

В. Т. Купряшкин, Л. П. Сидоренко, А. И. Феоктистов, В. А. Лашко

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев***ВЫХОД e_0 -ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЕЕ α -ЧАСТИЦАМИ РАЗНОЙ ЭНЕРГИИ В ДИАПАЗОНЕ ОТ 0,9 ДО 5,5 МЭВ**

Измерены выходы электронов околонулевой энергии (e_0 -электроны) и быстрых электронов (e_f -электроны) при бомбардировке мишеней из алюминия и титана α -частицами ^{238}Pu в области малых энергий α -частиц (диапазон 0,9 - 5,5 МэВ). Наблюдается увеличение выходов e_0 - и e_f -электронов с уменьшением энергий α -частиц. Выходы e_0 -электронов для α -частиц разной энергии E_α в этой области хорошо описываются зависимостью $Y_{e_0}(E_\alpha) \sim E_\alpha^{-1/2} \sim v_\alpha^{-1}$, как ранее это наблюдалось в наших исследованиях при распаде ^{226}Ra (диапазон 4,7 - 7,6 МэВ) и при бомбардировке мишени α -частицами на циклотроне У-120 (диапазон 9,7 - 24,3 МэВ).

Ключевые слова: прохождение α -частиц через вещество, ионизация, выходы электронов околонулевой энергии.

Введение

Энергетический спектр электронов, испускаемых с поверхности источника при радиоактивном распаде или с поверхности мишени при бомбардировке ее заряженными частицами, всегда начинается с "пика нулевой энергии". Он представляет собой распределение электронов по энергии от 0 до максимума при нескольких десятых долей электрон-вольт, с полушириной 1 - 2 эВ и дальнейшем быстром спадом интенсивности, так что при энергии примерно 20 эВ пик практически исчезает. Электроны, составляющие "пик нулевой энергии", мы называем электронами околонулевой энергии и обозначаем как e_0 . Эти e_0 -электроны находятся на поверхности источника или мишени и являются слабосвязанными электронами с энергией связи менее 1 эВ, представляя некоторую электронную систему поверхностного слоя адсорбированной пленки.

Испускание e_0 -электронов в вакуум происходит из-за возмущения их зарядом $\frac{\Delta Ze^2}{r}$, внезапно возникающим вблизи поверхности при радиоактивном распаде или при пролете заряженной частицы. Здесь ΔZe – величина внезапно возникающего заряда, а r – расстояние наибольшего сближения между ним и e_0 -электроном. В обоих случаях это проявляется как эффект встряски, только в первом случае, при радиоактивном распаде, внезапно возникающий заряд неподвижен, что соответствует "встряске типа включения", а во втором случае, при пролете заряженной частицы мимо e_0 -электрона, происходит "встряска типа рассеивания" [1]. Основным условием эффекта встряски является условие внезапности, т.е. когда время возмущения τ и время перехода системы из начального состояния Ψ_i в конечное

состояние Ψ_f связаны соотношением $\tau \ll 2\pi\omega_{fi}^{-1}$, где ω_{fi} – частота перехода. При "встряске типа рассеивания" $\tau = \frac{r}{v_p}$, где v_p – скорость заряженной частицы.

В работе [2] нами было показано, что при ионизации мишени из-за бомбардировки ее α - или β -частицами соответствующий выход e_0 -электронов $Y_{e_0} \sim v_p^{-1}$. Для β -частиц такая зависимость была установлена вплоть до скорости $v_\beta = 2,7 \times 10^{10}$ см/с. Для α -частиц зависимость выхода e_0 -электронов была прослежена нами при распаде ^{226}Ra для четырех групп разной энергии [3] и составляет $Y_{e_0}(4,8 \text{ МэВ}) : Y_{e_0}(5,4 \text{ МэВ}) : Y_{e_0}(5,9 \text{ МэВ}) : Y_{e_0}(7,6 \text{ МэВ}) = 1,29 : 1,21 : 1,13 : 1$, что близко к отношению их скоростей $c/v_\beta - 1,27 : 1,19 : 1,13 : 1$.

Далее в работе [4] на циклотроне У-120 нами был исследован выход e_0 -электронов Y_{e_0} с поверхности мишени при бомбардировке ее α -частицами в более широком диапазоне энергий, который подтвердил справедливость зависимости $Y_{e_0} \sim v_\alpha^{-1}$ для энергий от 9,7 до 24,3 МэВ.

В настоящей работе мы хотим проверить насколько справедлива эта зависимость в области малых энергий α -частиц в диапазоне от 0,9 до 5,5 МэВ.

Проведение эксперимента

Измерения зависимости выхода электронов e_0 от энергии падающих на мишень α -частиц проводилось методом (е α)-совпадений с помощью тормозящих AL-фольг. Пучок α -частиц от

источника ^{238}Pu ($E_\alpha = 5,5$ МэВ) проходит на пути к мишени через алюминиевую фольгу определенной толщины, на выходе из которой энергия α -частиц становится меньше, чем на входе. Из Al-фольг толщиной 6 и 10 мкм проводился набор толщин 6, 10, 12, 16, 18, 20 и 22 мкм. Энергия α -частиц ^{238}Pu после прохождения через фольги таких толщин становится равной 4,54; 3,80; 3,41; 2,54; 2,03; 1,53 и $\sim 0,6$ МэВ соответственно. Эти значения получены как расчетным путем по справочнику [5], так проверены прямым измерением энергии α -частиц с помощью α -детектора с разрешением $\Delta E \sim 0,10$ МэВ. Точность определения энергии для всех точек близка к 0,10 МэВ, кроме последней точки 22 мкм, где она заметно ниже и составляет $\sim 0,2 - 0,3$ МэВ из-за существенного уширения линии и увеличения фона рассеянных α -частиц под ней. Калибровка α -детектора по энергии проводилась по α -линиям источников ^{226}Ra и ^{238}Pu .

Измерения выхода электронов с поверхности мишени при облучении ее α -частицами ^{238}Pu проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1.

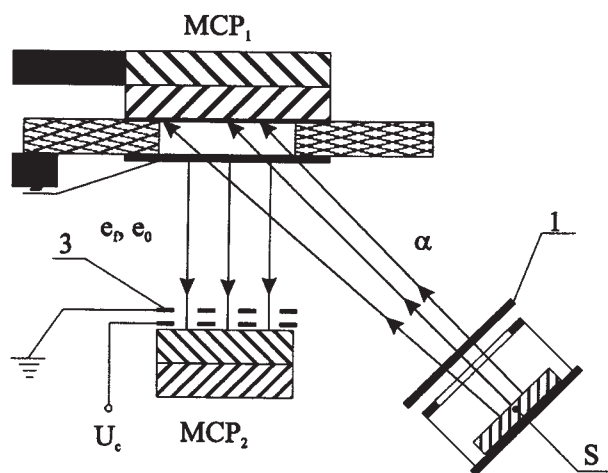


Рис. 1. Схема эксперимента: S – α -источник; 1 – тормозящая Al-фольга; 2 – мишень; 3 – сетки; MСР₁ – детектор α -частиц; MСР₂ – детектор электронов.

Испущенные источником S α -частицы после прохождения тормозящей фольги 1 попадали на мишень 2, проходили через нее и регистрировались α -детектором MСР₁, который располагался в непосредственной близости от мишени. Испущенные из мишени электроны регистрировались детектором электронов MСР₂. Детекторы электронов и α -частиц были идентичными и представляли собой шеврон микроканальных пластин (MCP) различного размера. Для предотвращения регистрации испущенных мишенью электронов входная поверхность α -детектора закрывалась тонкой нейлоновой пленкой 180 мкг/см^2 , которая

была покрыта тонким слоем алюминия, чтобы при бомбардировке α -частицами она не заряжалась. На входной поверхности детектора электронов закреплялся анализатор энергии электронов в виде двойной сетки 3: внешняя сетка заземлялась, а на внутреннюю сетку (ближнюю к шеврону) подавался задерживающий потенциал U_c . В этом случае влияние внешней сетки на пролет электронов минимальное и она пропускает только электроны с энергией большей, чем U_c . При измерениях энергии α -частиц детектор MСР₁ заменялся на поверхностно-барьерный α -детектор на основе кремния n-типа, диаметром 24 мм, толщиной 4 мм с поверхностью регистрации диаметром 12 мм.

Электрические импульсы с детекторов MСР₁ и MСР₂ после их усиления в предусилителе подаются на блоки формирования временных отметок дифференциального дискриминатора с временной привязкой (ДДВП), а затем на входы время-амплитудного конвертора (ВАК) для получения временных спектров (αe)-совпадений. Спектры (αe)-совпадений регистрируются с помощью многоканального анализатора ORTEC-NORLAND. Скорость счета α -частиц регистрировалась пересчетным прибором ПП-15А. Методика измерений стандартная и она неоднократно использовалась нами при проведении аналогичных измерений [6, 7]. Следует отметить, что метод совпадений позволяет нам работать в низкофоновых условиях (фон $\sim 0,1\%$).

Измерения проводились следующим образом. Измеряются два спектра (αe)-совпадений при напряжениях на сетке 0 В и -24 В при разной толщине тормозящей фольги, которая определяет энергию α -частиц. При нулевом напряжении на сетке 3 регистрируются как электроны околонулевой энергии e_0 , так и быстрые электроны e_f , а при напряжении $U_c = -24$ В регистрируются только быстрые электроны. Вероятность регистрации электронов определяются как

$$R_{e_0} = \frac{N_{e_0+e_f} - N_{e_f}}{N_\alpha},$$

$$R_{e_f} = \frac{N_{e_f}}{N_\alpha}, \quad (1)$$

где $N_{e_0+e_f}$ – площадь линии в спектре (α, e)-совпадений при напряжении на мишени 0 В; N_{e_f} – то же самое при напряжении -24 В; N_α – количество α -частиц, зарегистрированных детектором (все измеренные величины относятся к одинаковой экспозиции измерений). Разность $(N_{e_0+e_f} - N_{e_f})$ определяет площадь пика e_0 -электронов.

Выход e_0 -электронов прямо пропорционален вероятности регистрации R_{e_0} и определяется формулой

$$Y_{e_0} = \frac{R_{e_0}}{\varepsilon_0 \Omega}, \quad (2)$$

где ε_0 – эффективность детектора, а Ω – телесный угол ($\varepsilon_0 \Omega = 0,0044$) был определен нами в измерениях с ^{226}Ra , где для α -частиц с энергией 4,6 МэВ был получен выход $7e_0$ -электронов на одну зарегистрированную α -частицу [8]. Поскольку вероятность регистрации R_{e_0} пропорциональна выходу электронов, то в дальнейшем на рисунках и в таблицах мы будем приводить только значения вероятностей регистрации R , поскольку они следуют непосредственно из измерений и не зависят от точности оценки значений эффективности детектора и телесного угла.

В качестве примера наблюдаемых в эксперименте спектров на рис. 2 представлены спектры временных (αe)-совпадений для нескольких значений энергии α -частиц, которые задавались толщиной алюминиевой фольги при напряжениях на тормозящей сетке 0 и -24 В. Из рисунка видно, что при нулевом напряжении на сетке в спектре наблюдается широкий пик с максимумом в районе 295-го канала, который соответствует совпадениям α -частиц с e_0 -электронами, и справа от него узкий пик совпадений α -частиц с быстрыми электронами e_f . Интенсивность пика быстрых электронов e_f мало изменяется при изменении энергии α -частиц, в то время как пик электронов околонулевой энергии e_0 быстро растет с уменьшением энергии α -частиц.

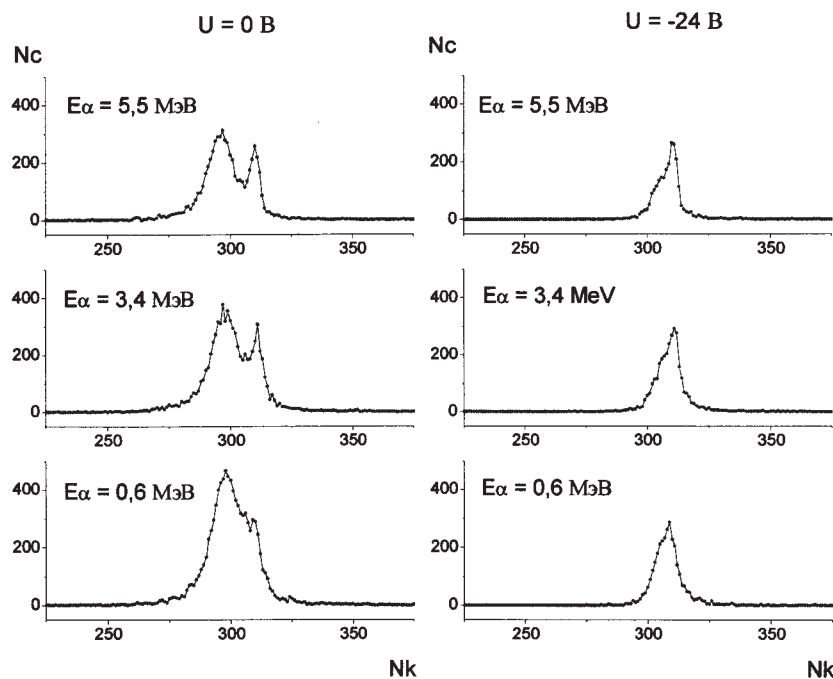


Рис. 2. Временные спектры (αe)-совпадений при разных значениях задерживающего потенциала на мишени: при $U_c = 0$ В (левая колонка) и при $U_c = -24$ В (правая колонка).

N_k – номер канала анализатора; N_c – число (αe)-совпадений.

Измерения проводились для мишеней из двух различных материалов. Одна из них изготавливалась из алюминиевой фольги толщиной 6 мкм, а другая мишень была приготовлена напылением и представляла собой тонкую титановую пленку толщиной 0,4 мкм. Следует отметить, что на величину выхода электронов может влиять состояние поверхности мишени. Особенно это касается нулевых электронов, хотя заметное влияние состояние поверхности оказывает и на быстрые электроны. Поскольку мы работаем без контроля состояния поверхности при вакууме в установке $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., то мы добивались стабильности состояния поверхности путем длительной откачки и облучения мишени α -частицами. О

стабильности состояния поверхности можно судить по повторяемости измеренного выхода e_0 - и e_f -электронов в экспериментах, проведенных в разное время. Так, для алюминиевой мишени при предварительном содержании ее в вакуумной установке при давлении $\sim 10^{-1}$ мм рт. ст. стабильность состояния поверхности достигается после часа откачки при вакууме $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. После кратковременного напуска атмосферы в камеру (< 1 ч) восстановление состояния поверхности уже происходит только после нескольких часов откачки. Восстановление поверхности мишени из титана требует еще более длительной откачки при давлении $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., при этом оно происходит быстрее при ее облучении

α -частицами, причем α -частицы с большей энергией заметно ускоряют этот процесс. Поэтому для алюминиевой мишени измерение спектров e_0 - и e_f -электронов проводились через 3 ч после достижения вакуума $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., а для мишени из титана измерения начинались через 5 ч при сохранении тех же условий откачки и облучения α -частицами. Время измерения спектра (αe)-совпадений составляло 1 ч на каждую точку. Для алюминиевой мишени было проведено два измерения спектров совпадений, для мишени из титана одно.

Значения вероятности регистрации R_{e_0} и R_{e_f} ($\times 10^{-3}$) в зависимости от энергии α -частиц в расчете на один зарегистрированный акт α -распада для алюминиевой и титановой мишени

Энергия	Мишень							
	Алюминий						Титан	
	1		2		Среднее		3	
E_α , МэВ	R_{e_0}	R_{e_f}	R_{e_0}	R_{e_f}	R_{e_0}	R_{e_f}	R_{e_0}	R_{e_f}
5,5	7,21(14)	5,02(7)	6,8(13)	5,08(7)	6,99(10)	5,05(5)	10,51(17)	7,16(9)
4,5	7,89(15)	5,73(8)	8,08(14)	5,64(8)	7,99(10)	5,69(6)	10,84(19)	8,44(10)
3,8	8,86(17)	6,23(9)	8,83(15)	6,21(8)	8,84(11)	6,22(6)	13,1(26)	9,36(13)
3,4	9,11(17)	6,24(9)	9,25(16)	6,43(8)	9,18(12)	6,35(6)	13,52(19)	9,53(13)
2,5	9,75(17)	6,75(9)	10,32(17)	7,13(9)	10,04(12)	6,94(6)	15,04(19)	9,95(10)
2	11,3(18)	7,52(9)	11,14(17)	7,24(9)	11,22(12)	7,38(6)	17,21(22)	10,42(10)
1,5	12,13(20)	7,83(10)	11,16(17)	7,53(10)	11,57(13)	7,68(7)	19,75(33)	11,51(15)
0,9							24,39(31)	12,08(17)

Как видно из таблицы, с уменьшением энергии α -частиц увеличивается выход как электронов околонулевой энергии e_0 , так и быстрых электронов, однако это увеличение значительно больше для e_0 -электронов. Сравнение данных, полученных в двух экспериментах для алюминиевой мишени показывает, что они в пределах ошибок согласуются друг с другом и им можно доверять. Видно также, что выходы электронов для алюминиевой и титановой мишеней разные, что указывает на разный состав поверхности мишеней.

На рис. 3 полученные зависимости вероятности регистрации e_0 -электронов R_{e_0} от энергии α -частиц для алюминиевой и титановой мишеней сравниваются с зависимостью $E_\alpha^{-1/2}$, построенной по методу наименьших квадратов. Они изображены на рисунке сплошными линиями. Анализируя положения экспериментальных точек относительно линии $E_\alpha^{-1/2} \sim v_\alpha^{-1}$ для алюминиевой и титановой мишеней, можно сделать вывод, что при прохождении α -частицы вблизи атома вероятность ионизации R хорошо описывается этой зависимостью. Небольшое отклонение от этой зависимости в области малых энергий α -частиц для алюминиевой мишени можно объяснить влиянием толщины (6 мкм) и размытием линий в спектре временных совпадений из-за плохой ста-

Результаты измерений и их обсуждение

Результаты измерений представлены в таблице. В первой колонке представлены энергии α -частиц по измерениям на α -детекторе, в колонках 1 и 2 представлены вероятности регистрации e_0 - и e_f -электронов (R_{e_0} и R_{e_f}) по результатам двух измерений для алюминиевой мишени и далее их среднее значение, и в 3 – вероятности регистрации для титановой мишени.

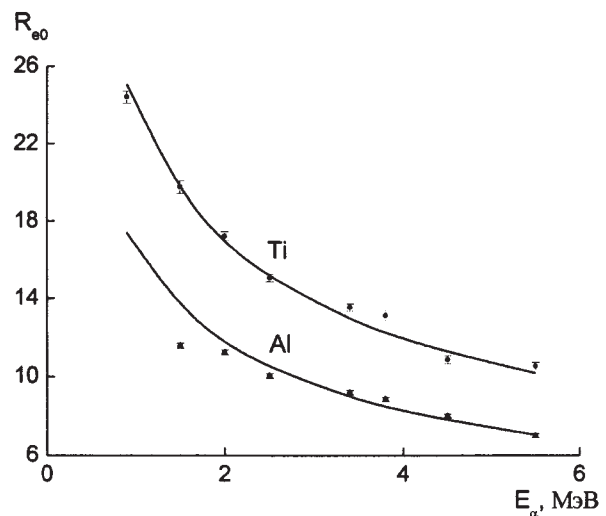


Рис. 3. Зависимость вероятности регистрации e_0 -электронов от энергии α -частицы. Сплошная кривая получена по методу наименьших квадратов для $R \sim v^{-1} \sim E^{-1/2}$. (См. рисунок цветной на сайте журнала.)

тистики. Для тонкой титановой мишени такого отклонения не наблюдается вплоть до энергии 0,9 МэВ.

Выводы

Проведенные измерения выходов электронов для мишеней из алюминия и титана при бомбардировке их α -частицами ^{238}Pu в области малых

энергий (диапазон 0,9 - 5,5 МэВ) показали, что наблюдается рост выходов e_0 - и e_f -электронов с уменьшением энергии α -частиц. Выходы e_0 -электронов для α -частиц разной энергии E_α хорошо описываются зависимостью $Y_{e_0}(E_\alpha) \sim E_\alpha^{-1/2} \sim v_\alpha^{-1}$, как это ранее наблюдалось в наших исследованиях при α -распаде ^{226}Ra (диапазон энергий 4,7 - 7,6 МэВ) и при бомбардировке мишени α -частицами на циклотроне У-120 (диа-

пазон энергий 9,7 - 24,3 МэВ). Наблюдаемые выходы электронов околонулевой энергии e_0 хорошо согласуются с нашими представлениями о таких электронах, как возникающих в результате эффекта встряски: при прохождении α -частицы вблизи поверхности внезапно возникает заряд, который приводит систему к возмущению и к стряхиванию слабосвязанных электронов, находящихся на поверхности мишени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дыхне А.М., Юдин Г.Л. "Встряхивание" квантовой системы и характер стимулированных им переходов // УФН. - 1978. - Т. 125. - С. 377 - 407.
2. Феоктистов А.И., Вальчук А.А., Купряшкин В.Т. и др. Исследование выхода e_0 -электронов с поверхности тонких пленок при бомбардировке их α - и β -частицами от радиоактивных источников // Изв. РАН. Сер. физ. - 2008. - Т. 72, № 2. - С. 281 - 285.
3. Купряшкін В.Т., Сидоренко Л.П., Феоктістов О.І., Шаповалова І.П. Дослідження виходу e_0 -електронів з поверхні різних мішеней при бомбардуванні їх α -частинками з розпаду ^{226}Ra // УФЖ. - 2006. - Т. 51, № 1. - С. 5 - 10.
4. Вальчук А.О., Купряшкін В.Т., Сидоренко Л.П. та ін. Вихід e_0 -електронів з поверхні мішені при бомбардуванні альфа-частинками циклотрона У-120 // УФЖ. - 2008. - Т. 53, № 9. - С. 853 - 857.
5. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. - К.: Наук. думка, 1975. - 416 с.
6. Купряшкин В.Т., Сидоренко Л.П., Феоктистов А.И., Ровенских Е.П. Низкоэнергетический спектр электронов, возникающий при бомбардировке медной мишени α -частицами ^{238}Pu // ЖЭТФ. - 2011. - Т. 139, вып. 4. - С. 679 - 687.
7. Купряшкін В.Т., Сидоренко Л.П., Феоктістов О.І., Ровенських Є.П. Спектр електронів низькоенергетичної області, що виникає при опроміненні Au α -частинками ^{238}Pu // УФЖ. - 2012. - Т. 57, № 1. - С. 5 - 11.
8. Купряшкин В.Т., Митрохович Н.Ф., Сидоренко Л.П. и др. Исследование электронов околонулевой энергии в различных видах радиоактивного распада // Изв. РАН. Сер. физ. - 1998. - Т. 62, № 1. С. 82 - 88.

В. Т. Купряшкін, Л. П. Сидоренко, О. І. Феоктістов, В. А. Лашко

ВИХІД e_0 -ЕЛЕКТРОНІВ З ПОВЕРХНІ МІШЕНІ ПРИ БОМБАРДУВАННІ ЇЇ α -ЧАСТИНКАМИ РІЗНОЇ ЕНЕРГІЇ В ДІАПАЗОНІ ВІД 0,9 ДО 5,5 МеВ

Виміряно виходи електронів близьконульової енергії (e_0 -електрони) і виходи швидких електронів (e_f -електрони) при бомбардуванні мішеней з алюмінію і титану α -частинками ^{238}Pu в області малих енергій α -частинок (діапазон 0,9 - 5,5 МеВ). Спостерігається збільшення виходів e_0 - і e_f -електронів із зменшенням енергій α -частинок. Виходи e_0 -електронів для α -частинок різної енергії E_α в цій області добре описуються залежністю $(E_\alpha) \sim E_\alpha^{-1/2} \sim v^{-1}$, як раніше це спостерігалось в наших дослідженнях при розпаді ^{226}Ra (діапазон 4,7 - 7,6 МеВ) і при бомбардуванні мішені α -частинками на циклотроні У-120 (діапазон 9,7 - 24,3 МеВ).

Ключові слова: проходження α -частинок через речовину, іонізація, виходи електронів близьконульової енергії.

V. T. Kupryashkin, L. P. Sidorenko, A. I. Feoktistov, V. A. Lasko

YIELDS OF e_0 -ELECTRONS FROM THE TARGET SURFACE BY BOMBARDING HER BY α -PARTICLES OF DIFFERENT ENERGIES IN THE RANGE FROM 0.9 TO 5.5 MeV

The yields near-zero energy electrons (e_0 -electrons) and fast electrons (e_f -electrons) in the bombardment of targets of aluminum and titanium by α -particles of ^{238}Pu in the low-energy α -particles region (range 0.9 - 5.5 MeV) were measured. An increase in output e_0 - and e_f -electrons is observed when the energy of α -particles is reduced. Outputs e_0 -electrons for α -particles of different energies E_α in this area is well described by the dependence $(E_\alpha) \sim E_\alpha^{-1/2} \sim v^{-1}$ as previously has been observed in our studies of the decay of ^{226}Ra (range 4.7 - 7.6 MeV) and the bombardment of the target by α -particles at cyclotron U-120 (range 9.7 - 24.3 MeV).

Keywords: transmission of α -particles through the matter, ionization, yields of near-zero energy electrons.

Надійшла 18.06.2013

Received 18.06.2013