падающему пучку. Такие измерения проведены для ряда оже-переходов из  $K_1L_{2,3}$ -оболочек в Аг [30, 31, 92—97], К-оболочки в Не [26, 92, 97],  $N_{4,5}$ -подоболочки в Хе [25, 98],  $M_{23}$ - и  $M_{45}$ -подоболочки в Кг [25, 27, 99]. Распределение оже-электронов, измеренное в таких экспериментах, также можно описать сечением (5.1), проинтегрированным по углам выбитого и рассеянного электронов, а также по всевозможным энергиям рассеянного электрона. Сдвиг оже-линии определяется теперь положением максимума такого интегрального сечения. Он достигается при энергии  $\tilde{\varepsilon}$ , являющейся корнем уравнения [32]

$$\frac{2\tilde{\varepsilon}}{\Gamma} = \frac{\int_0^{E_0-I} dE_1 \int d\Omega_1 d\Omega_2 \xi \sigma_0 k(\tilde{\varepsilon}, \xi)}{\int_0^{E_0-I} dE_1 \int d\Omega_1 d\Omega_2 \sigma_0 k(\tilde{\varepsilon}, \xi)}. \quad (5.9)$$

Грубую оценку величины сдвига  $\overline{\Delta\varepsilon}$  при этом можно получить, усредняя выражение для сдвига тройного дифференциального сечения (5.3) па всем углам и энергиям налетающего и рассеянного электронов:

$$\overline{\Delta\varepsilon} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\int \xi \sigma_0 d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1}{\int \sigma_0 d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1}. \quad (5.10)$$

Для вычисления сдвига в соответствии с соотношениями (5.9), (5.10) необходимо знать вид сечения  $\sigma_0(E_1, \Omega_1, \Omega_2)$  или вид распределения энергии между рассеянным электроном  $E_1$  и выбитым  $E_2$ . Его определение является задачей, далеко выходящей за рамки данного обзора [100]. В работе [32], где рассчитан сдвиг оже-линий в ряде оболочек благородных газов, сечение ионизации  $\sigma_0$  описывалось формулами симметризованной бинарной теории [101]. Расчеты, выполненные таким образом по формулам (5.9), (5.10) [32], хорошо воспроизводят экспериментальные данные (рис. 16). Сравнение с расчетами других моделей [31, 41, 87] показывает, что в сдвиге, вызванном ПСВ, важно учитывать и взаимодействие всех заряженных частиц в конечном состоянии и правильное распределение энергии между рассеянным и выбитым из атома электронами.

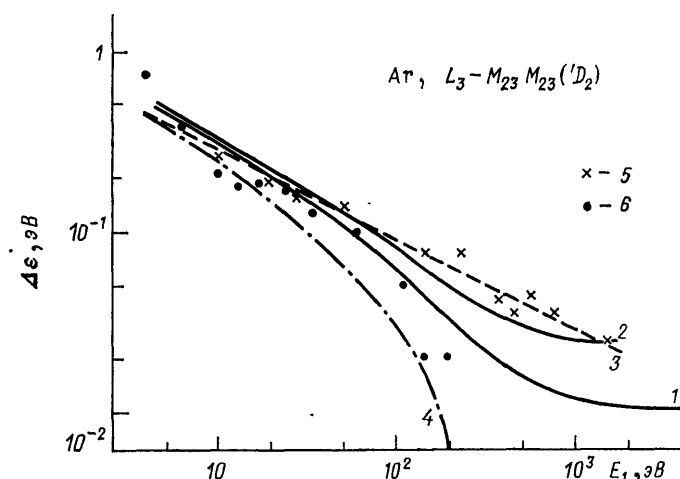


Рис. 16. Зависимость сдвига оже-линии  $L_3 - M_{23}M_{23}(D_2)$  в Ag от избытка энергии  $E_1$  налетающего электрона над порогом. 1 — расчет по формуле (5.9) [32], 2 — расчет по (5.10) [32], 3 — модельный расчет [31, 87], 4 — модельный расчет [41]; эксперимент: 5 — [93], 6 — [92]

Характерной особенностью сдвига, рассчитанного по формулам (5.9), (5.10), является его поведение при больших энергиях налетающего электрона  $E_0$ . Величина сдвига, в отличие от модельных расчетов [41, 87], имеет при этом постоянное, отличное от нуля значение. Конечность сдвига при больших энергиях легко объяснима. Даже при больших избытках энергии налетающего электрона над порогом электрон  $e_2$  может с заметной вероятностью иметь малую скорость. Взаимодействие этого малоэнергетического электрона с продуктами оже-распада приводит к обмену энергией с оже-электроном, т. е. сдвигает его линию в спектре. Поэтому измерение энергии оже-электронов при фотоионизации и ионизации атомов электронным ударом даст разные значения даже в пределе больших избытков энергии над порогом ионизации. При фотоионизации энергия оже-электронов будет меньше, чем при ионизации электронным ударом.

Исследование поведения сдвига при больших энергиях налетающей частицы  $E_0$  проведено также в рамках полуклассической модели [33, 97, 102]. При этом использовалось выражение для сдвига, полученное в неявной форме, в модели [24], учитывающей взаимодействие вылетающих электронов с оже-электроном. Этот сдвиг усреднялся с учетом распределения энергий рассеянного  $E'$  и выбитого  $E''$  электронов. Распределение энергий рассматривалось в рамках первого борновского приближения и в дальнейшем выражалось в терминах приближения Бете [103]. Расчеты зависимости  $\Delta\epsilon(E_0)$ , выполненные в такой модели, хорошо согласуются с экспериментальными измерениями сдвига в  $K - L_{23}L_{23}$ -переходах в Ag и Ne [97].

Анализ получившегося выражения показал [33], что в асимптотической области больших избытков энергий над порогом ионизации сдвиг стремится к постоянному положительному значению. Для оценки асимптотического значения сдвига было получено выражение [33, 102]

$$\Delta\epsilon_{ac} \approx \frac{V\pi\Gamma}{2(2E_B)^{1/2}} \text{ (ат. ед.)}, \quad (5.11)$$

где  $E_B$  — энергия начальной вакансии. Более точные численные расчеты асимптотического значения сдвига выполнены с использованием волновых функций в приближении Хартри — Слэтера для ряда внутренних оболочек в Ne, Ag, Kг. Отличие полученных при этом значений от результатов работы [32] связано, по-видимому, с приближенным характером распределений электронов по энергиям, которые использовались в моделях.

Поскольку величина асимптотического сдвига мала (десятки — сотни мэВ по порядку величины), то ее экспериментальное измерение является сложной задачей. Тем не менее в последнее время появились экспериментальные работы [96, 97, 104], свидетельствующие о постоянстве сдвига оже-линии при больших энергиях электронного удара.

Обсудим теперь другие работы, посвященные теории ПСВ в реакциях с четырьмя заряженными частицами. Работы [31, 41, 87, 88] основываются на предположении о том, что рассеянный и выбитый из атома электроны движутся с одинаковыми энергиями в противоположных направлениях. Это предположение представляется особенно оправданным в околопороговой области, когда избыток энергии налетающего электрона над порогом ионизации  $E$  стремится к нулю и реализуется известный режим Ванье [89]. Здесь взаимодействие с быстрым оже-электроном является несущественным. Классическое рассмотрение картины разлета при этих условиях позволило получить соотношения, описывающие распределение по энергиям оже-электрона и его сдвиг [31, 87]. Для оценки величины сдвига  $\Delta\epsilon$  линии оже-электрона модель равномерного распределения энергии между электронами применялась и для больших избытков энергии  $E$ ,  $E \gg \Delta\epsilon$  [14, 87, 88].

Так как при больших избытках энергии  $E$  скорости разлетающихся частиц оказываются сравнимыми по величине со скоростью оже-электрона, необходимо учитывать в ПСВ их взаимодействие. Это сделано в классической модели [41], учитывающей конечность скорости оже-электрона и время его вылета из атома. При этом получено следующее соотношение, связывающее величину сдвига линий оже-электрона  $\Delta\epsilon$  с избытком энергии над порогом ионизации  $E$ , шириной внутренней вакансии  $\Gamma$  и несмещенной энергией оже-электрона  $E_A^0$ :

$$\frac{\Delta\epsilon}{\Gamma} + (E_A^0)^{-1/2} = E^{-1/2}. \quad (5.12)$$

Очевидно, что величина сдвига  $\Delta\epsilon(E)$ , даваемая соотношением (5.12), может рассматриваться в качестве его минимальной оценки, поскольку

базируется на предположении о равном распределении энергии  $E$  между рассеянным и выбитым электронами.

В действительности распределение энергии между рассеянным  $E'$  и выбитым  $E''$  электронами может быть произвольным. Попытка учесть этот факт в области больших энергий  $E$  была предпринята в модели [31]. В ней предполагается, что полный сдвиг энергии оже-электрона складывается из сдвигов, определяемых взаимодействием каждого из электронов  $E'$ ,  $E''$  с полем иона  $\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon(E') + \Delta\varepsilon(E'')$ . Эти сдвиги, в свою очередь, определяются формулами типа соотношения Баркера — Берри (1.4) (при больших  $E'$ ,  $E''$ ) или соотношением Нихауза (3.7) (при малых  $E'$  и пренебрежении сдвигом  $\Delta\varepsilon(E'')$ ). Полученный таким образом сдвиг усреднялся по борновскому распределению  $d\sigma/dE'$  энергий  $E'$ ,  $E''$  ( $E' + E'' = E$ ). Для ряда энергий налетающего электрона таким способом был рассчитан [31] сдвиг  $L_{23} - M_{23}M_{23}$  оже-линии в аргоне. Полученные результаты, несмотря на большое число приближений, сделанных при их выводе, неплохо согласуются с экспериментом [31].

**6. Интерференционные эффекты.** До сих пор нами рассматривались резонансные процессы типа (1.1), связанные с возбуждением только одного промежуточного автоионизационного состояния  $D$ . Помимо этих процессов вклад в спектр электронов вносят и прямые процессы типа (1.9). Поскольку конечные состояния этих реакций когерентны, то полная амплитуда включает в себя сумму амплитуд резонансного и прямого процессов. Амплитуда прямого процесса (1.1) является гладкой функцией в области энергий  $\sim\Gamma$  в окрестности автоионизационной линии. Без учета ПСВ фаза резонансной амплитуды (см., например, (3.2)) меняется на  $\pi$  в области резонанса, благодаря чему сечение приобретает характерный профиль Фано [37]. Учет ПСВ сильно влияет на изменение фазы резонансной амплитуды [18, 19, 21]. Добавка к фазе становится очень существенной, когда скорость разлета какой-либо пары частиц, например  $V_{AB}$ , мала,  $V_{AB} \ll 1$ . Это ясно видно из выражения (4.3), в котором аргумент гамма-функции  $\arg \Gamma(1 + i\xi)$  сильно изменяется уже при малом изменении  $V_{AB}$ . Причем чем меньше  $V_{AB}$ , тем сильнее изменение. Это обусловлено дальнедействующим характером кулоновских сил. Изменение фазы может достигать величины  $\sim\pi$  и больше при изменении энергии  $\varepsilon$  на ширине  $\sim\Gamma$ , если выполняется соотношение

$$\mu_{AB} V_{AB}^3 < \Gamma. \quad (6.1)$$

Каждая добавка  $\pi$  к фазе приводит к дополнительному максимуму и минимуму в сечении. Поэтому в сечении возникает осцилляционная структура [18, 21, 63]. Эта структура тщательно исследовалась в случае околопороговых возбуждений в процессах (1.2), (1.5), (1.6) [18, 19, 63]. Из соотношения (6.1) следует, что эффект осцилляции трудно наблюдать в случае столкновения тяжелых частиц, когда  $\mu_{AB} \gg 1$ .

Рассмотрим теперь случай, когда в результате неупругого столкновения  $X + Y$  могут возбуждаться помимо  $D$  и другие АИС  $D'$ ,  $D''$  и т. д. Если каналы распада этих состояний совпадают, а энергии возбуждения близки, то спектр продуктов реакции (1.1) будет отражать возможность возбуждения и распада разных АИС:  $D$ ,  $D'$ ,  $D''$  и т. д. Другими словами, регистрируя энергию и угол вылета АИ электрона либо рассеянной частицы в совпадательных (или несовпадательных) экспериментах, мы фиксируем события, связанные как с возбуждением состояния  $D$ , так и с возбуждением близких АИС  $D'$ ,  $D''$ ... Поскольку конечные состояния во всех этих процессах когерентны, то описание спектра продуктов реакции дается амплитудой, являющейся суммой амплитуд отдельных процессов. Интерференция этих амплитуд может привести к тому, что в наблюдаемом спектре появятся осцилляции. Впервые такие осцилляции

наблюдались в спектре автоионизационных электронов при столкновении ионов  $\text{He}^+$  с атомами гелия [12]. Вклад в спектр давали близкие АИС  $2s^2(^1S)$ ,  $2p^2(^1D)$ ,  $2s2p(^1P)$ .

Помимо процессов (1.1), идущих через возбуждение и распад АИС, вклад в спектр электронов вносят и нерезонансные процессы (1.9). Полная амплитуда образования электронов данной энергии  $\epsilon_2$  включает в себя сумму амплитуд резонансных и прямого процессов [19]:

$$P(\epsilon_2) \sim \left| A + \sum_n C_n \exp(-i\alpha_n) \right|^2. \quad (6.2)$$

Каждое слагаемое в сумме по  $n$  соответствует возбуждению определенного АИС, амплитуда  $A$  описывает прямой процесс (1.9). Амплитуды  $C_n$  и фазы  $\alpha_n$  учитывают эффекты ПСВ и могут быть выражены формулами, например, полуклассической модели [19]. Эти амплитуды содержат в себе множителями амплитуды, описывающие вероятность возбуждения того или иного АИС  $D$ ,  $D'$ ,  $D''$  и т. д. Их модули и фазы можно рассматривать в качестве свободных подгоночных параметров при сопоставлении модельных расчетов с экспериментальными данными [12, 72, 73]. То же самое относится к модулю и фазе прямой амплитуды  $A$  [19, 38]. Следует отметить, что взаимодействие частиц в конечном состоянии влияет и на амплитуду прямого процесса  $A$ . Изучению этого взаимодействия посвящен ряд работ (см., например, [34–36]), однако его рассмотрение не относится к ПСВ и выходит за рамки настоящего обзора. Во всяком случае, учет этого взаимодействия не меняет гладкий характер поведения амплитуды  $A$  в резонансной области. Подгонка параметров при сравнении расчетного спектра (6.2) с экспериментом позволила получить информацию о вероятности возбуждения АИС [19, 38, 73], а также исследовать вопрос о степени когерентности возбуждения различных АИС [71, 74].

Интерференция амплитуд, учитывающих эффекты ПСВ, в спектре автоионизационных электронов исследована в процессах возбуждения АИС ионным ударом [12, 19, 72, 73, 105, 114], электронным ударом [19, 38, 71, 74], а также в процессах фотоионизации внутренних оболочек [20]. В качестве примера на рис. 17 приведены спектры АИ электронов, полученные в столкновениях  $e+\text{He}$ . При их интерпретации с помощью соотношения (6.2) предполагается интерференция двух резонансных состояний  $\text{He}$ :  $2s^2(^1S)$  и  $2s2p(^3P)$  и прямого процесса [19]. Подобный анализ позволил объяснить и осцилляционную структуру на функциях возбуждения ридберговских состоя-

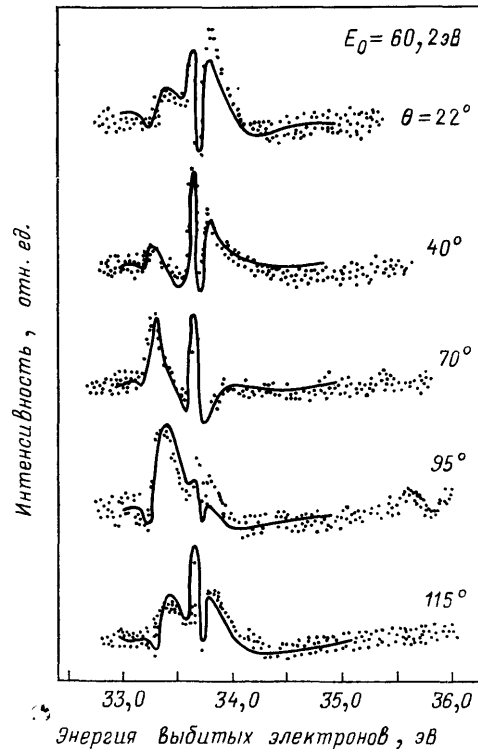


Рис. 17. Интерференционные эффекты в спектре автоионизационных электронов, испущенных в столкновении  $e+\text{He}$ . Энергия налетающих электронов  $E_0=60.2$  эВ, углы вылета АИ электрона  $\theta$  указаны на рисунке. Расчет по формулам квазиклассической теории [19], учитывающей вклад прямых процессов, а также  $2s^2(^1S)$ - и  $2s2p(^3P)$ -состояний, эксперимент — [5]

ний при их заселении механизмом ПСВ в реакциях (1.8) [19]. В целом, использование формул (6.2), учитывающих эффекты ПСВ в рамках полуклассической модели, и подгонка свободных параметров позволили успешно описать большую совокупность экспериментальных данных по спектрам АИ электронов, рассеянных частиц и функциям возбуждения ридберговских состояний [19].

Проявление интерференционных эффектов в спектрах электронов и степень влияния на них ПСВ существенно зависит от способа наблюдения. Если в ион-атомных столкновениях регистрировать все электроны, вылетающие под определенным углом  $\Omega$ , то ПСВ вообще не сказывается на характере интерференционного спектра [39]. Полная электронная интенсивность  $I(\Omega)$  в этом случае не зависит от скорости сталкивающихся частиц. Она определяется только вероятностями возбуждения близких АИС  $D_1$  и  $D_2$ , ширинами их распада  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  и разностью номинальных энергий автоионизационных электронов  $\Delta\epsilon^c$ , возникающих при распаде этих состояний. Форма же дифференциальных (по энергии) спектров  $I(\Omega, E_e)$ , как и в вышеобсуждавшихся случаях, сильно искажается эффектами ПСВ.

Как отмечалось выше, роль ПСВ в интерференции прямой (1.9) и резонансной (1.1) амплитуд весьма существенна в случае малой скорости разлета образующихся заряженных частиц  $V_{AB} \ll 1$  [106]. Эти эффекты могут наблюдаться, например, в процессах захвата ионом электрона в состоянии континуума [86]. В этом случае характерная точка заострения, так называемый «cusp», в сечении прямого процесса [86] будет искажаться осцилляционной структурой, возникающей при интерференции. Возможность наблюдения предсказываемых эффектов решающим образом зависит от угла разлета частиц [106].

**7. Заключение. Нерешенные проблемы.** С точки зрения современного состояния проблемы интересно проследить за эволюцией представлений о послестолкновительном взаимодействии. Явление было экспериментально обнаружено как околопороговый эффект в ион-атомных столкновениях. Первые интуитивные представления были затем перенесены на случай электрон-атомных и фотон-атомных столкновений. В дальнейшем происходило интенсивное развитие теории, описывающей явление в околопороговой области. Существенное продвижение произошло, когда были поняты три факта: 1) явление имеет место не только в околопороговой области; 2) оно носит существенно трехчастичный характер; 3) можно получить параметрически точное решение трехчастичной задачи. Осознание этих фактов позволило по-новому взглянуть на всю проблему послестолкновительного взаимодействия, а также продвинуться в описании реакций с четырьмя заряженными частицами в конечном состоянии.

Основные эффекты, вызванные послестолкновительным взаимодействием в спектрах продуктов резонансных процессов, описаны в предыдущих разделах. Все эти эффекты — смещение линий в спектре, искажение профилей линий, смещение порога ионизации, захват выбитого электрона в дискретное состояние, интерференция амплитуд прямого и резонансных процессов — успешно в целом описываются существующими моделями ПСВ. Развитие в последние годы теории предсказывает также различные трехтельные эффекты ПСВ в спектрах продуктов реакций.

В то же время экспериментальное изучение ПСВ проводилось и проводится в основном в околопороговой области энергий, в которой трехтельные эффекты не наблюдаются. Отдельные эксперименты, регистрирующие наличие эффектов ПСВ вне околопороговой области, являются явно недостаточными. Поэтому требуется систематическое эксперимен-

тальное исследование явления в той области, где скорости разлетающихся частиц являются сравнимыми по величине и где могут проявиться трехтельные эффекты.

Наиболее интересными и первоочередными для эксперимента, по-видимому, являются следующие задачи:

1. Измерение зависимости сдвига линий в спектре и их асимметрии от кинематики реакции, т. е. от углов и скоростей разлета частиц, в том числе наблюдение изменения знака сдвига и асимметрии линии.

В зависимости от типа реакций эти измерения могут проводиться в экспериментах различных видов. 1.1. Если налетающей частицей является ион, то эксперимент несовпадетельный. 1.2. Если изучаются реакции (1.5), (1.6), то эксперимент «совпадетельный», на совпадение регистрируются две частицы: распадный и рассеянный (или фото-) электроны. Следует отметить, что проведенные к настоящему времени эксперименты в этой области ограничивались наблюдением зависимости профиля линий спектра от кинематики реакции (1.2) [43, 83, 105].

2. В реакциях с четырьмя заряженными частицами (1.7), (1.8) постановка эксперимента по изучению ПСВ еще более разнообразна. 2.1. Наиболее полный эксперимент включает регистрацию на совпадение трех частиц в конечном состоянии и проверку предсказаний, даваемых соотношением (5.1). 2.2. Зависимость профилей линий и их положения в спектре от кинематики реакции может изучаться при регистрации на совпадение двух заряженных частиц: рассеянной и оже-электрона либо рассеянной и выбитого электрона. 2.3. «Несовпадетельный» эксперимент, в котором фиксируется только один оже-электрон. В этом случае интересной и тонкой задачей является определение величины сдвига оже-электрона при больших энергиях налетающего электрона (согласно предсказаниям теории эта величина должна иметь постоянное ненулевое значение). Другая задача — измерение зависимости сдвига оже-линий от угла вылета электрона. Первые измерения такой зависимости в реакции (1.8) проведены недавно в несовпадетельном эксперименте [115].

3. Изучение интерференции прямой и резонансной амплитуд и резонансных амплитуд между собой вне околороговой области. При этом можно ожидать сильную зависимость эффектов послестолкновительного взаимодействия (форма профилей линий, их положение в спектре) от кинематики процессов.

4. Изучение интерференции прямой и резонансной амплитуд в явлении захвата налетающим ионом электрона в состоянии континуума либо на дискретный уровень.

За прошедшие двадцать лет со времени первого наблюдения ПСВ наше понимание явления продвинулось далеко вперед. Однако существует ряд нерешенных вопросов.

В первую очередь к ним следует отнести образование связанного состояния пары  $A-B$  под влиянием ПСВ в процессах (1.1). Частично эта задача решена для околороговой области энергий. В этом случае захват медленного электрона (рассеянного или фото-) в дискретное состояние поля иона экспериментально наблюдается как структура на функциях возбуждения ридберговских состояний (см. раздел 3). Теоретическое описание этого эффекта дано в рамках разных моделей [8, 18–20, 65]. Интересным представляется рассмотреть тот же эффект в случае, когда захватываемый в дискретное состояние электрон является автоионизационным, т. е. быстрым, а связанное состояние он образует с рассеянным на атоме ионом или позитроном. При этом необходимо учитывать взаимодействие всех трех заряженных частиц в конечном состоянии. Точное решение такой задачи дано в случае, когда все частицы находятся в состоянии непрерывного спектра и скорости двух частиц близки  $V_{AB} \rightarrow 0$  [85]. Решение обсуждаемой задачи, вероятно, может

быть получено при аналитическом продолжении случая  $V_{AB} \rightarrow 0$  в область  $\epsilon_{AB} < 0$ . Такой подход использовался ранее [18] для решения задачи в околороговой области

Другая проблема, интенсивно обсуждаемая в литературе, но пока не осмысленная в полной мере,— обмен угловым моментом в процессе ПСВ. Взаимодействие рассеянного и автоионизационного электрона во время их разлета может привести к обмену моментом количества движения  $\Delta l$ . Передача этого момента, например, рассеянному электрону изменит его угловое распределение или скажется на перераспределении вероятности его захвата в возбужденные состояния с определенным орбитальным моментом  $l$ . Ответственным за обмен угловым моментом в ПСВ может быть только непосредственное взаимодействие разлетающихся от атома электронов [76, 107, 113]. Простейшие оценки показывают [53], что величина передаваемого при этом момента  $\Delta l \lesssim e^2/v$ , где  $v$  — относительная скорость разлета электронов. В околороговой области, где скорость  $v$  велика,  $v \gg 1$ , передаваемый угловой момент  $\Delta l < 1$  ат. ед.; вероятность обмена угловым моментом мала. Однако эта вероятность увеличивается в той области, где относительная скорость разлета электронов мала,  $v \ll 1$ . В противоречии с простейшими оценками находятся результаты численного расчета [63] и экспериментальные данные [53], свидетельствующие об обмене угловым моментом  $\Delta l \lesssim \lesssim 2$  ат. ед. даже при малых скоростях рассеянного электрона. Для обнаружения обмена угловым моментом предлагается анализировать процессы возбуждения АИС, идущие через образование в промежуточном состоянии отрицательного иона, например  $\text{He}^-(2s2p^2)^2D$  [76, 108, 109]. Такой эксперимент позволяет фиксировать угловой момент медленного рассеянного электрона и анализировать его изменение в результате ПСВ. Попытки учесть обмен угловым моментом предпринимались в рамках полуклассической модели ПСВ [47]. По мнению авторов, именно обмен величиной  $\Delta l = 0$  ответственен за не объясненную структуру в спектре оже-электронов [56]. В целом теоретические исследования и экспериментальные данные по обмену угловым моментом в ПСВ зачастую противоречивы; проблема нуждается в дальнейшем изучении. Еще одна не исследованная до конца проблема в теории ПСВ связана с влиянием рассеянной частицы на ширину квазистационарного состояния  $\Gamma$ . Все рассмотренные выше теории ПСВ предполагают, что рассеянный ион (электрон) или фотоэлектрон не влияют на вероятность автоионизационного или оже-распада. Другими словами, этот распад не искажается присутствием вблизи атома заряженной частицы. Ее взаимодействие с продуктами распада проявляется только в процессе последующего разлета. Между тем, хотя распад и происходит на больших расстояниях от медленной рассеянной частицы, ее присутствие вблизи атома может искажать волновую функцию АИС и изменить время его жизни. Поэтому величина  $\Gamma$ , рассматриваемая во всех теориях ПСВ как свободный параметр, может отличаться от ширины АИС в изолированном атоме [110—112]. Учет влияния медленной частицы на ширину квазистационарного состояния  $\Gamma$  в рамках описанных выше моделей ПСВ позволил бы существенно улучшить описание процессов (1.1) без введения феноменологических параметров. Решение перечисленных задач позволило бы продвинуться в понимании послестолкновительного взаимодействия.

В заключение нужно отметить следующее важное обстоятельство. Все проявления ПСВ очень сильно зависят от параметров автоионизационных резонансов: их ширины, абсолютных величин и фаз матричных элементов их возбуждения и распада. Поэтому эффекты, обусловленные послестолкновительным взаимодействием, могут быть использованы для экспериментального измерения параметров автоионизационных резонансов.



Авторы считают приятным долгом выразить благодарность М. Я. Амусье за плодотворные дискуссии по многим затронутым в данной работе вопросам.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Read F. H.//*Radiat. Res.* 1975. V. 64. P. 23.  
 2 Niehaus A.//*Invited Papers and Progress Reports of the X ICPEAC.—Amsterdam: North-Holland, 1978.—P. 185.*  
 3. Матвеев В. И., Парилис Э. С.//*УФН.* 1982. Т. 138. С. 573.  
 4. Barker R. B., Berry H. W.//*Phys. Rev.* 1966. V. 151. P. 14.  
 5 Hicks P. J., Cvejanovič S., Comer J., Read F. H., Sharp M. J.//*Vacuum.* 1974. V. 24. P. 573.  
 6. Smith A. J., Hicks P. J., Read F. H., Cvejanovič S., King G. C. M., Comer J., Sharp J. M.//*J. Phys. Ser. B.* 1974. V. 7. P. L496.  
 7 Heideman H. G. M., Nienhuis G., van Ittersum T.//*Ibidem.* P. L493.  
 8. King G. C., Read F. H., Bradford R. C.//*Ibidem.* 1975. V. 8. P. 2210.  
 9. Spence D.//*Phys. Rev. Ser. A.* 1975. V. 12. P. 2353.  
 10. Heideman H. G. M., van Ittersum T., Nienhuis G., Hol V. M.//*J. Phys. Ser. B.* 1975. V. 8. P. L26.  
 [11] Van der Wiel M. J., Wight G. R., Tol R. R.//*Ibidem.* 1976. V. 9. P. L5.  
 12 Morgenstern R., Niehaus A., Thielmann U.//*Phys. Rev. Lett.* 1976. V. 37. P. 199.  
 13. Fryar J., McConkey J. W.//*J. Phys. Ser. B.* 1976. V. 9. P. 619.  
 14. Schmidt V., Sandner N., Mehlhorn W., Adam M. Y., Wuilleumier F.//*Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 38. P. 63.  
 15. Hanashiro H., Suzuki Y., Sasaki T., Mikuni A., Takayanagi T., Wakiya K., Suzuki H., Danjo A., Hino T., Ohtani S.//*J. Phys. Ser. B.* 1979. V. 12. P. L775.  
 16. Bahl M. K., Watson R. L., Irgollic K. J.//*Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 165.  
 17. Nienhuis G., Heideman H. G. M.//*J. Phys. Ser. B.* 1976. V. 9. P. 2053.  
 18. Островский В. Н.//*ЖЭТФ.* 1977. Т. 72. С. 2079.  
 19. Morgenstern R., Niehaus A., Thielmann U.//*J. Phys. Ser. B.* 1977. V. 10. P. 1039.  
 20. Niehaus A.//*Ibidem.* 1977. V. 10. P. 1845.  
 [21] Амусья М. Я., Кучиев М. Ю., Шейнерман С. А.//*ЖЭТФ.* 1979. Т. 76. С. 470.  
 22. Helenelund K., Hedman S., Asplund L., Gelius U., Siegbahn K.//*Phys. Scripta.* 1983. V. 27. P. 245.  
 23. Кучиев М. Ю., Шейнерман С. А.//*ЖЭТФ.* 1986. Т. 90. С. 1680.  
 24. Russek A., Mehlhorn W.//*J. Phys. Ser. B.* 1986. V. 19. P. 911.  
 25. Ohtani S., Nishimura H., Suzuki H., Wakiya K.//*Phys. Rev. Lett.* 1976. V. 36. P. 863.  
 26. Hink W., Schmidt H. P., Ebding T.//*J. Phys. Ser. B.* 1979. V. 12. P. L257.  
 27. Yagishita A., Hanashiro H., Ohtani S., Suzuki H.//*Ibidem.* 1981. V. 14. P. L777.  
 28. Sandner W., Völkel M.//*Ibidem.* 1984. V. 17. P. L697.  
 29. Sewell E. C., Crowe A.//*Ibidem.* P. L547.  
 30. Gräf D., Hink W.//*Abstracts of Contributed Papers of the XIV ICPEAC.—Palo Alto, USA, 1985.—P. 175.*  
 [31] Huster R., Mehlhorn W.//*Zs. Phys. Kl. A.* 1982. Bd 307. S. 67.  
 32. Кучиев М. Ю., Шейнерман С. А.//*ЖТФ.* 1987. Т. 46. С. 1476.  
 33. Sandner W.//*J. Phys. Ser. B.* 1986. V. 19. P. L863.  
 34. Popov Yu. V., Bang I., Benayoun J. J.//*Ibidem.* 1981. V. 14. P. 4637.  
 35. Годунов А. Л., Милеев В. Н., Сенашенко В. С.//*ЖТФ.* 1983. Т. 53. С. 436.  
 36. Klar H., Franz A., Tenhagen H.//*Zs. Phys. Kl. D.* 1986. Bd 1. P. 373.  
 37. Fano U.//*Phys. Rev.* 1961. V. 124. P. 1866.  
 38. Morgenstern R., Niehaus A., Thielmann U.//*J. Phys. Ser. B.* 1976. V. 9. P. L363.  
 39. Van der Straten P., Morgenstern R.//*Ibidem.* 1986. V. 19. P. 1361.  
 40. Kuchiev M. Yu., Sheinerman S. A.//*Preprint PTI, Academy of Sciences No. 983 —Leningrad, 1985.*  
 [41] Ogurtsov G. N.//*J. Phys. Ser. B.* 1983. V. 16. P. L745.  
 42. Mizuno J., Ishihara T., Watanabe T.//*Ibidem.* 1985. V. 18. P. 1241.  
 43. Arcuni P. W.//*Phys. Rev. Ser. A.* 1986. V. 33. P. 105.  
 44. Van der Straten P., Morgenstern R.//*Ibidem.* V. 34. P. 4482.

- 45 Девдариани А, Островский В, Себякин Ю // ЖЭТФ 1977 Т 73. С 412
- 46 Armen G B, Tulkki J, Åberg T, Crasemann B // Phys Rev Ser A 1987 V 36 P 5606
- 47 Niehaus A, Zwakhals C J // J Phys Ser B 1983. V 16 L135
- 48 Tulkki J, Armen G B, Åberg T, Crasemann B, Chen M H // Zs Phys Kl D 1987 Bd 5 P 241
- 49 Gerber G, Morgenstern R, Niehaus A // J Phys Ser B 1973 V 6 P 493
- 50 Wilden D G, Hicks P J, Comer J // Ibidem 1977 V 10 P 1477
- [51] Казаков С М, Христофоров О В // ЖЭТФ 1982 Т 82 С 1772
- 52 Spence D // J Phys Ser B 1978 V 11 P L243
- 53 Van Ittersum T, Heideman H G M, Nienhuis G, Prins J // Ibidem 1976 V 9 P 1713
- 54 Chang T C, Eastman D E, Himpel F J, Kaundl G, Aono M // Phys Rev Lett 1980 V 45 P 1846
- 55 Schmidt V, Krummacher S, Wulleumier F, Dhez P // Phys Rev Ser A 1981 V 24 P 1803
- 56 Hedman S, Helenelund K, Asplund L, Gelius U, Siegbahn K // J Phys Ser B 1982 V 15 P L799
- 57 Southworth S, Becker U, Truesdale C M, Kobrin P H, Lindle D W, Owaki S, Shirley D A // Phys Rev Ser A 1983 V 28 P 261
- 58 Armen G B, Åberg T, Levin J C, Crasemann B, Chen M H, Ice G E, Brown G S // Phys Rev Lett 1985 V 54 P 1142
- 59 Borst M, Schmidt V // Phys Rev Ser A 1986 V 33 P 4456
- 60 Nienhuis G, Heideman H G M // J Phys Ser B 1975 V 8 P 2225
- [61] Таулес Д Квантовая механика систем многих частиц — М Мир, 1975
- 62 Амусья М Я, Черепков Н А, Чернышева Л В // ЖЭТФ 1971 Т 60 С 160
- 63 Amusia M Ya, Kuchiev M Yu, Sheinerman S A // Coherence and Correlation in Atomic Collisions — New York Plenum, 1980 — P 297
- 64 Шейнерман С А, Амусья М Я, Кучиев М Ю // Препринт ФТИ им А Ф Иоффе № 777 — Ленинград, 1982
- 65 Amusia M Ya, Kuchiev M Yu, Sheinerman S A, Sheftel S I // J Phys Ser B 1977 V 10 P L535
- 66 Mizuno J, Ishihara T, Watanabe T // J Phys Ser B 1984 V 17 P L85
- 67 Kuchiev M Yu, Sheinerman S A // Ibidem 1985 V 18 P L551
- 68 Kuchiev M Yu, Sheinerman S A // Comp Phys Comm 1986 V 39 P 155
- 69 Шейнерман С А, Кучиев М Ю // Препринт ФТИ им А Ф Иоффе № 977 — Ленинград, 1985
- 70 Кучиев М Ю, Шейнерман С А // Изв АН СССР Сер физ 1986 Т 50 С 1390
- [71] Read F H // J Phys Ser B 1977 V 10 P L207
- 72 Gerber G, Niehaus A // Ibidem 1976 V 9 P 123
- 73 Kessel Q C, Morgenstern R, Muller B, Niehaus A, Thielmann U // Phys Rev Lett 1978 V 40 P 645
- 74 Baxter J A, Comer J, Hicks P J, McConkey J W // J Phys Ser B 1979 V 12 P 2031
- 75 Bottcher C, Schneider K R // Ibidem 1976 V 9 P 911
- 76 Van de Water W, Heideman H G M, Nienhuis G // Ibidem 1981 V 14 P 2935
- 77 Helenelund K, Hedman S, Asplund L, Gelius U, Siegbahn K, Froelich P, Goscinski O // Intern Conference on X-Ray and Inner shell Processes, Abstracts, — Leipzig, 1984 — Pt I P 184
- 78 Froelich P, Goscinski O, Gelius U, Helenelund K // J Phys Ser B 1984 V 17 P 979
- 79 Helenelund K, Gelius U, Froelich P, Goscinski O // Ibidem 1986 V 19 P 379
- 80 Froelich P, Goscinski O, Gelius U, Helenelund K // Ibidem P 387
- [81] Read F H // Private communication 1987
- 82 Кучиев М Ю, Шейнерман С А // Материалы III научного семинара «Автоионизационные явления в атомах» — Москва Изд во Моск ун та, 1986 — С 38
- 83 Arcuni P W, Schneider D // Phys Rev Ser A 1987 V 36 P 3059
- 84 Armen G B, Sorensen S L, Whitfield S W, Ice G E, Levin J C, Brown G S, Crasemann B // Ibidem V 35 P 3966
- 85 Kuchiev M Yu, Sheinerman S A // J Phys Ser B 1988 V 21, P 2027
- 86 Branner M, Briggs J S // Ibidem 1986 V 19 P L325
- 87 Watanabe T, Ishihara T, Mizuno J // Ibidem 1983 V 16 P L107

88. Mizuno J., Ishihara T., Watanabe T.//Abstracts of Contributed Papers of XII ICPEAC—Gattlinburg, USA, 1981.—P. 253.
89. Wannier G. H.//Phys. Rev. 1953. V. 90. P. 817.
90. Stefani G., Avaldi L., Lahmam-Bennani A., Duguet A.//[30].—P. 176.
- [91] Stefani G., Avaldi L., Lahmam-Bennani A., Duguet A.//J. Phys. Ser. B. 1986. V. 19. P. 3787.
92. Wakiya K., Suzuki H., Takayanagi T., Muto M., Ito S., Iketaki Y., Ohtani S.//[88].—P. 247.
93. Mehlhorn W.//Atomic Physics 8: Proc. of the 8th ICAP.—London: Plenum, 1983.—P. 213.
94. Siegbahn K.//Ibidem — P. 243.
95. Gräff D., Hink W.//J. Phys. Ser. B. 1985. V. 18. P. L803.
96. Gräff D., Hink W.//Ibidem. 1986. V. 19. P. L221.
97. Huster R., Sandner W., Mehlhorn W.//Ibidem. 1987. V. 20. P. L287.
98. Ogurtsov G. N., Mikoushkin V. M., Flaks I. P.//European Conference on Atomic Physics: Book of Abstracts—Heidelberg, FRG, 1981—Pt II. P. 759.
99. Yagishita A., Suzuki H., Ohtani S., Hanashiro H.//[88].—P. 249.
100. Петеркоп Р. К. Теория ионизации атомов электронным ударом.—Рига: Зинатне, 1975.
- [101] Burgess A., Percival I. C.//Adv. At. and Mol. Phys. 1968. V. 4. P. 109.
102. Völkel M., Schnetz M., Sandner W.//Abstracts of Contributed Papers of XV ICPEAC.—Brighton, United Kingdom, 1987.—P. 258.
103. Inokuti M.//Rev. Mod. Phys. 1971. V. 43. P. 297.
104. Gräff D., Starke K., Hink W.//[102].—P. 257.
105. Bordenave-Montesquive A., Gleizes A., Benoit-Cattin P.//Phys. Rev. Ser. A. 1982. V. 25. P. 245.
106. Кучиев М. Ю., Шейнерман С. А.//Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 1001.
107. Van de Water W., Heideman H. G. M.//[88].—P. 243.
108. Van de Water W., Heideman H. G. M.//J. Phys. Ser. B. 1981. V. 14. P. 1065.
109. Van der Burgt P. J. M., Heideman H. G. M.//Ibidem. 1987. V. 20. P. 4605.
110. Stolterfoht N., Brandt D., Prost M.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1654.
- [111] Матвеев В. И., Парилис Э. С.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 297.
112. Матвеев В. И., Парилис Э. С.//ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 1792.
113. Van der Burgt P. J. M., van Eck J., Heideman H. G. M., Nienhuis G.//[30].—P. 156.
114. Kunikeyev Sh. D., Senashenko V. S.//[102] — Late Contributed Papers. P. 17.
115. Микушкин В. М.//Тезисы докладов X ВКЭАС.—Ужгород, УССР, 1988 Ч. 1 С. 117.
116. Горьков Л. П., Питаевский Л. П.//ДАН СССР 1963. Т. 151 С. 822
117. Herring C., Flicker M.//Phys. Rev. A. 1964. V. 134. P. 362.
118. Галицкий В. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М.—Теория столкновения атомных частиц.—М.: Наука. 1981.
119. Kuchiev M. Yu.//J. Phys. Ser. B. 1985. V. 18. P. L579.