

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МЕДНОЙ МИШЕНИ α -ЧАСТИЦАМИ ^{238}Pu

В. Т. Купряшкин, Л. П. Сидоренко, А. И. Феохтистов, Е. П. Ровенских*

*Институт ядерных исследований Национальной академии наук Украины
03680, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 8 октября 2010 г.

Методом временных (αe)-совпадений исследован низкоэнергетический спектр электронов, возникающих при бомбардировке медной мишени α -частицами ^{238}Pu . Ионизация атомов при бомбардировке их заряженными частицами рассматривается как стряхивание электронов в непрерывный спектр при внезапном возмущении их пролетающей частицей. Сравнение экспериментального распределения с расчетным показало хорошее согласие, что подтверждает правильность описания ионизации как результата эффекта встряски.

1. ВВЕДЕНИЕ

По существующим представлениям ионизация атома при пролете мимо него заряженной частицы объясняется как результат взаимодействия между зарядом одного из электронов атома и зарядом частицы, которое приводит к появлению импульса у электрона в направлении движения частицы, в результате чего электрон получает кинетическую энергию, позволяющую ему покинуть атом. Такой процесс ионизации атома называется кинетической электронной эмиссией, основой которой является непосредственная передача кинетической энергии заряженной частицы вылетающему из атома электрону [1, 2]. Это объяснение основано на представлениях классической механики.

В настоящей работе ионизацию атома при пролете мимо него заряженной частицы предлагается рассматривать в духе квантовой механики как результат внезапного возмущения атома заряженной частицей в момент их наибольшего сближения, приводящего к стряхиванию связанного электрона в непрерывный спектр, т. е. как одно из проявлений эффекта встряски. Впервые явление встряски было рассмотрено в работах [3, 4], когда при β -распаде в результате внезапного изменения заряда ядра атом испытывает возмущение, что приводит к стряхива-

нию одного из связанных электронов в вакуум и к дополнительной ионизации атома. В настоящее время внезапное возмущение атома с его последующей ионизацией наблюдается и во многих других процессах, которые также не могут быть объяснены с помощью модели кинетической электронной эмиссии, поскольку отсутствует движение заряда, передающего импульс. Например, при радиоактивном распаде, при внутренней конверсии γ -лучей, при процессах Оже и других переходах в оболочке атома, где возникает внезапное возмущение квантово-механической системы, эти процессы объясняются эффектом встряски [5, 6].

Однако работы по встряске при возмущении квантово-механической системы от электромагнитных источников излучения (γ -лучи, фотоны, лазерное излучение) показали, что в случае быстрого движения источника возмущения также происходит эффект встряски, как при неподвижном источнике возмущения [7]. Эти два типа возмущения (неподвижный заряд и движущийся заряд) рассматриваются по следующей схеме. При появлении неподвижного заряда изменение гамильтониана имеет вид $H_0 \rightarrow H_0 + \Delta H$ и далее он остается таким же. Нарастание гамильтониана ΔH происходит быстро, практически мгновенно. При источнике, находящемся в движении, изменение гамильтониана происходит так: $H_0 \rightarrow H_0 + \Delta H \rightarrow H_0$, т. е. после внезапного кратковременного возмущения гамильтониан систе-

*E-mail: kupryashkinvt@yahoo.com

мы возвращается в первоначальное состояние. Элемент внезапности обеспечивается скоростью ν_p пролета заряженной частицы мимо атома (системы), когда время пролета $\tau = l/\nu_p$ мало. Здесь l — участок траектории источника возмущения, на котором он взаимодействует с атомом. Первый тип включения взаимодействия получил название «встряска типа включения возмущения», а второй — «встряска типа рассеяния возмущения» [7]. Например, внезапное появление дополнительного заряда ядра при β^- -распаде и последующая ионизация атома представляет собой первый тип возмущения, тогда как ионизацию при «прямых столкновениях» β -частицы с электроном собственной оболочки атома нужно отнести ко второму типу возмущения при эффекте встряски. Такое представление об ионизации при «прямых столкновениях» может быть принято вместо непосредственной передачи кинетической энергии β -частицей, как это следует из классической механики.

Основным условием появления встряски является требование, чтобы время перехода системы из начального состояния $\psi_i^{(0)}$ в конечное состояние ψ_f^* , определяемое периодом $2\pi\omega_{fi}^{-1}$, было бы значительно больше времени τ , определяющего внезапность возмущения, при котором волновая функция начального состояния «не успевает» измениться и остается той же, что и до возмущения [8]. Процесс встряски можно представить как протекающий в две стадии. На первой стадии происходит внезапное возмущение системы. Время прохождения этой стадии намного меньше, чем период низкочастотного движения $2\pi\omega_{fi}^{-1}$ второй стадии. Далее, во второй стадии процесса происходит переход системы из состояния i в состояние f с выбрасыванием электрона. Хотя эта вторая стадия и невозможна при отсутствии первой, вероятность ее появления не зависит от физической природы первой стадии [7].

2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ КАК ЭФФЕКТА ВСТРЯСКИ

Прежде чем приводить формулы, описывающие эффект встряски, рассмотрим качественную картину ионизации атома при внезапном возмущении его зарядом пролетающей частицы. Пусть частица с зарядом $Z_p e$ и скоростью ν_p пролетает мимо одного из электронов атома. Она взаимодействует с ним в момент наибольшего сближения r и передает энергию возмущения $Z_p e^2/r$. При большой скорости частицы время взаимодействия τ мало и возмущение

можно считать внезапным. При встряске электрон атома получает большую энергию, но занимает положение, соответствующее энергии связи E_n , поскольку волновая функция начального состояния $\psi_i^{(0)}$ «не успевает» измениться при внезапном возмущении и остается той же, что и до возмущения. Таким образом, создается ситуация, когда электрон имеет большую энергию и должен находиться в непрерывном спектре, а занимает в атоме место на оболочке, соответствующее энергии E_n . Чтобы разрешить эту кризисную ситуацию, система (атом) совершает вынужденный переход из начального состояния $\psi_i^{(0)}$ в конечное состояние ψ_f^* со стряхиванием электрона в непрерывный спектр и переходом системы из нейтрального состояния в возбужденное с вакансией (дыркой) на месте вылетевшего электрона. Вылетевшему электрону полностью передается энергия возмущения и он вылетает с кинетической энергией

$$E = \frac{Z_p e^2}{r} - E_n,$$

где E_n помимо энергии связи в атоме включает в себя еще и работу выхода электрона в непрерывный спектр. Здесь и ниже во всех приводимых соотношениях используется абсолютное значение энергии связи.

Вероятность стряхивания электрона системой не зависит от величины энергии возмущения, однако вероятность электрона оказаться в том или ином месте непрерывного спектра зависит от статистического распределения плотности уровней ν в непрерывном спектре

$$d\nu = \frac{d\nu}{dE} dE.$$

Важно, чтобы время перехода системы из начального состояния $\psi_i^{(0)}$ в конечное ψ_f^* , определяемое периодом $2\pi\omega_{fi}^{-1}$, было бы значительно больше τ , в противном случае возмущение нельзя будет считать внезапным, а адиабатическая передача возмущения не приводит к кризисной ситуации и, следовательно, эффект встряски не возникает. Встряхивание электрона, а затем и ионизация при оже-процессах происходят и для атомов, расположенных в глубине источника или мишени, когда атом окружен себе подобными атомами, а не находится на поверхности непосредственно вблизи вакуума, как в рассматриваемом нами случае. Тогда электрон при встряске занимает одно из свободных дискретных состояний атома, а не испускается в вакуум. Далее мы будем рассматривать стряхивание электрона в непрерывный спектр только для атомов, находящихся на поверхности источника или мишени.

Волновые функции, описывающие переходы, происходящие во времени, являются решением временного уравнения Шредингера и представляют собой стационарные состояния, имеющие вид

$$\Psi = \psi(q) \exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right),$$

где $\psi(q)$ — волновая функция только координат q . В начальном состоянии системы волновая функция вылетающего электрона описывается как одна из собственных функций $\psi_i^{(0)}$ первоначального гамильтониана H_0 при энергии связи E_n . Волновая функция конечного состояния равна

$$\Psi_f = \psi_f(q) \exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right),$$

где $\psi_f(q)$ описывает систему с вакансией электрона на оболочке атома, из которой вылетает электрон и которая является общей для всех стряхиваемых электронов, а $\exp(-iEt/\hbar)$ описывает состояние электрона в непрерывном спектре с кинетической энергией E . Она может изменяться в зависимости от изменения величины возмущения. Если изменение гамильтониана происходит внезапно, то волновая функция системы «не успевает» измениться и остается той же, что и до возмущения. Она, однако, уже не будет являться собственной функцией нового гамильтониана H , т. е. состояние $\psi_i^{(0)}$ не будет стационарным для него [8].

Если причиной внезапного возмущения атома является электрический заряд частицы, пролетающей мимо него, то в соответствии с положениями квантовой механики [8, 9] вероятность стряхивания электрона и его переход в непрерывный спектр можно выразить следующей формулой:

$$dW = \frac{\left|\int \psi_f^* \frac{Z_p e^2}{r} \psi_i^{(0)} dq\right|^2}{(E + E_n)^2} d\vartheta = W_{fi} d\vartheta. \quad (1)$$

Здесь $Z_p e^2/r$ соответствует максимальному значению взаимодействия при его внезапном включении, когда r достигает расстояния наибольшего сближения налетающей частицы с атомом. Вклад в интеграл, определяющий вероятность перехода, будет осуществляться только за время включения взаимодействия [9]. Формула (1) справедлива только при внезапном возмущении системы.

Вероятность перехода W_{fi} при переходе системы из состояния i в состояние f может быть определена

также из интеграла перекрытия волновых функций по формуле

$$W_{fi} = \left|\int \psi_i^{(0)} \psi_f^* dq\right|^2. \quad (2)$$

Применимость этой формулы обусловлена тем, что в момент $0 < t < \tau$ система описывается функцией $\psi_i^{(0)}(q)$, которая сохраняется и при внезапном изменении H таким образом, что $\psi_i^{(0)}(q, \tau) = \psi_i^{(0)}(q)$ [9]. Сопоставляя формулы (1) и (2), находим, что их тождественное равенство выполняется, только когда

$$\frac{Z_p e^2}{r} = E + E_n. \quad (3)$$

Таким образом, энергия возмущения, приобретенная электроном атома, целиком расходуется им на преодоление энергии связи и на приобретение кинетической энергии, о чем уже нами было предварительно сказано.

Из рассмотрения фазового объема для электронов, способных перейти в непрерывный спектр, плотность уровней конечного состояния выражается следующей формулой:

$$\frac{d\vartheta}{dE} = b\sqrt{E}, \quad \text{где } b = \frac{\sqrt{2} m^{3/2} V}{\pi^2 \hbar^3}. \quad (4)$$

Здесь m — масса электрона, V — объем, который занимает один электрон в конечном состоянии. С учетом формулы (1) распределение электронов по энергии после перехода в вакуум описывается следующим образом:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{b\sqrt{E}}{(E + E_n)^2}. \quad (5)$$

Подставляя (4) в (1), получаем вероятность перехода электрона из связанного состояния в вакуум с энергией

$$E = \frac{Z_p e^2}{r} - E_n$$

или, что то же самое, в случае, когда частица пролетает мимо электрона на некотором расстоянии r :

$$dW = \left(\frac{Z_p e^2}{r}\right)^2 \left|\int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq\right|^2 \frac{b\sqrt{E}}{(E + E_n)^2} dE. \quad (6)$$

Далее проводим интегрирование по всем возможным состояниям электрона в непрерывном спектре энергии от 0 до E и получаем вероятность интегрального распределения по энергии электронов встряски:

$$W_f = \left(\frac{Z_p e^2}{r}\right)^2 \left|\int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq\right|^2 bF_n(E), \quad (7)$$

где

$$F_n(E) = \frac{1}{\sqrt{E_n}} \arctg \sqrt{\frac{E}{E_n}} - \frac{\sqrt{E}}{E + E_n}, \quad (8)$$

$$F_n(0) = 0.$$

Индекс n указывает на то, что $F(E)$ зависит от энергии связи E_n . В формулах (6) и (7) возмущение $Z_p e^2/r$ вынесено из-под знака интеграла, поскольку значение r определено в момент максимального сближения частицы и электрона. Кроме того, как известно, волновая функция начального состояния за время взаимодействия не успевает измениться. Все электроны атома, кроме стряхиваемого, остаются на своих местах. Формула (1) не может быть непосредственно использована для вычисления вероятности перехода в момент возмущения, поскольку это не позволяет соотношению неопределенности $\Delta E \tau = \hbar$. Действительно, время возмущения $\tau = r/\nu_p$, что соответствует неопределенности $\Delta E = \hbar \nu_p/r$, и при передаче возмущения $E + E_n = Z_p e^2/r$ отношение

$$\frac{\Delta E}{E + E_n} = \frac{\hbar \nu_p}{Z_p e^2}.$$

Например, для α -частицы ^{238}Pu при $Z = 2$, $\nu_p = 1.6 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ это отношение составляет 3.7. Во столько раз неопределенность энергии больше самой величины. При этой оценке исчезает и зависимость от r , поскольку, если частица пролетает ближе к электрону, то передаваемая энергия становится больше, но время пролета τ становится меньше и, следовательно, больше становится неопределенность энергии. Расчеты по формуле (1) можно проводить только исходя из конечного состояния системы, когда после окончания эффекта встряски можно измерить кинетическую энергию электрона E и энергию связи E_n . Тогда можно определить энергию возмущения по формуле (3) и вычислить расстояние наибольшего сближения r .

В формуле (7) не рассматривается вероятность передачи энергии возмущения встряхиваемому электрону, которая должна быть больше энергии связи, $Z e^2/r > E_n$, чтобы состоялась первая стадия процесса встряски. Частота появления самого возмущения при пролете заряженной частицы носит вероятностный характер. Пусть частица с зарядом $Z = 1$ пролетает сквозь атом, равномерно появляясь в разных местах площади сечения в виде круга, в центре которого находится встряхиваемый электрон. Если радиус круга принять за радиус атома r_a , то вероятность того, что частица пролетит на расстоянии от центра круга в интервале от r_{max}

до r , что соответствует передаче кинетической энергии от 0 до E , определяется из соотношения площадей как $|r^2 - r_{max}^2|/r_a^2$. Поскольку в дальнейшем это выражение умножается на интегральное распределение электронов встряски $F_n(E)$, r_{max}^2 исключается из дальнейшего рассмотрения, так как $F(0) = 0$ (см. формулу (8)). В этом случае произведение квадрата возмущения на вероятность его появления будет определяться как

$$\frac{r^2}{r_a^2} F_n(E) \left(\frac{e^2}{r}\right)^2 = F_n(E) \left(\frac{e^2}{r_a}\right)^2.$$

Если частица имеет заряд Z , то для передачи энергии возмущения встряхиваемому электрону в диапазоне от e^2/r до e^2/r_{max} , как и для частицы с зарядом $Z = 1$, она должна пролететь от него на расстоянии от Zr до Zr_{max} . Частота появления частиц, удовлетворяющих этому условию, определяется отношением площади кольца вокруг встряхиваемого электрона, ограниченного радиусами Zr и Zr_{max} , к площади, занимаемой одним атомом, и составляет

$$\frac{|(Zr)^2 - (Zr_{max})^2|}{r_a^2}.$$

А поскольку, как и ранее, $F_n(0) = 0$ при r_{max} , произведение квадрата возмущения на частоту его появления с учетом $F_n(r)$ выражается как

$$\left(\frac{Zr}{r_a}\right)^2 F_n(E) \left(\frac{e^2}{r}\right)^2 = F_n(E) \left(\frac{Z e^2}{r_a}\right)^2.$$

Таким образом, в расчете на одну заряженную частицу, падающую на один атом, находящийся на поверхности, вероятность возмущения стряхиваемого электрона определяется произведением частоты появления частицы в нужном диапазоне энергии на квадрат энергии возмущения, а формула (7) принимает вид

$$W_f = \left(\frac{Z e^2}{r_a}\right)^2 \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right| b F_n(E). \quad (9)$$

Из формулы (9) следует, что вероятность эффекта встряски не зависит от расстояния наибольшего сближения r , а зависит от заряда частицы Z и радиуса атома r_a .

Во второй стадии процесса, не зависящей от первой, определяется вероятность вынужденного перехода системы из начального, нейтрального, состояния в конечное, ионизированное, с вакансией на оболочке, откуда вылетел электрон. Если переход не состоялся, то заряженная частица, улетая, оставляет систему в первоначальном состоянии.

Ионизация атомов обратно пропорциональна скорости движения заряженных частиц. Это следует из наших работ по исследованию вероятности выхода электронов околонулевой энергии при радиоактивном распаде и при облучении мишени β -частицами [10, 11], при бомбардировке α -частицами на циклотроне [12]. Для случая тяжелых ионов экспериментальные данные обобщены в работе [13]. Такая зависимость наблюдалась нами для β -частиц вплоть до средней скорости $v_\beta = 2.7 \cdot 10^{10}$ см·с⁻¹, а наименьшее значение вероятности должно наблюдаться при скорости света c . Ход кривой зависимости $W(\nu_p)$ показывает, что вероятность мало изменяется при приближении скорости заряда к скорости света c . Поэтому нужно считать, что минимальное значение W появляется при $\nu_p = c$. Тогда формулу (9) для вероятности стряхивания электронов в непрерывный спектр в интервале энергии от 0 до E в расчете на одну заряженную частицу, проходящую через атом, можно переписать в виде

$$W_f = \frac{c}{\nu_p} \left(\frac{Ze^2}{r_a} \right)^2 \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|^2 bF_n(E). \quad (10)$$

Основной целью работы является получение распределения низкоэнергетических электронов ионизации, возникающих при бомбардировке α -частицами ²³⁸Pu мишени из меди, и сравнение его с энергетическим распределением, следующим из формулы эффекта встряски (8). Это позволяет оценить возможность применения этой модели для описания явления ионизации. Работа является продолжением наших исследований [14, 15] в этом направлении.

3. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование энергетического спектра электронов ионизации, который возникает после прохождения α -частицы через вещество, проводилось методом (αe)-совпадений при подаче тормозящего напряжения U (задерживающего потенциала) в канале регистрации электронов. Измерялась зависимость скорости счета временных совпадений N от величины напряжения на сетке, тормозящей электроны.

Измерения энергетического спектра электронов проводились в двух геометриях, представленных на рис. 1. В эксперименте на пропускание (рис. 1а) источник α -частиц S размещался вблизи мишени M . При этом α -частицы проходят через мишень и регистрируются детектором МКП₁, который представляет собой сборку из двух микроканальных пластин в

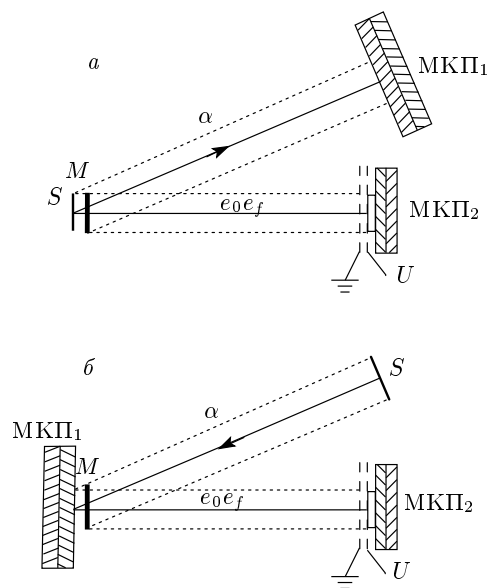


Рис. 1. Схема эксперимента в геометрии на пропускание (а) и на отражение (б). S — источник ²³⁸Pu, M — мишень, МКП₁ — детектор α -частиц, МКП₂ — детектор электронов. Внешняя сетка заземлена, а на внутреннюю сетку подается задерживающий потенциал U

виде шеврона. Электроны, испускаемые из мишени при ее бомбардировке α -частицами, регистрируются детектором МКП₂.

В эксперименте на отражение (рис. 1б) непосредственно за мишенью располагался детектор α -частиц МКП₁, а сам источник S переносился на место, где раньше находился детектор МКП₁. Отметим, что в экспериментах на пропускание и на отражение исследуемые электроны вылетают с одной и той же поверхности мишени.

Источником α -частиц служил ²³⁸Pu из набора ОСАИ (образцовые спектрометрические α -источники), энергия α -частиц 5.5 МэВ. В качестве мишени использовалась лавсановая пленка толщиной 180 мкг/см², на которую был напылен прозрачный слой меди. На передней поверхности детектора электронов МКП₂ были укреплены две сетки. На внутреннюю сетку подавался задерживающий потенциал U , который изменялся в процессе измерений, а внешняя сетка использовалась для сохранения неизменным эффективного телесного угла регистрации электронов при изменении задерживающего потенциала и была всегда заземлена. Вся система находилась в вакуумной камере.

На рис. 2 представлены фрагменты спектров одной из серий измерений в геометрии на пропускание

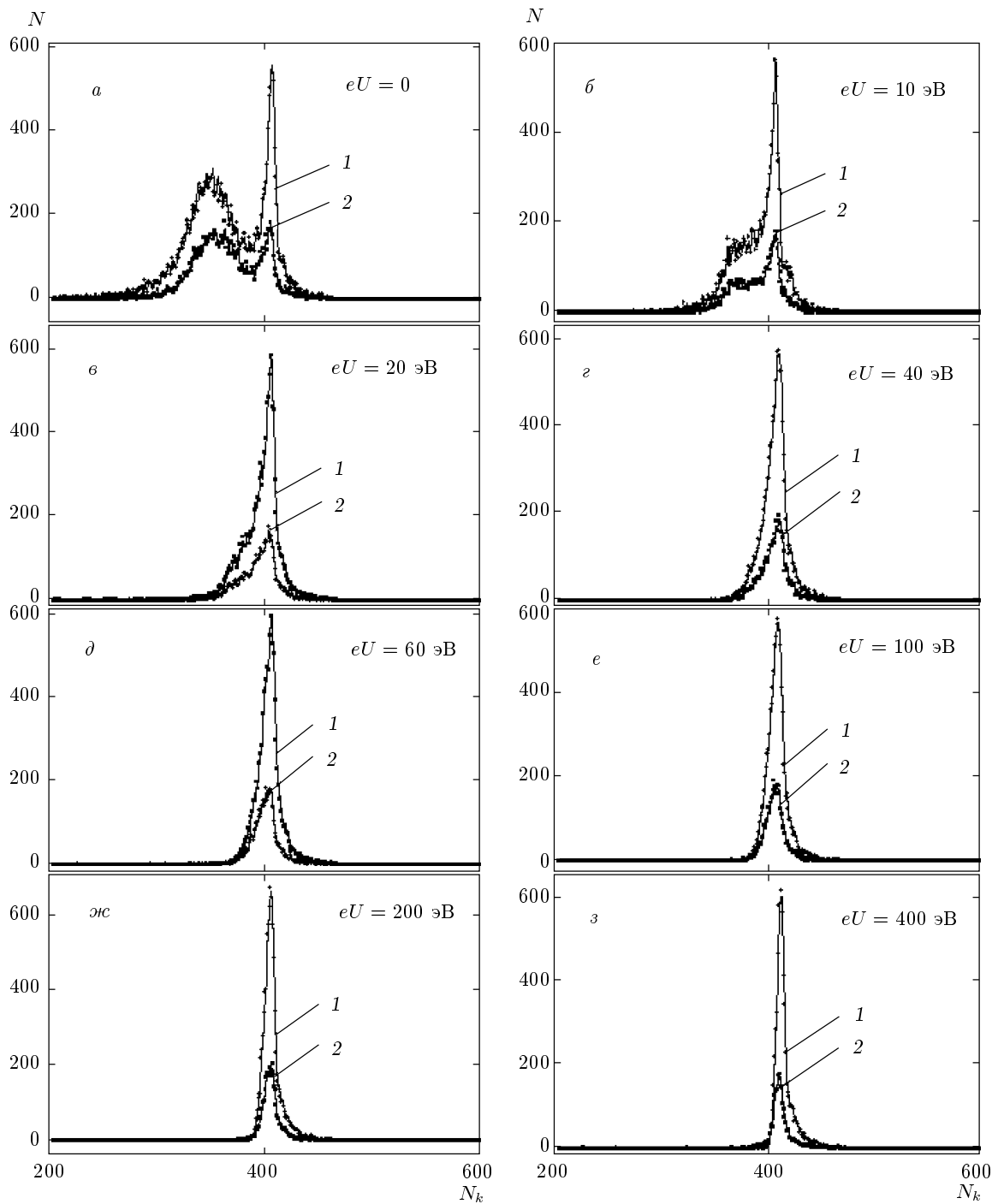


Рис. 2. Участки временных спектров (αe) -совпадений при разных значениях задерживающего потенциала U , измеренные в геометрии на пропускание (1) и отражение (2); N_k — номер канала анализатора

ние и отражение при различных значениях задерживающего потенциала U . Так, например, на рис. 2а представлены спектры временных (αe) -совпадений на пропускание и отражение при $U = 0$. В каждом из них мы наблюдаем два пика: слева — от элект-

тронов околонулевой энергии e_0 , справа — от быстрых электронов e_f . Первый из них появляется в результате взаимодействия электронов поверхности с неподвижным зарядом, который внезапно возникает вблизи поверхности при прохождении α -частицы

через нее (эффект встряски e_0 -электронов с поверхности) [16]. Поскольку возникновение заряда в приповерхностном слое в экспериментах на пропускание и отражение не зависит от направления движения α -частицы, пик электронов околонулевой энергии e_0 в обоих спектрах имеет примерно одинаковую интенсивность. Максимум его энергетического распределения находится приблизительно при 1 эВ, полуширина составляет несколько электрон-вольт, а его интенсивность уменьшается так быстро, что при энергии 20 эВ ею можно пренебречь. Угловое распределение e_0 -электронов вытянуто резко вперед относительно движения α -частицы при пропускании и назад при отражении. Описание выхода e_0 -электронов, возникающих при радиоактивном распаде (как эффекта встряски) детально рассмотрено в работах [16–18]. В частности, распределение e_0 -электронов по энергии хорошо описывается формулами (5) и (8).

Появление второго пика связано с быстрыми электронами, которые мы обозначаем как e_f . При прохождении α -частицы через мишень она взаимодействует со связанными электронами атомов, находящихся на поверхности, что приводит к стряхиванию в непрерывный спектр быстрых электронов, угловое распределение которых направлено вперед, в сторону движения α -частицы [17]. В направлении, противоположном движению α -частицы, стряхиваемых электронов нет, и при встряске может происходить только возбуждение атомов. Однако в обоих случаях в оболочке атома образуются вакансии, при заполнении которых происходит вылет оже-электронов, которые также являются быстрыми, но при этом направление их вылета не зависит от направления движения α -частицы, т.е. их распределение изотропно. Эти результаты были получены нами при изучении углового распределения электронов, которые испускаются с поверхности мишени при бомбардировке ее α -частицами [17].

Таким образом, пики быстрых электронов e_f в экспериментах на пропускание и отражение существенно отличаются один от другого по своей природе. В эксперименте на пропускание появление пика быстрых электронов e_f связано с электронами e_f^i , которые возникают при ионизации атомов, находящихся на поверхности, и с электронами Оже e_f^O , так что $e_f = e_f^i + e_f^O$, а в экспериментах на отражение — лишь с электронами Оже, т.е. $e_f = e_f^O$. Чтобы определить интенсивность пика электронов ионизации e_f^i , нужно из интенсивности пика быстрых электронов в спектре на пропускание отнять его интенсив-

ность в спектре на отражение.

На рис. 2б–з представлены спектры временных (αe)-совпадений, измеренные для других значений задерживающего потенциала. Из рисунков видно, что при подаче задерживающего потенциала пик нулевой энергии быстро исчезает, а интенсивность пика быстрых электронов плавно уменьшается с увеличением задерживающего потенциала. Для определения интенсивности пика e_f^i -электронов в этих случаях проводим вычисления, аналогичные описанным для рис. 2а, т.е. из интенсивности пика в спектре на пропускание вычитаем интенсивность пика в спектре на отражение. В работе было проведено две серии измерений для 25 точек в интервале энергии от 0 до 400 эВ. Время измерения каждой точки составляло 2 ч.

4. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 3 показаны зависимости скорости счета совпадений α -частиц с электронами от энергии, которые определяются величиной задерживающего потенциала U на второй сетке, полученные в экспериментах на пропускание и отражение. Экспериментальные точки для удобства наблюдения соединены линиями. Между этими кривыми нанесены точки, представляющие разность скорости счета в экспериментах на пропускание и отражение, они тоже соединены линиями (кривая N_c). Кривая N_c представляет собой зависимость скорости счета (αe)-совпадений только для быстрых электронов e_f^i , образующихся при ионизации атома и зарегистрированных детектором МКП₂ при различных значениях задерживающего потенциала U . Из нее можно получить кривую $N_f(E)$ — зависимость от энергии интегрального спектра электронов ионизации, стряхиваемых в непрерывный спектр, и сравнить ее с теоретическим распределением электронов, следующим из эффекта встряски:

$$N_f(E) = N_c(eU = 0) - N_c(eU = E) = \bar{A}_n F_n(E).$$

Коэффициент \bar{A}_n в этой формуле определялся как среднее значение из подгонки теоретической кривой к экспериментальной методом наименьших квадратов для всех точек от 5 эВ до 400 эВ. Индекс n используется для обозначения различия энергии связи подоболочек, откуда стряхиваются электроны.

Интегральный спектр электронов $N_f(E)$, стряхиваемых в непрерывный спектр, представлен на рис. 4, где он сравнивается с теоретическим рас-

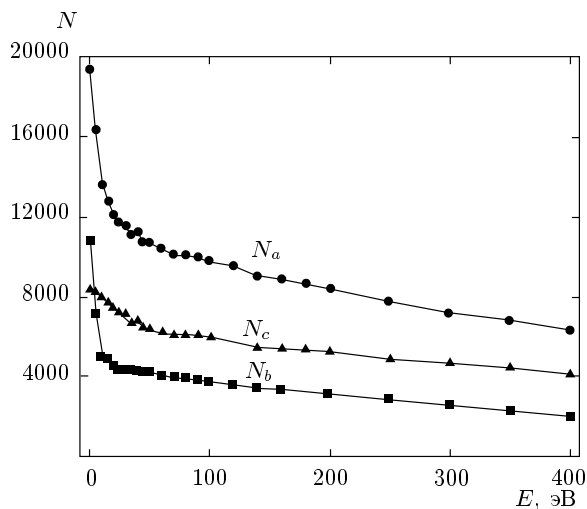


Рис. 3. Скорость счета (αe) -совпадений в зависимости от $E = eU$ при разных геометриях эксперимента: N_a — на пропускание, N_b — на отражение. N_c — скорости счета (αe) -совпадений только для быстрых электронов e_f^+ , образующихся при ионизации атома

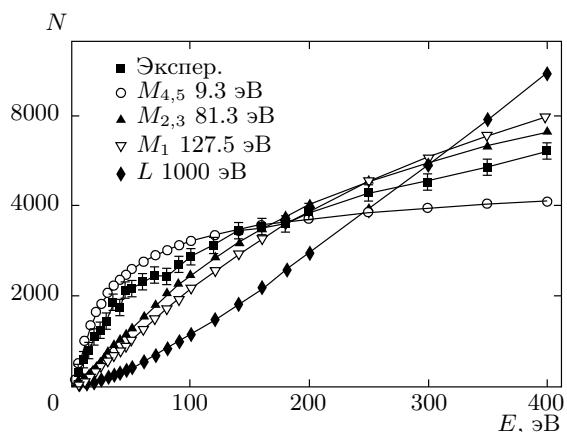


Рис. 4. Подгонка по методу наименьших квадратов расчетных распределений электронов к экспериментальному интегральному распределению для различных подоболочек атома

предделением для различных подоболочек атома. Рассматривались состояния $M_{4,5}$ -, $M_{2,3}$ -, M_1 - и L -подоболочек атома, значениям E_n и \bar{A}_n которых приписывались индексы соответственно $n = 1, 2, 3, 4$. В расчетах к энергии связи на этих подоболочках была прибавлена работа выхода, составляющая для меди (ионизационный потенциал) 7.69 эВ. Из-за близости энергий связи между собой для L -подоболочек принято одно значение 1000 эВ. Значения E_n для этих состояний приведены на рис. 4, где показаны подгонки методом наименьших квадратов расчет-

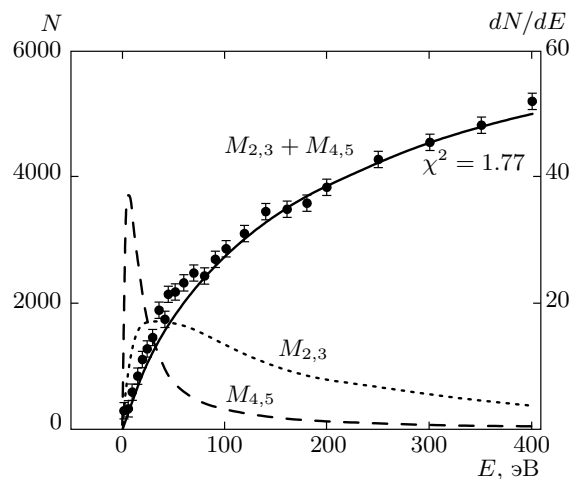


Рис. 5. Сравнение экспериментальных данных $N_f(E)$ (точки) с распределением, рассчитанным для электронов, стряхиваемых только с $M_{2,3}$ - и $M_{4,5}$ -подоболочек. Приведено также расчетное дифференциальное распределение этих электронов по энергии (пунктирная и штриховая линии)

ных значений к экспериментальным для электронов различных подоболочек атома. Точками разной конфигурации отмечены расчетные значения $\bar{A}_n F_n(E)$, полученные для энергии измеренных точек, а также экспериментальные значения $N_f(E)$. Видно, что расчетные кривые для M_1 - и $M_{2,3}$ -подоболочек мало различаются между собой и так же, как и кривая для $M_{4,5}$ -подоболочек, близко расположены к экспериментальной кривой. Но для L -электронов нет согласия с экспериментом и они могут быть опущены при дальнейшем рассмотрении. Для упрощения дальнейшего рассмотрения также принимается, что распределение для электронов, стряхиваемых из M_1 -подоболочки приблизительно такое же, как и для стряхиваемых с $M_{2,3}$ -подоболочек, и обобщается с ними. Далее экспериментальная кривая распределения электронов $N_f(E)$ сравнивалась с распределением электронов, стряхиваемых только с $M_{2,3}$ - и $M_{4,5}$ -подоболочек. Это сравнение представлено на рис. 5, где

$$N_f(E) = 0.6\bar{A}_2 F_2(E) + 0.4\bar{A}_1 F_1(E).$$

Коэффициенты 0.6 и 0.4 были получены в результате подгонки. Из рисунка видно, что наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение полученного экспериментального распределения электронов с расчетным показало хорошее согласие, что может служить подтверждением правильности описания ионизации атома пролетающей заряженной частицей как квантово-механического перехода системы под действием внезапного возмущения из начального нейтрального состояния в конечное возбужденное состояние с вылетом электрона в непрерывный спектр и образованием вакансии в атоме на месте его вылета. Таким образом, ионизация атома представляется как одно из проявлений эффекта встряски.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Н. Мухин, *Экспериментальная ядерная физика* 1, Атомиздат, Москва (1974), с. 280.
2. D. Hasselkamp, *Springer Tracts Mod. Phys.* **123**, 1 (1992).
3. E. L. Feinberg, *J. Phys. USSR* **4**, 424 (1941).
4. A. Migdal, *J. Phys. USSR* **4**, 449 (1941).
5. F. T. Porter, M. S. Freedman, and F. Wagner, *Phys. Rev. C* **3**, 2246 (1971).
6. В. И. Матвеев, Э. С. Парилис, *УФН* **138**, 573 (1982).
7. А. М. Дыхне, Г. Л. Юдин, *УФН* **121**, 157 (1977).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1974), с. 179.
9. Ф. С. Давыдов, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1973).
10. В. Т. Купряшкін, Л. П. Сидоренко, О. І. Феоктістов, И. П. Шаповалова, *УФЖ* **51**, 127 (2006).
11. В. Т. Купряшкин, Л. П. Сидоренко, А. И. Феоктистов, И. П. Шаповалов, *Изв. РАН, сер. физ.* **63**, 153 (1999).
12. А. О. Вальчук, В. Т. Купряшкін, Л. П. Сидоренко и др., *УФЖ* **53**, 853 (2008).
13. В. П. Ковалев, *Вторичные электроны*, Энергоатомиздат, Москва (1987), с. 113.
14. О. І. Феоктістов, *УФЖ* **55**, 165 (2010).
15. Л. П. Сидоренко, В. Т. Купряшкін, О. І. Феоктістов, Є. П. Ровенських, *УФЖ* **55**, 757 (2010).
16. В. Т. Купряшкин, Л. П. Сидоренко, А. И. Феоктистов, И. П. Шаповалов, *Изв. РАН, сер. физ.* **67**, 1446 (2003).
17. В. Т. Купряшкин, Л. П. Сидоренко, А. И. Феоктистов, И. П. Шаповалов, *Изв. РАН, сер. физ.* **68**, 1208 (2004).
18. О. І. Феоктістов, *УФЖ* **53**, 1043 (2008).