

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В МОДЕЛИ МИГДАЛА ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

© 2023 г. Л. И. Меньшиков^{1)*}, П. Л. Меньшиков^{1)**}, М. П. Файфман^{1)***}

Поступила в редакцию 16.08.2022 г.; после доработки 16.08.2022 г.; принята к публикации 26.08.2022 г.

Рассмотрен процесс ионизации по модели Мигдала, происходящий при упругом рассеянии тяжелой нейтральной частицы, в том числе WIMP, на атоме благородного газа в случае малых энергий его отдачи. Проведена оценка среднего числа первичных и вторичных электронов, испущенных в отдельном акте такой ионизации, а также получены распределения по энергиям первичных электронов. Расчеты выполнены для атомов различных благородных газов с учетом экспериментальных данных по их ионизации фотонами.

DOI: 10.31857/S004400272301035X, EDN: RFMBSE

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов столкновений слабозаимодействующих частиц с ядрами и электронами атомов благородных газов составляет одну из приоритетных задач в общей картине научных исследований по поиску гипотетических частиц темной материи. Этот интерес обусловлен необходимостью существенного повышения эффективности регистрации событий, протекающих при движении частицы темной материи в детектирующей среде.

Одним из таких событий рассматривается образование свободных электронов, возникающих при отдаче ядра атома вещества детектора в результате его взаимодействия с частицей темной материи. Именно это явление предлагается использовать в детекторах на сжиженных благородных газах [1, 2] в качестве перспективного рабочего вещества.

Процессы образования таких электронов могут иметь различную природу и объясняться механизмами линхардовской (МЛ) [3], паулиевской (ПИ) [4, 5], а также мигдаловской (МИ) [6–8] ионизации атомов отдачи. Вероятность осуществления процесса ионизации по тому или иному механизму, как отмечено в работе [5], зависит от величины энергии отдачи E_R этого атома.

Так, действие механизма Линхарда преобладает в области высоких энергий отдачи $E_R \gtrsim E_{\max}$ (~ 4 МэВ, например, для аргона) и по своей сути не

отличается от ударной ионизации атомов бесструктурными зарядами (электрон, протон, α -частица, ...).

При малых энергиях атома отдачи $E_R \lesssim E_{\min}$ (~ 1 кэВ для аргона) эффективен механизм МИ: при практически мгновенном ударе налетающей частицы по его ядру электронная оболочка атома “встряхивается” и в результате происходит возбуждение и/или ионизация атома. Оценка вероятности этого процесса приведена в [9], а в нашей работе [8] полученные соотношения на основе экспериментальных данных для сечений ионизации атомов фотонами и электронами позволяют вычислить вероятность осуществления МИ с достаточной степенью надежности.

В области энергий $E_{\min} \lesssim E_R \lesssim E_{\max}$, характерных для имеющихся в литературе моделей, описывающих столкновение атома с частицей темной материи WIMP, основную роль в возбуждении и ионизации как самого атома, так и атомов среды при его торможении играет ПИ. Этот механизм свойственен только многоэлектронным атомам: при столкновении двух таких атомов занятые фермиевскими частицами — электронами, оболочки начинают перекрываться, что, согласно принципу Паули, вызывает их сильную деформацию, ведущую к выбросу значительного числа первичных электронов. В результате столкновения атома отдачи в этой области энергий могут привести к образованию свободных электронов, число которых примерно в 20 раз выше [5], чем появившихся по механизму МИ.

Тем не менее неопределенности, вызванные недостаточностью знаний значений основных величин для анализа данных экспериментов по выяснению природы темной материи, а также

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: mleonid1954@mail.ru

**E-mail: menshikov2005@mail.ru

***E-mail: Fayfman_MP@nrcki.ru

исследование столкновений нейтральных частиц (нейтронов, нейтрино) с атомами благородных газов, требуют детальной оценки роли не только процессов ПИ, но и дальнейшего изучения других механизмов, в частности, МИ.

В настоящей работе на основе подхода, сформулированного в нашей работе [8], проведен расчет среднего числа свободных электронов, возникающих в одном отдельном акте процесса Мигдала, и получены функции распределения электронов по энергиям.

2. ФОРМУЛИРОВКА МЕТОДА

Согласно модели Мигдала при взаимодействии частицы с ядром атома, достаточно коротком по сравнению с временами, характерными для периодов электронов в атомной оболочке, этот атом может ионизоваться с заметной вероятностью [6–9]

$$W_M = \sum_f |Q|^2. \quad (1)$$

Здесь

$$Q = \langle f | T | i \rangle, \quad (2)$$

$|f\rangle$ — конечные состояния электронной оболочки ионизированного атома и покинувших этот атом одного или нескольких электронов, по которым в (1) производится суммирование, $|i\rangle = |0\rangle$ — основное состояние электронной оболочки атома. Трансляционная экспонента T в (2) определена выражением [6–9]

$$T = \exp\left(-\frac{i}{e}\mathbf{k}\mathbf{d}\right), \quad (3)$$

где введены обозначения $\mathbf{k} = m_e \mathbf{V}/\hbar$, $\mathbf{V}$ — скорость атома отдачи, равная $V = \sqrt{2E_R/M}$, e — элементарный заряд, m_e — масса электрона, M — масса атома,

$$\mathbf{d} = -e \sum_{a=1}^Z \mathbf{r}_a \quad (4)$$

— оператор электрического дипольного момента атома с атомным номером Z и радиус-вектором a -го электрона $\mathbf{r}_a$.

Выражения (1)–(4) определяют модель описания процесса МИ атома. В работе [9] матричный элемент (1) был рассчитан в приближении Хартри–Фока. Такой подход требует громоздких численных расчетов и надежность его в применении к рассматриваемой задаче сомнительна по нижеиследующей причине. Наиболее вероятна ионизация электронов с внешней оболочки атомов (как находящихся в наименее связанном энергетическом состоянии). В методе Хартри–Фока используются пробные функции, по которым минимизируется

энергия атома. Основной вклад в эту энергию дают внутренние оболочки атома, а вклад от внешних оболочек сравнительно мал. В результате точность рассчитанных волновых функций электронов на внешних оболочках оказывается невысокой и, что еще хуже, неизвестной.

По этой причине важно воспользоваться более надежным способом нахождения вероятности ионизации атомов отдачи, что и было осуществлено в работе [8], где предложено применить данные измерений сечений фотоионизации атомов благородных газов [10–12], погрешность которых известна и составляет $\sim 20\%$.

Приведем краткое изложение вывода формулы для вероятности ионизации [8] по модели Мигдала в форме, необходимой для расчетов различных характеристик такого процесса, полученных в настоящей работе.

При малых энергиях отдачи (в области которых наиболее эффективен механизм МИ)

$$E_R \ll 30A \text{ (кэВ)}, \quad A — \text{ атомный вес ядра}, \quad (5)$$

и показатель трансляционной экспоненты T в (3) мал, поэтому в разложении T в ряд Тейлора достаточно учесть лишь первое слагаемое, дающее ненулевой вклад в матричный элемент (2). Поскольку в этом приближении возможна только одноэлектронная ионизация атома отдачи [8], то удобно использовать обозначение $|f\rangle = |\mathbf{p}, a\rangle$, где $\mathbf{p}$ — импульс испущенного электрона, который далее будем называть первичным, $a = 1, 2, \dots, n$ — номер атомной оболочки, от которой он оторвался. В результате такого процесса ионизации образуется однократный ион с вакансией на a -ой оболочке.

Пусть E_a — энергия связи электрона на a -ой оболочке. Будем считать, что внешняя оболочка имеет номер $a = 1$, тогда $E_1 \equiv I$, где I — потенциал ионизации атома, а K -оболочке будет соответствовать $a = n$.

Если вакансия образуется на внешней оболочке, то состояние иона является стационарным, устойчивым. Если же на внутренней, что соответствует $a = 2, \dots, n$, то это состояние является квазистационарным и распадается в результате радиационных переходов и оже-процессов. Типичные времена этих процессов [13, 14] составляют величины $\tau_{\text{rad}} \sim 10^{-8}$ с и $\tau_{\text{Auger}} \sim 10^{-14}$ с соответственно, что значительно больше характерных периодов обращения электронов на внутренних оболочках $\lesssim 10^{-17}$ с. Следовательно, с достаточной точностью все состояния $|\mathbf{p}, a\rangle$ можно считать стационарными.

Именно переход $|0\rangle \rightarrow |\mathbf{p}, a\rangle$, для определенности, и будем называть процессом МИ, осуществляющимся на атомной оболочке “ a ”. Его полная вероятность W_M при энергиях отдачи (5) составляет

величину [8]

$$W_M = \sum_f |Q|^2 \approx \frac{k^2}{3e^2} \sum_{a=1}^n \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} d_{ap}^2, \quad (6)$$

где

$$d_{ap}^2 = \int \frac{d\Omega_{\mathbf{p}}}{4\pi} |\langle \mathbf{p}, a | \mathbf{d} | 0 \rangle|^2 \quad (7)$$

— квадрат матричного элемента дипольного момента, усредненный по направлениям вылета электрона.

Воспользуемся известным выражением для величины сечения фотоионизации в нерелятивистском приближении (см., например, [13]):

$$\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma) = \frac{4\pi^2\varepsilon_\gamma}{3\hbar c} \sum_{a=1}^n \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \times \quad (8)$$

$$\times \delta(\varepsilon_\gamma - E_a - \varepsilon_e) d_{ap}^2 = \frac{2\varepsilon_\gamma m_e}{3c\hbar^4} \sum_{a=1}^n p_a d_{ap}^2,$$

где обозначено:

$$p_a = \sqrt{2m_e(\varepsilon_\gamma - E_a)}, \quad (9)$$

$\varepsilon_e = p^2/(2m_e)$ — энергия электрона,
 ε_γ — энергия фотона.

Переписывая (6) в виде

$$W_M = \frac{k^2}{3e^2} \int_I d\varepsilon_\gamma \sum_{a=1}^n \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \times \quad (10)$$

$$\times \delta(\varepsilon_\gamma - E_a - \varepsilon_e) d_{ap}^2,$$

из (8) и (10), получаем

$$W_M = \frac{k^2}{4\pi^2\alpha} \int_I \frac{d\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma} \sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma) = \quad (11)$$

$$= \frac{m_e^2 E_R}{2\pi^2 M \hbar^2 \alpha} \int_I \frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} d\varepsilon_\gamma,$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры и I — потенциал ионизации атома.

Ценность формулы (11) состоит в том, что при ее использовании удастся избежать прямого вычисления величин (7) d_{ap}^2 и вместо этого воспользоваться известными опытными данными для сечений фотоионизации атомов благородных газов [10–12].

Здесь необходимо добавить следующее замечание. В квантовой механике нельзя с определенностью сказать, что оже-процессы происходят после вылета из атома первичного электрона. В

опытах [10–12] измерение сечения фотоионизации атомов благородных газов производилось по поглощению излучения с использованием закона Бугера–Ламберта–Бера. За характерное для оже-процессов время $\sim 10^{-14}$ с фотон, производящий вакансию в процессе фотоионизации, проходит расстояние ~ 3 мкм. Он имеет, как правило, энергию $\gtrsim 100$ эВ, что соответствует длине волны $\lesssim 0.01$ мкм. При взаимодействии с атомом фотон локализуется в области с размером порядка длины волны. Отсюда видно, что с достаточной строгостью можно утверждать, что оже-процессы происходят значительно позже выбивания первичного электрона из внутренней оболочки атома. Добавим к этому, что при оже-процессах полная энергия электронов не меняется. По этим причинам оже-процессы не влияют на измеряемую величину поглощения. Следовательно, в опытах [10–12] измерялось сечение фотообразования первичного электрона, то есть именно то сечение, которое использовалось для установления связи (11) с вероятностью ионизации по модели Мигдала.

3. РАЗВИТИЕ МЕТОДА И РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Количество свободных электронов по модели Мигдала

Рассмотрим функцию $f(\varepsilon_\gamma)$ от параметра ε_γ :

$$f(\varepsilon_\gamma) = \frac{\frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma}}{\int_I \frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} d\varepsilon_\gamma}, \quad \int_I f(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma = 1, \quad (12)$$

определенную подынтегральным выражением (11). Пример такой функции $f(\varepsilon_\gamma)$ в случае ксенона приведен на рис. 1.

В процессе Мигдала с наибольшей вероятностью первичный электрон стряхивается с внешней оболочки [8, 9]. Ей на рис. 1 соответствует основной максимум — “горб”, расположенный в области энергий фотона $\varepsilon_\gamma \lesssim 60$ эВ. “Горб”, расположенный при энергиях фотона ~ 100 эВ, соответствует выбиванию электрона из подоболочек N_4 и N_5 атома ксенона и образованию вакансии на этих подоболочках (см. символичные обозначения электронных подоболочек в монографии [15]).

Уместно также добавить следующее пояснение относительно формы “горбов” представленной на рис. 1 измеренной зависимости $f(\varepsilon_\gamma)$. В сложных атомах уровни энергии электронов, вследствие спин-орбитального взаимодействия и снятия кулоновского вырождения, группируются в отдельные сгустки, структуру которых невозможно различить при имеющих место в опытах [10–12] значениях $\delta\varepsilon_\gamma$ — разброса фотонов по энергиям ε_γ . Если бы

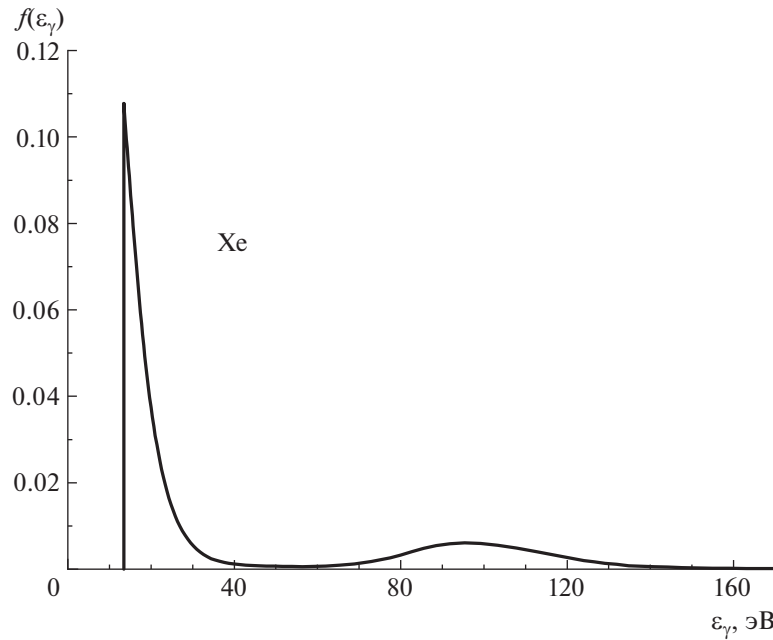


Рис. 1. График функции $f(\varepsilon_\gamma)$ для ксенона, полученный на основе экспериментальных данных по фотоионизации согласно определению (12).

энергии подболочек были отделены друг от друга на величину, превышающую разброс $\delta\varepsilon_\gamma$, то измеренная зависимость $f(\varepsilon_\gamma)$, носила бы пороговый характер и качественно выглядела как на рис. 2.

В удобной для практических расчетов единицах и достаточной для оценок точностью формулу (11) представим в виде

$$W_M = 0.0047 \frac{E_R(\text{кэВ})}{A} B. \quad (13)$$

Выражение (13) применимо при энергиях отдачи из интервала (5). Его погрешность составляет ~20% [8] и определяется погрешностью данных для сечений фотоионизации, которые содержатся в параметре B . Значения констант B для атомов различных благородных газов определены в работе [8] и приведены в табл. 1.

В табл. 1 также представлены необходимые для анализа работы детекторов частиц значения среднего числа свободных электронов N_e , возникающих при каждом акте процесса Мигдала. Эти рассчитанные в настоящей работе величины для различного типа атомов определены следующей суммой:

$$N_e \approx 1 + N_S^{(1)} + N_{\text{Auger}} + N_S^{(2)}. \quad (14)$$

Здесь единица соответствует первичному электрону, образовавшемуся в результате стряхивания с атомной оболочки, $N_S^{(1)}$ — число вторичных

электронов, испущенных при торможении этого первичного электрона в веществе, N_{Auger} и $N_S^{(2)}$ — числа, соответственно, вылетающих из атома оже-электронов и вторичных электронов, созданных этими тормозящимися в веществе оже-электронами. Ниже приводятся детали их расчета.

$N_S^{(1)} = \bar{\varepsilon}_e / \omega$, где ω — средняя энергия, необходимая для образования одной пары: атом, лишенный одного электрона, и сам этот электрон. Экспериментальные значения ω , взятые из [16–19] для разных веществ, приведены в табл. 2. Из этой таблицы видно, что для благородных газов, как и для всех веществ, характерна типичная величина $\omega \approx 30$ эВ. Величина $\bar{\varepsilon}_e$ — средняя энергия первичного электрона, которая рассчитана в настоящей работе (табл. 1) с использованием функции распределения $g(\varepsilon_e)$:

$$\bar{\varepsilon}_e = \int_0^\infty \varepsilon_e g(\varepsilon_e) d\varepsilon_e, \quad (15)$$

нормированной на 1:

$$\int_0^\infty g(\varepsilon_e) d\varepsilon_e = 1. \quad (16)$$

Величина $g(\varepsilon_e) d\varepsilon_e$ определяет вероятность вылету из атома первичному электрону иметь энергию ε_e в интервале $(\varepsilon_e, \varepsilon_e + d\varepsilon_e)$.

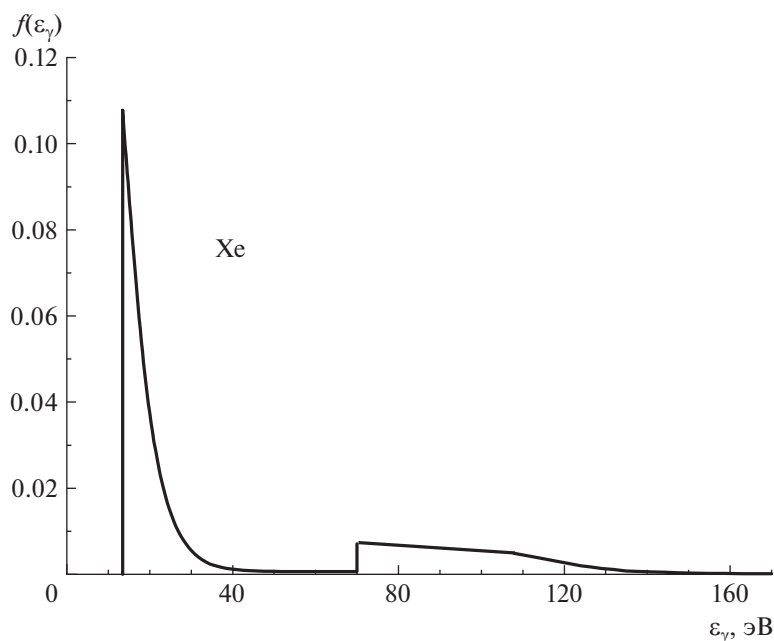


Рис. 2. Качественный вид графика функции (12) $f(\varepsilon_\gamma)$ при фотоионизации с малыми значениями разброса фотонов по энергиям ε_γ по сравнению с энергиями, отделяющими электронные подоболочки атома друг от друга.

Таблица 1. Значения параметра B и ионизационные характеристики для различных типов атомов благородных газов

Атом	He	Ne	Ar	Kr	Xe
Заряд ядра, Z	2	10	18	36	54
Атомный вес, A (а.м.у.)	4.0	20.2	40.0	83.8	131.3
Параметр B , определенный из опытов по фотоионизации [10–12]	3.9	13	29	36	38
Средняя энергия первичного электрона, $\bar{\varepsilon}_e$ (эВ)	20	50	26	52	46
Число свободных электронов N_e , возникающих при отдельном акте процесса Мигдала (см. (14))	1.6	2.7	2.6	3	4

Таблица 2. Средняя энергия ω (эВ) [16, 19] для атомов различных веществ, затрачиваемая первичным электроном на образование одной пары (ион + электрон)

Вещество	Воздух	H ₂	He	N ₂	O ₂	Ne	Ar	Kr	Xe
Энергия ионизации, I (эВ)	—	15.4	24.6	15.5	12.2	21.6	15.8	14.0	12.1
Средняя энергия, ω (эВ)	35.0	38.0	32.5	35.8	32.2	36.0	27.0	24.0	22.0

3.2. Распределение первичных электронов по энергиям

Функция (12) задает распределение вероятностей процесса Мигдала по энергиям ε_γ , которые в нашем подходе играют вспомогательную роль и связаны согласно соотношениям (9)–(11) с интересующей нас энергией первичного электрона,

испущенного с оболочки под номером a , формулой

$$\varepsilon_e = \varepsilon_\gamma - E_a. \quad (17)$$

Величины E_a и n для подоболочек атомов имеют, например, в справочнике [15]. Для ксенона $n = 16$. Однако не все они видны на графике функции $f(\varepsilon_\gamma)$ (см. рис. 1), полученном нами на основе данных [10–12], согласно которым $n = 7$.

По этой причине при расчете функции распределения электронов $g(\varepsilon_e)$ мы руководствовались данными экспериментов. В качестве энергий связи внутренних оболочек E_a для каждого атома естественно выбрать каждую последующую точку на оси ε_γ , в которой начинается рост функции $f(\varepsilon_\gamma)$. Например, для ксенона (рис. 1) $E_2 = 56.3$ эВ, а согласно [15] в этом районе расположены подоболочки N_4 и N_5 с $E_2 \sim 68$ эВ. Далее, разобьем ось энергий фотона ε_γ на рис. 1 на $n + 1$ отрезков таким образом, чтобы, как показано на рис. 3, отрезку с номером a соответствовали энергии $E_a < \varepsilon_\gamma < E_{a+1}$, причем $E_{n+1} = +\infty$. Формулу (10), которая преобразуется в сумму интегралов по этим отрезкам, перепишем в виде

$$W_M = \frac{k^2}{3e^2} \sum_{a=1}^n \sum_{\substack{b=1 \\ b \geq a}}^n J_{ab}, \quad (18)$$

где

$$J_{ab} = \int_{E_b}^{E_{b+1}} d\varepsilon_\gamma \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \times \quad (19)$$

$$\times \delta(\varepsilon_\gamma - E_a - \varepsilon_e) d_{ap}^2 = \frac{m_e}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_b}^{E_{b+1}} d\varepsilon_\gamma p_a d_{ap}^2.$$

Из рис. 1 видно, что для ксенона, вследствие быстрого спада величины $\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)/\varepsilon_\gamma$ с ростом энергии фотона, $J_{12} \ll J_{22}$. Аналогичное свойство $J_{ab} \ll J_{bb}$ при $b \neq a$ выполняется для всех оболочек всех атомов. По этой причине далее пренебрегаем слагаемыми J_{ab} с $b \neq a$, что дает:

$$W_M = \frac{k^2}{3e^2} \sum_{a=1}^n J_{aa} = \quad (20)$$

$$= \frac{m_e k^2}{6\pi^2\hbar^3 e^2} \sum_{a=1}^n \int_{E_a}^{E_{a+1}} d\varepsilon_\gamma p_a d_{ap}^2.$$

Из выражений (17) и (9) следует, что на a -ом отрезке

$$d\varepsilon_\gamma = d\varepsilon_e, \quad p_a = \sqrt{2m_e \varepsilon_e} \equiv p.$$

Кроме того, на этом отрезке, по его определению, в сечении фотоионизации преобладает вклад от a -й орбитали, поэтому, согласно (8), здесь

$$p_a d_{ap}^2 \approx \frac{3c\hbar^4}{2m_e} \frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma}. \quad (21)$$

Тогда соотношение (20) с учетом определения (12) примет вид

$$W_M \approx \frac{k^2}{4\pi^2\alpha} \times \quad (22)$$

$$\times \sum_{a=1}^n \int_0^{E_{a+1}-E_a} f(\varepsilon_e + E_a) d\varepsilon_e \int_I^\infty \frac{\sigma_{ph}(\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} d\varepsilon_\gamma.$$

Из сравнения соотношения (22) с формулой (11) следует, что

$$\sum_{a=1}^n \int_0^{E_{a+1}-E_a} d\varepsilon_e f(\varepsilon_e + E_a) = \quad (23)$$

$$= \int_0^\infty d\varepsilon_e \sum_{a=1}^n s_a(\varepsilon_e) \approx 1,$$

где введено обозначение

$$s_a(\varepsilon_e) = f(\varepsilon_e + E_a) \theta(E_{a+1} - E_a - \varepsilon_e). \quad (24)$$

Тогда функция

$$g(\varepsilon_e) = \sum_{a=1}^n s_a(\varepsilon_e), \quad (25)$$

удовлетворяющая условию (16), т.е. нормированная на единицу согласно (23), и будет искомым распределением по энергиям первичных электронов, испущенных атомами.

Из изложенного ясно, что для построения функции $g(\varepsilon_e)$ следует ось ε_γ на рис. 1 разбить на $n + 1$ отрезков, как показано на рис. 3. После этого каждый отрезок на оси энергии, скажем, отрезок $E_a < \varepsilon_\gamma < E_{a+1}$, следует перенести как целое влево так, чтобы его левый конец совпал с левой точкой E_1 первого отрезка. При этом значения функции f , которые она принимала на отрезке $E_a < \varepsilon_\gamma < E_{a+1}$, прибавляются к соответствующим значениям на первом отрезке.

На рис. 4 представлены распределения $g(\varepsilon_e)$ для различных благородных газов. Кроме того, на рис. 5 представлены вероятности $p(\varepsilon_e)$ для первичного электрона иметь энергию выше заданного значения ε_e :

$$p(\varepsilon_e) = \int_{\varepsilon_e}^\infty g(\varepsilon_e) d\varepsilon_e. \quad (26)$$

Такие графики позволяют непосредственно находить долю первичных электронов, испускаемых в конкретном интервале энергий. Отдельно, для сравнения, на рис. 6 приведены зависимости $p(\varepsilon_e)$ для областей малых и больших энергий электрона ε_e .

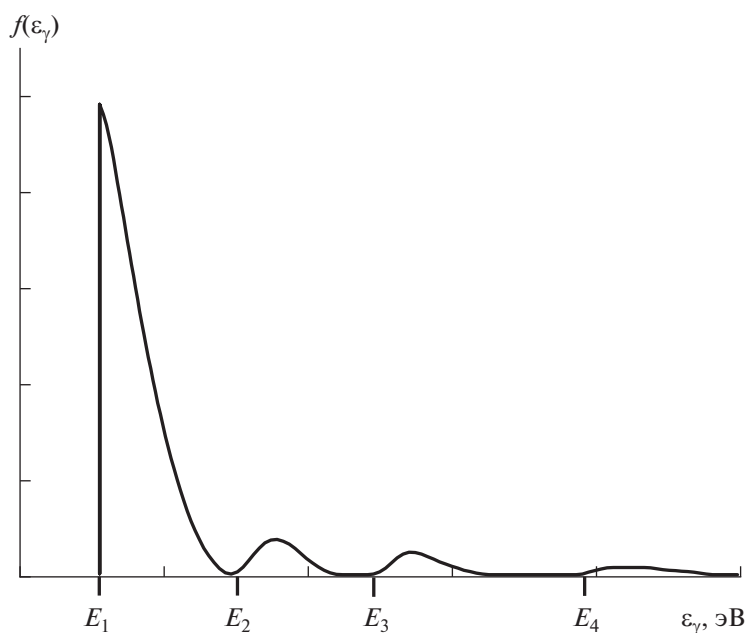


Рис. 3. Пояснение формулы (25) (см. в тексте).

3.3. Среднее число свободных электронов с учетом испущенных при заполнении вакансий на внутренних оболочках атомов отдачи

Схему расчета полного числа испущенных электронов в каждом отдельном акте МИ проследим на примере атома ксенона, учитывая образование вакансий на его внутренних оболочках при испускании первичного электрона.

Как отмечено в разд. 3.2, образованию вакансии на подоболочках N_4 и N_5 атома ксенона соответствует на рис. 1 “горб” в области энергий ~ 100 эВ. На выбивание электрона из такой оболочки требуется затратить энергию $E \gtrsim E_2 = 68$ эВ [15]. Эти вакансии заполняются электронами с внешней оболочки, на которой их энергия связи E_1 равна примерно потенциалу ионизации атома $E_1 \approx I = 12$ эВ. Избыток энергии, примерно равный $\Delta E = E_2 - E_1 \approx 56$ эВ, по механизму оже передается электрону на внешней оболочке. После вылета первичного электрона атом становится ионом, поэтому энергия связи электрона на внешней оболочке увеличивается до ≈ 21 эВ — значения потенциала ионизации I_{Xe^+} однократного иона ксенона. Поэтому этот электрон покидает ион Xe^+ уже с энергией $\varepsilon_S \approx \Delta E - I_{\text{Xe}^+} \approx 35$ эВ. В первом столкновении с одним из соседних атомов электрон возбуждает или ионизует его с вероятностями $\sim 2/3$ и $\sim 1/3$ соответственно [20]. После этого он начинает медленно термализоваться в упругих столкновениях с атомами, поскольку его энергии уже недостаточно для осуществления неупругих процессов. Из приведенных рассуждений и оценок

следует, что возникновение вакансии на внутренних подоболочках N_4 и N_5 атома ксенона приводит в среднем к образованию $\sim (1 + 1/3) \approx 1.3$ свободных электронов, что согласуется с выводами работы [20].

Согласно формулам (6), (11) и (12) при одном акте эффекта Мигдала, т.е. при испускании одного первичного электрона, вакансии на подоболочках N_4 и N_5 появляется с вероятностью $P_V \sim 0.25$. Это значение есть не что иное, как доля площади под “горбом” в области энергий ~ 100 эВ от полной площади под кривой $f(\varepsilon_\gamma)$, представленной на рис. 1 (отметим, что согласно (12) полная площадь под этой кривой равна единице). Следовательно, с вылетом из оболочки $N_{4,5}$ первичного электрона, появляются еще $N_{(N_{4,5})} \sim 0.25 \times 1.3 \sim 0.3$ дополнительных свободных электронов.

Учтем теперь другие внутренние оболочки атома ксенона. Следующий “горб” функции $f(\varepsilon_\gamma)$ имеется вблизи области энергий $E_3 \sim 650$ эВ и, согласно [15], соответствует подоболочкам M_4 и M_5 (на рис. 1 этот и последующие по энергии максимумы не представлены). В этом случае соответствующая вероятность $P_V \sim 0.03$, а суммарная энергия, уносимая оже-электронами, близка к энергии связи и составляет $\varepsilon_S \sim E_3 \sim 650$ эВ. Торможение этих электронов приводит к возникновению примерно $\varepsilon_S/\omega \sim 20$ вторичных электронов (здесь использовано значение $\omega \approx 30$ эВ, характерное для благородных газов согласно табл. 2). Следовательно, в каждом процессе Мигдала среднее число вторичных электронов, появившихся благодаря ранее

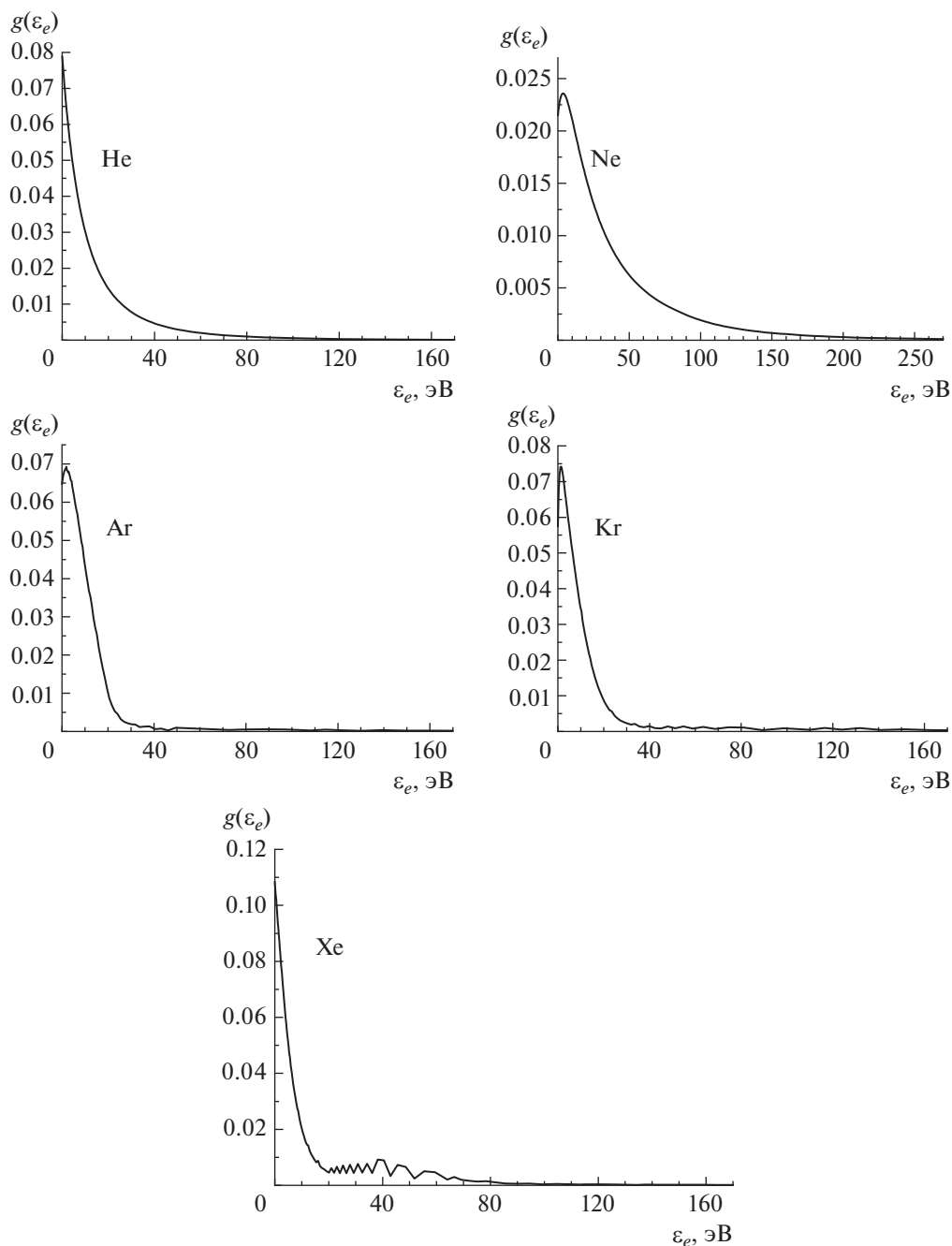


Рис. 4. Графики функции $g(\varepsilon_e)$ для благородных газов, определенной формулами (15) и (25).

образованным вакансиям на оболочках $M_{4,5}$, составит $N_S^{(2)} \sim P_V \times \varepsilon_S / \omega \sim 0.6$.

Оценим теперь число оже-электронов N_{Auger} , возникающих в процессе Мигдала, сопровождающимся образованием вакансии на подоболочках M_4 и M_5 атома ксенона. Согласно измерениям [20], в случае таких имеющихся вакансий, ион ксенона испускает 3, 4 и 5 электронов с вероятностями 0.42,

0.38 и 0.2, соответственно. Следовательно,

$$N_{\text{Auger}} \approx P_V \times (0.42 \times 3 + 0.38 \times 4 + 0.2 \times 5) \approx 0.1. \quad (27)$$

Таким образом, суммарно подоболочки $M_{4,5}$ “представляют”

$$N_M = N_S^{(2)} + N_{\text{Auger}} \sim 0.7$$

свободных электронов на один акт процесса Мигдала.

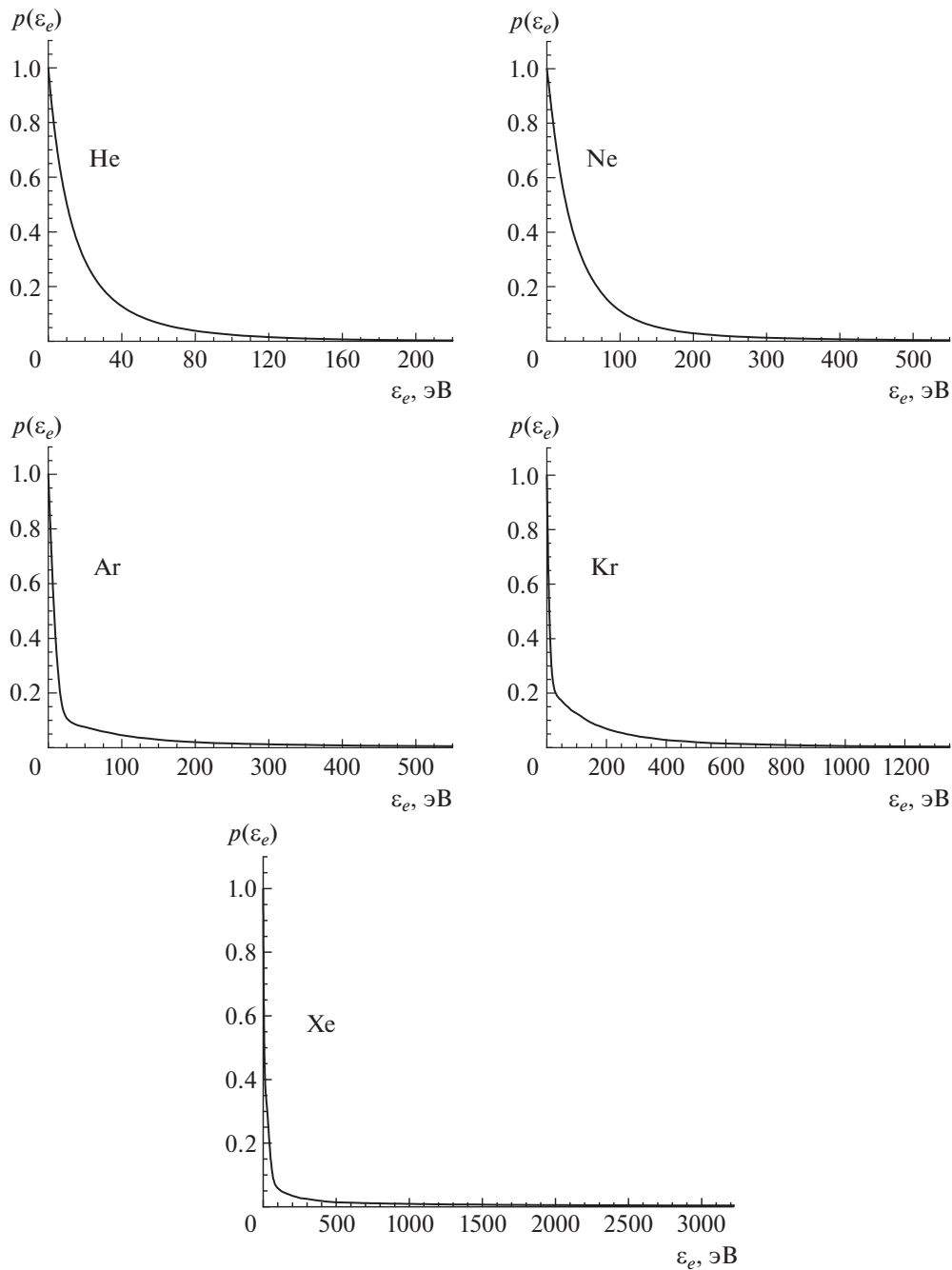


Рис. 5. Графики функции $p(\varepsilon_e)$ для благородных газов, определенной формулой (26).

Значения аналогичных величин для L -оболочки ксенона составляют $N_S^{(2)} \sim 0.2$, $N_{\text{Auger}} \sim 0.01$ и тогда соответственно $N_L = N_{\text{Auger}} + N_S^{(2)} \sim 0.2$. Образование вакансии на K -оболочке дает пренебрежимо малый вклад в N_e . К тому же, согласно [14], вакансии на этой оболочке заполняется главным образом в результате радиационных переходов, при которых не возникает оже-электронов. Из этих

оценок для ксенона получаем суммарную величину

$$N_{\text{Auger}} + N_S^{(2)} \approx N_M + N_N + N_L \approx 1.2.$$

Окончательно вместе с другими слагаемыми выражение (14), где для ксенона (согласно табл. 1 и 2) $N_S^{(1)} = \bar{\varepsilon}_e/\omega \approx 2.1$, приводит к результату $N_e \approx 4$.

Аналогичным образом рассчитаны значения N_e , представленные в табл. 1, и для других атомов.

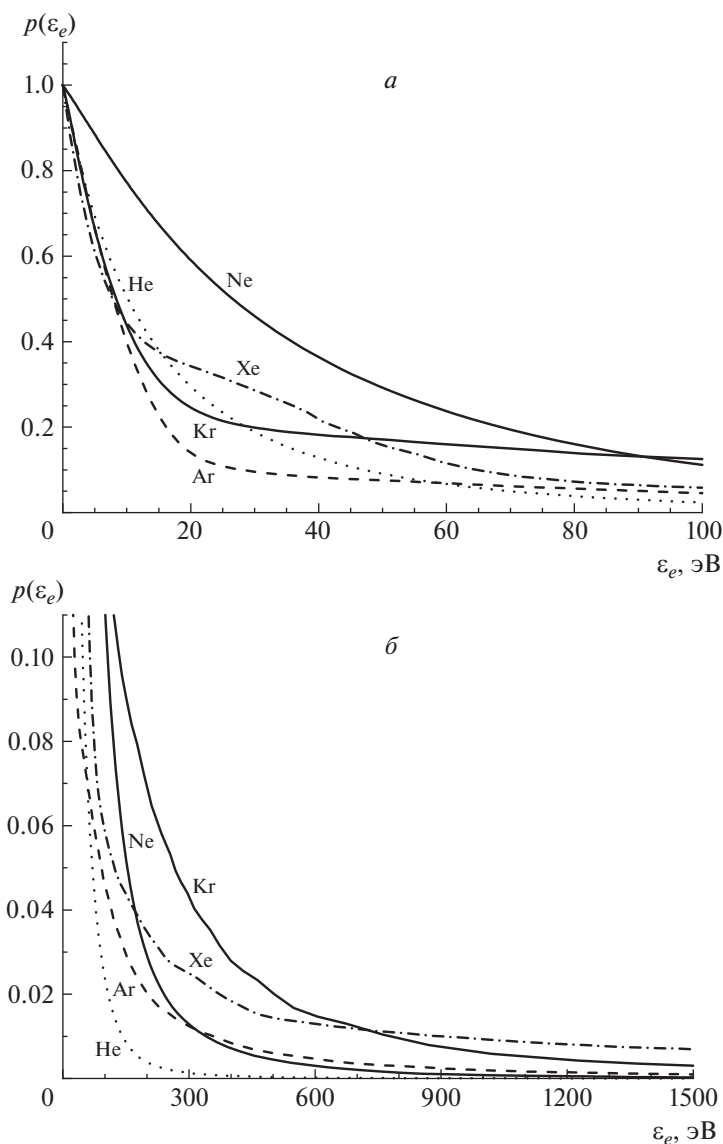


Рис. 6. Графики функции $p(\epsilon_e)$ в областях малых (а) и больших (б) энергий ϵ_e .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе модели Мигдала в настоящей работе развита схема расчета характеристик, необходимых для интерпретации отклика детекторов частиц, в которых используется благородный газ в качестве рабочего тела. С учетом связи [8] между вероятностью стряхивания первичного электрона из атома при низкоэнергетическом столкновении нейтральной частицы с его ядром и экспериментальными сечениями фотоионизации такого атома получены:

а) энергетические распределения первичных электронов, испущенных в процессе Мигдала, т.е. ионизации атома, ядро которого

получило отдачу в результате взаимодействия с известными или гипотетическими нейтральными частицами;

б) количество свободных электронов, возникающих в благородном газе мишени при единичном акте процесса Мигдала.

В полное число таких электронов входят:

- 1) сам по себе первичный электрон, образовавший вакансию на оболочке испытывавшего отдачу атома;
- 2) вторичные электроны, выбитые из соседних атомов рабочего газа при торможении в нем первичного электрона;

- 3) оже-электроны, образующиеся при заполнении вакансии на внутренней оболочке первоначального атома отдачи;
- 4) вторичные электроны, выбитые из соседних атомов рабочего газа при торможении в нем оже-электронов.

Полученные в представленной работе характеристики электронов, возникающих в одном отдельном акте процесса Мигдала, справедливы только при низких энергиях атома отдачи $E_R \lesssim E_{\min}$ (для аргона $E_{\min} \sim 1$ кэВ), а в других областях энергий отдачи основной вклад дают другие механизмы (см. разд. “Введение” и работу [5]) ионизации атомов отдачи благородного газа.

Вычисленные в настоящей работе распределения по энергиям первичных электронов, а также определение среднего числа электронов, испущенных в отдельном акте ионизации по модели Мигдала, открывают новые возможности для анализа экспериментальных данных, полученных при работе детектора на основе выбранного благородного газа.

Авторы выражают искреннюю признательность М.Д. Скорохватову и И.Н. Мачулину за внимание к данной проблеме и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rept.* **405**, 279 (2005).
2. V. Chepel and H. Araújo, *JINST* **8**, R04001 (2013).
3. J. Lindhard, M. Scharff, and H. E. Schiott, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33**, 14 (1963).
4. W. Brandt and R. Laubert, *Phys. Rev. Lett.* **24**(19), 1037 (1970).
5. Л. И. Меньшиков, П. Л. Меньшиков, М. П. Файфман, *Письма в ЭЧАЯ* **18**, 560 (2021) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **18**, 665 (2021)].
6. А. Мигдал, *ЖЭТФ* **9**, 1163 (1939).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1974).
8. Л. И. Меньшиков, П. Л. Меньшиков, М. П. Файфман, *Письма в ЭЧАЯ* **18**, 181 (2021) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **18**, 173 (2021)].
9. M. Ibe, W. Nakano, Y. Shoji, and K. Suzuki, *J. High Energ. Phys.* **194**, 35 (2018).
10. G. V. Marr and J. B. West, *At. Data Nucl. Data Tables* **18**, 497 (1976).
11. J. B. West and G. V. Marr, *Proc. R. Soc. Lond. A* **349**, 397 (1976).
12. J. B. West and J. Morton, *At. Data Nucl. Data Tables* **22**, 103 (1978).
13. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория* (Наука, Москва, 1968), ч. 1.
14. Э. С. Парилис, *Эффект Оже* (ФАН, Ташкент, 1969).
15. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
16. В. И. Калашникова, М. С. Козодаев, *Детекторы элементарных частиц* (Наука, Москва, 1966).
17. А. К. Пикаев, *Дозиметрия в радиационной химии* (Наука, Москва, 1975).
18. Л. А. Аликбаева, М. А. Афонин, А. П. Ермолаева-Маковская и др., *Новый справочник химика и технолога. Радиоактивные вещества. Вредные вещества. Гигиенические нормативы* (АНО НПО “Профессионал”, Санкт-Петербург, 2004).
19. К. Грүпен, *Детекторы элементарных частиц* (Сибирский хронограф, Новосибирск, 1999).
20. T. A. Carlson, W. E. Hunt, and M. O. Krause, *Phys. Rev.* **151**, 41 (1966).

ELECTRON ENERGY DISTRIBUTIONS IN THE MIGDAL MODEL OF ATOMIC IONIZATION

L. I. Men'shikov¹⁾, P. L. Men'shikov¹⁾, M. P. Faifman¹⁾

¹⁾National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

The process of ionization that is due to the Migdal effect and which occurs in the elastic scattering of a heavy neutral particle, including a weakly interacting massive particle (WIMP), on a noble-gas atom in the case of its small recoil energy, is considered. The mean number of primary and secondary electrons emitted in an individual event of such ionization is estimated, and the energy distributions of primary electrons are obtained. The calculations were performed for various noble-gas atoms with allowance for experimental data on their ionization by photons.