

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P14-84-429

Э.Бразевич, Я.Бразевич, В.Ф.Волков,
С.А.Герасимов, Лю Зай Ик, Г.М.Осетинский,
А.Пурэв

СЕЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ
ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРОТОНАМИ И ИОНАМИ ${}^4\text{He}$
ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ С Z В ИНТЕРВАЛЕ $22 \leq Z \leq 83$

Направлено в журнал "Атомная энергия"

1984

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена определению сечения возбуждения характеристического рентгеновского излучения (σ_{β}) при бомбардировке ряда элементов пучком протонов и ионов ${}^4\text{He}$ с энергией $1,5 \pm 3,8$ МэВ. Сечения определялись для элементов, для которых в указанном интервале энергий данные по σ_{β} отсутствуют или требуют уточнения.

Измерения проводились на тонких мишенях. В этом случае величина σ_{β} определялась по формуле

$$\sigma_{\beta} = \frac{Y}{N_p N_M}, \quad //1/$$

где $Y = \frac{Y_{\alpha}}{\epsilon_{\alpha}} + \frac{Y_{\beta}}{\epsilon_{\beta}}$ - выход характеристического рентгеновского излучения для α -, β -линий серии k исследуемого элемента; $Y = \frac{Y_{\alpha}}{\epsilon_{\alpha}} + \frac{Y_{\beta_1}}{\epsilon_{\beta_1}} + \frac{Y_{\beta_3}}{\epsilon_{\beta_3}} + \frac{Y_{\gamma_1}}{\epsilon_{\gamma_1}} + \frac{Y_{\gamma_3}}{\epsilon_{\gamma_3}}$ - этот же выход для L-серии. ϵ_{α} , ϵ_{β} и т.д. - эффективности регистрации ХРИ для α , β_1 , β_3 - и т.д. линий K- или L-серий; $\epsilon_{i,v}$ - эффективность регистрации i -ой линии серии v . Величина эффективности регистрации ХРИ определяется как $\epsilon_{i,v} = c_{abc} \epsilon_{\lambda} (\Delta\Omega/4\pi)$, где c_{abc} - коэффициент, учитывающий поглощение излучения на пути от мишени к детектору /поглощение в окошках камеры детектора, воздухе и фильтрах/. ϵ_{λ} - эффективность регистрации детектором излучения с длиной волны λ ; $\Delta\Omega$ - телесный угол от мишени к детектору. При неизменной геометрии эксперимента произведение $c_{abc} (\Delta\Omega/4\pi) \epsilon_{\lambda}$ - величина постоянная, определяемая калибровочными измерениями. N_p - число протонов или ионов ${}^4\text{He}$, падающих на мишень. N_M - число атомов исследуемого образца в ат/см². В описываемом эксперименте:

1. Выход ХРИ i линии / α , β и т.д./ в серии /K или L/, обозначаемый нами в дальнейшем $Y_{i,v}$, определялся по площади энергетического спектра ХРИ, получаемого на многоканальном анализаторе импульсов. Величина этой площади определялась по программе ОИЯИ "Activ" на ЭВМ БЭСМ-6.

2. Число частиц, падающих на мишень (N_p), определялось по измерению тока пучка интегратором тока. Погрешность в определении тока в рабочем диапазоне 10^{-8} - 10^{-9} А - не более 1-1,5%.

3. Число атомов мишени (N_M) определялось по измерению упругого рассеяния ионов ${}^4\text{He}$ под углом 135° в лабораторной системе координат в той же геометрии и при той же энергии ускоренных



ионов, при которых проводилось измерение выхода ХРИ. Упругое рассеяние принималось резерфордским. В исследуемом интервале энергий на ядрах с $Z > 14$ такое предположение вполне справедливо /1/.

4. Эффективность детектирования $\epsilon_{i,s}$ определялась по изменению выхода $Y_{i,s}^{CT}$ ХРИ из стандартных мишеней, число атомов которых известно. Расчет проводился по формуле

$$\epsilon_{i,s} = \frac{Y_{i,s}^{CT}}{N_p^{CT} N_M^{CT} \sigma_{i,s}^{CT}}, \quad /2/$$

где число атомов в стандартных мишенях в ат/см² определялось по измерению упругого рассеяния ионов ⁴He с энергией 2-3 МэВ в той же геометрии мишени, при которой проводились измерения сечений. Величина $\sigma_{i,s}^{CT}$ считывалась со специальных таблиц, составленных нами /2/ в результате усреднения всех опубликованных данных по $\sigma = f(E)_Z$. Необходимость составления таких усредненных таблиц связана с тем, что опубликованные данные для одних и тех же элементов и энергий, но определенных различными авторами, имеют иногда расхождение, превышающее в два-три и более раз экспериментальные ошибки измерения, и трудно в связи с этим отдать предпочтение тому или иному методу их определения. Усреднение этих данных проводилось методом наименьших квадратов на ЭВМ CDC-6500 по программе ОИЯИ FUMILI полиномом вида

$$\sigma(E) = \sum_{k=1}^m A_k E^{k-1}, \text{ где } A - \text{коэффициент полинома } (k-1) \text{ степени.}$$

Более подробное построение этих таблиц описано в работе /2/.

Средняя квадратичная ошибка в определении $\epsilon_{i,s}$ не превышает 7%. Она складается из ошибки в определении $Y_{i,s}^{CT}$ - не более 2%, ошибки определения числа атомов мишени ~4%, измерения N_p - 1,5% и ошибки $\sigma_{i,s}^{CT}$ из таблиц усредненных значений для $\sigma_s = f(Z)_E$ ~5%. Заметим, что выбранный нами метод определения эффективности регистрации ХРИ, базирующийся на усреднении известных табличных значений σ_s , хотя и приводит к несколько завышенным ошибкам в определении ϵ , однако он в значительной степени исключает появление неучитываемых ошибок, которые могут возникнуть при определении этой величины другими методами.

Схема опыта приведена на рис.1. Как видно из рисунка, пучок протонов или ионов ⁴He от электростатического ускорителя ОИЯИ типа Ван-де-Граафа, пройдя участок ионпровода попадает на многопозиционную мишень, находящуюся в центре камеры измерений. На этом участке пучок формируется четырьмя диафрагмами. Равномерное распределение тока на мишени обеспечивается расфокусировкой в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью электростатических линз. Мишень изолирована от корпуса и присоединена к интегратору тока. Под углом 90° по отношению к падающему пучку на расстоянии 50 мм от центра мишени камера имеет отверстие, перекрываемое майларовой фольгой толщиной

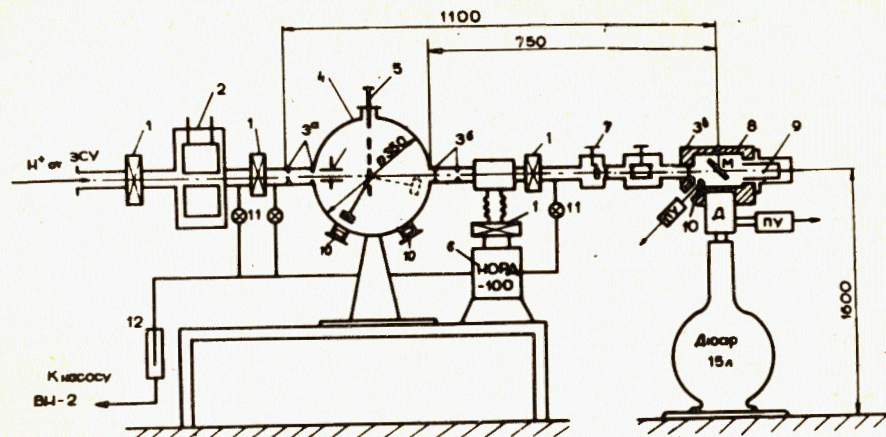


Рис.1. Схема опыта: 1 - вакуумные затворы; 2 - азотная ловушка; 3 - а-г - коллиматоры; 4 - промежуточная камера; 5 - пластины для модуляции пучка; 6 - насос высокого вакуума; 7 - прибор наблюдений за пучком; 8 - камера ХРИ; 9 - цилиндр Фарадея; 10 - Si детектор; 11 - вентиляция; Д - детектор ХРИ; ПУ - предусилитель.

25 мкм. За майларовым окошком установлен Si(Li)-детектор. Импульсы от детектора через предусилитель и усилитель регистрируются многоканальным анализатором импульсов типа "DIDAC". Усилитель обеспечивает стабильность нулевого уровня на выходе и индикацию импульсов самоналожений. Блок-схема регистрации характеристического рентгеновского излучения /ХРИ/ имеет счетчик "живого времени", который суммирует мертвое время детектирования в предусилителе, усилителе и многоканальном анализаторе импульсов и автоматически выдает "живое время" счета на световое табло этого прибора. Энергетическое разрешение спектрометра, измеренное на линии 6,4 кэВ от ⁵⁷Co, составляет 220 эВ. В камере под углом 135° установлен кремниевый поверхностно-барьерный детектор, который используется для одновременного измерения упругого рассеяния ионов ⁴He с измерением выхода характеристического рентгеновского излучения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл.1 приведены сечения возбуждения ХРИ К- и L-серий при бомбардировке исследуемых элементов пучком протонов с энергией 1,46-3,8 МэВ. Сечение возбуждения для К-серии измерялось для ряда элементов, находящихся в интервале $22 \leq Z \leq 47$, для L-серии - в интервале $51 \leq Z \leq 83$. В целях проверки правиль-

Сечение возбуждения ХРИ для К-и L-серий при бомбардировке элементов протоном
в интервале энергий 1,46-3,8 МэВ

Элемент	Э Н Е Р Г И Я П Р О Т О Н О В В МэВ																	
	1,46		2,055		2,5		2,985		3,205		3,527		3,6		3,7		3,8	
	эсп.	из/2/	эсп.	из/2/	эсп.	из/2/	эсп.	из/2/	эсп.	из/2/	эсп.	из/2/	эсп.	из/2/	эсп.	из/2/	эсп.	из/2/
22 Ti	89,95	117,9	213,9	219,9	285,6	298,8	364,5	387,3	-	-	440,5	-	-	-	-	-	-	-
34 Se	4,85	5,53	-	13,7	14,61	-	23,6	-	26,85	-	30,44	-	35,89	-	-	-	-	-
37 Kr	2,67	2,63	7,41	5,73	12,31	10,4	18,9	15,6	-	-	24,50	-	-	-	-	-	-	-
40 Zr	1,15	1,77	3,20	3,45	5,39	4,61	8,67	5,77	-	-	11,36	-	-	-	-	-	-	-
41 Nb	0,94	0,85	2,59	2,52	4,50	4,20	7,18	-	-	-	10,43	-	11,18	-	-	-	-	-
42 Mo	0,71	0,80	1,97	2,31	3,40	3,98	5,55	5,52	-	-	4,96	-	-	-	-	-	-	-
46 Pd	0,30	0,29	0,86	1,69	-	-	2,43	-	-	-	4,11	-	-	-	-	-	-	-
47 Ag	0,20	0,27	0,52	0,81	0,82	1,41	1,53	2,18	1,93	2,51	2,40	2,94	4,46	-	-	-	-	-
51 Sb	307,0	-	506,12	-	676,8	-	802,8	-	892,4	-	-	-	-	-	-	-	-	-
52 Te	272,7	-	387,0	-	637,6	-	804,0	-	925,7	-	-	-	-	-	-	-	-	-
73 Ta	25,92	23,9	52,43	52,2	83,4	76,9	99,4	105,3	118,6	144,6	138,8	143,6	150,6	168,3	157,9	-	-	-
74 W	19,14	-	39,73	-	59,86	-	78,2	-	89,1	-	-	-	-	-	-	-	-	-
83 Br	7,53	7,15	15,68	16,9	29,46	26,3	39,7	37,9	43,6	49,00	52,2	54,2	57,0	59,8	-	-	-	-

Таблица 2

Сечение возбуждения ХРИ для К-и L-серий при бомбардировке элементов ионами ^4He
в интервале энергий 1,5-3,8 МэВ

Элемент	Э Н Е Р Г И Я И О Н О В ^4He В МэВ.																	
	1,5		2,009		2,477		2,987		3,2		3,491		3,6		3,7		3,8	
	эсп.	из/3/	эсп.	из/3/	эсп.	из/3/	эсп.	из/3/	эсп.	из/3/	эсп.	из/3/	эсп.	из/3/	эсп.	из/3/	эсп.	из/3/
22 Ti	4,71	8,12	18,9	21,5	32,6	41,6	55,9	73,2	89,6	90,5	115,0	126,0	136,3	147,1	147,1	137,5	27,1	17,0
24 Cr	4,17	4,45	10,7	11,4	23,1	26,3	41,1	63,6	83,4	69,05	109,0	119,0	127,4	137,5	137,5	137,5	27,1	17,0
27 Co	1,16	1,39	3,28	3,81	6,75	7,63	12,31	13,2	15,5	16,1	19,91	20,8	22,9	24,9	24,9	27,1	17,0	17,0
29 Cu	0,962	0,810	3,15	2,25	6,55	4,48	12,29	8,12	10,1	20,3	13,1	14,4	15,7	17,0	17,0	17,0	17,0	17,0
34 Se	0,133	0,127	0,397	0,438	0,827	0,914	1,58	1,67	2,00	2,15	2,68	3,00	2,86	3,36	3,05	3,68	3,98	3,98
37 Kr	0,055	-	0,185	-	0,41	-	0,816	-	1,48	-	1,48	-	-	-	-	-	-	-
40 Zr	0,0224	-	0,082	-	0,19	-	0,367	-	0,643	-	0,643	-	-	-	-	-	-	-
41 Nb	-	0,0282	0,062	0,092	0,146	0,196	0,300	-	0,503	-	0,503	-	-	-	-	-	-	-
42 Mo	-	0,0191	0,049	0,066	0,113	0,15	0,232	0,303	0,388	0,4	0,531	0,593	0,656	0,552	0,725	0,626	0,626	0,626
46 Pd	0,00404	-	0,0196	-	0,05	-	0,104	-	0,135	0,191	0,211	-	-	-	-	-	-	-
47 Ag	0,0027	0,0035	0,019	0,019	0,039	0,038	0,082	0,063	0,113	0,081	0,143	0,120	0,165	0,132	0,196	0,147	0,157	0,157
50 Sn	-	0,0002	0,0087	0,019	0,019	0,039	0,025	-	0,036	0,072	0,049	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054	0,054
46 Pd	88,8	-	189,2	-	262,4	-	497,7	-	585,9	-	-	-	-	-	-	-	-	-
47 Ag	50,4	-	128,6	-	196,3	-	313,8	-	467,0	-	-	-	629,2	637,8	-	-	-	-
50 Sn	39,12	-	90,7	-	158,7	-	238,8	-	271,8	-	452,7	-	-	-	-	-	-	-
51 Sb	43,7	-	79,6	-	136,8	-	214,0	-	261,0	-	325,0	-	-	-	-	-	-	-
52 Te	38,3	-	79,6	-	136,8	-	214,0	-	261,0	-	325,0	-	-	-	-	-	-	-
73 Ta	-	1,75	5,27	5,38	9,73	10,0	15,7	16,5	19,7	21,3	24,4	26,3	28,1	27,53	30,0	21,39	21,39	21,39
74 W	-	-	3,93	-	6,71	-	11,3	-	16,5	-	16,5	-	-	-	-	-	-	-
78 Pt	0,893	-	2,60	-	4,82	-	8,46	-	10,4	-	12,4	-	14,8	-	-	-	-	-
83 Br	0,429	0,504	1,22	1,93	2,43	2,69	3,11	3,88	4,82	6,80	6,56	7,30	7,97	8,60	8,60	8,60	8,60	8,60

ности методики измерений в таблице помещены данные наших измерений на элементах (Ag, Ti, Bi), сечения возбуждения ХРИ которых в исследуемом интервале энергий измерялись ранее другими авторами и хорошо согласуются между собой. В этой же таблице для сравнения приведены данные σ_s , взятые из усредненных значений зависимостей $\sigma_s = f(E)|_Z$, опубликованных в ^{/2/}. Как видно из таблицы, в интервалах энергий, где возможно сравнение, сечения возбуждения ХРИ в пределах ошибок согласуются с усредненными литературными данными.

В табл.2 приведены сечения возбуждения ХРИ К- и L-серий при бомбардировке ряда элементов пучком ионов ⁴He в интервале энергий 1,5-3,8 МэВ. В таблице помещены также данные, взятые из таблиц ^{/3/} и усредненные в интересующем нас интервале энергий методом, указанным ранее.

Значения σ_s при бомбардировке Co, Se, Ag, Ta рассматриваются нами как подтверждающие правильность принятого метода измерения. Для ряда элементов измерения повторены, поскольку сечения ХРИ, опубликованные различными авторами, имеют большое расхождение между собой. Так, например, в таблицах ^{/3/} для сечения возбуждения К-серии ХРИ при бомбардировке Си ионами ⁴He с энергией 2,6 МэВ приведены два значения: 8,68 барн и 4,7 барн; для возбуждения К-серии Ст при энергии $E_{4He} = 2,1$ МэВ - 13,5 барн и 21,0 барн; при возбуждении L-серии Bi / $E_{4He} = 3,0$ МэВ / - 5,1 барн и 16,1 барн и т.д.

Средняя квадратичная ошибка при определении сечения во всех измерениях не превышает 10%. Она складывается из ошибки определения выхода ХРИ - не больше 2%. Ошибки определения ϵ - 5-7%, ошибки в определении числа атомов мишени - 4%, ошибки определения числа частиц, падающих на мишень, - 1,5%, ошибки в определении σ из-за ошибок в измерении энергии - 1% /находится из кривой $\sigma = f(E)$ /.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сечения возбуждения ХРИ при бомбардировке исследуемых элементов пучком протонов и ионов ⁴He сравнивались с результатами теоретических расчетов, выполненных в борновском приближении плоских волн /БППВ/ и модели бинарных столкновений /МБС/. Расчеты по указанным теориям дают сечение ионизации, и переход к сечениям возбуждения ХРИ проводился умножением этих величин на величину флуоресцентного выхода и вероятности перехода Костера-Кронига, взятых из работы ^{/4/}. Следует заметить, что описание известных в настоящее время экспериментальных данных по сечениям ионизации К- и L-оболочек в МБС приближении проводилось рядом авторов с использованием для всех оболочек волновой функции только 1s-состояния ^{/5,6/}.

Расчеты сечения в борновском приближении плоских волн /БППВ/ обычно проводились с использованием табличных данных, взятых из ^{/7,8/}, которые содержат функцию $f(\eta, \theta)$, связанную с сечением ионизации σ уравнением вида

$$\sigma = 8\pi Z_1^2 a_0^2 Z_{2s}^{-4} \eta_s^{-1} f(\eta_s, \theta_s),$$

где

$$\eta_s = \frac{m_e E_1}{M_1 Z_{2s}^2 R_\infty}; \quad \theta_s = \frac{n^2 E_{CB}}{Z_{2s}^2 R_\infty};$$

Z_1, M_1, E_1 - атомный номер, масса и энергия падающей частицы; m_e, E_{CB} - масса и энергия связи электрона в оболочке; a_0, R_∞ - борновский радиус и постоянная Ридберга; n - главное квантовое число оболочки; Z_2 - атомный номер атома мишени; θ_s - постоянная экранирования, $\theta_s < 1$.

В расчетах предполагается, что экранирование заряда ядра электронами атома можно учесть введением экранированного заряда по правилам Слеттера:

$$Z_{2s} = Z_2 - 0,3 \text{ для К-оболочки}; \\ Z_{2s} = Z_2 - 4,15 \text{ для L-оболочки}.$$

Заметим, что этот метод расчета не лишен определенных недостатков, так как, во-первых, выбор $\theta_s < 1$ соответствует отрицательным кинетическим энергиям выбиваемого электрона, рассматривать которые нет убедительных оснований, и, во-вторых, определение эффективного заряда Z_{2s} по правилам Слеттера приводит к весьма большим погрешностям. В отличие от указанного метода расчета в нашем случае при расчетах как в МБС, так и в БППВ приближениях использовались 1s-, 2s-, 2p-волновые функции водородоподобного атома, а экранирование заряда ядра атома мишени учитывалось введением эффективного заряда Z_{2s} , определяемого из соотношения

$$E_{CB} = \frac{Z_{2s}^2}{n^2} R_\infty,$$

где n - главное квантовое число, E_{CB} - экспериментальное значение энергии связи электрона в оболочке.

Поскольку рассмотрение проводилось для водородоподобного атома, результаты теоретических вычислений для каждой отдельной оболочечки, как в МБС, так и в БППВ приближениях были представлены в виде масштабного закона

$$\frac{\sigma(n^2 E_{CB})^2}{Z_1^2} = F_{n,l} \left(\frac{E_1}{\lambda n^2 E_{CB}} \right); Z_1 - \text{заряд налетающего иона.}$$

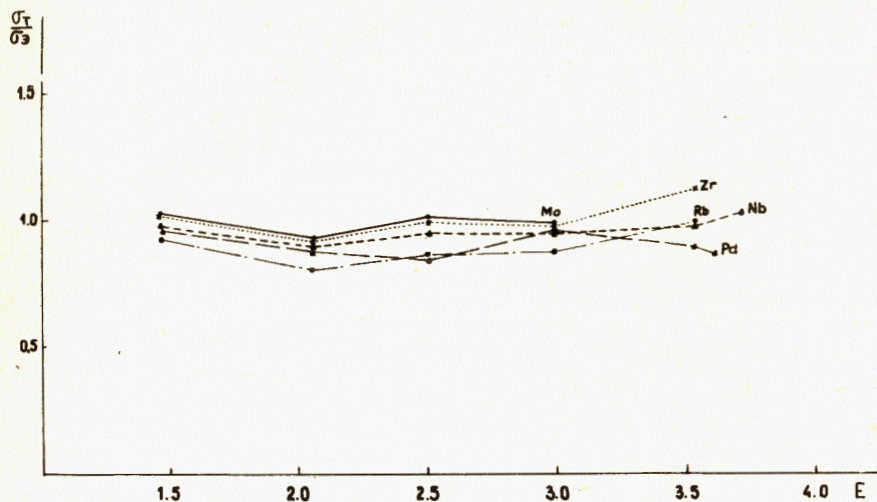


Рис.2. Зависимость σ_T/σ_3 от энергии протонов в МэВ для К-серии. Расчет проведен в приближении МБС.

На рис.2 представлены энергетические зависимости отношений теоретически рассчитанных сечений к экспериментально измеренным сечениям возбуждения ХРИ (σ_T/σ_3) для К-оболочки некоторых из исследуемых атомов при возбуждении их пучком протонов с энергией 1,5-3,8 МэВ. Данные σ_T , используемые при расчете σ_T/σ_3 , рассчитывались в приближении МБС, поскольку, как показал анализ результатов настоящей работы и многочисленных публикаций, экспериментальная точность измерений σ_3 является недостаточной, чтобы установить, какое из приближений /МБС, БППВ или их различные модификации, в том числе предложенная в настоящей работе/ более правильно описывает процесс ионизации атомов протонами. Как видно из рис.2, теоретические расчеты σ_T , в пределах ошибок, совпадают с экспериментальными ($\sigma_T/\sigma_3 \approx 1$). Аналогичные расчеты σ_T/σ_3 , проведенные для ионизации L-оболочки исследуемых атомов протонами, независимо от метода расчета /в приближении МБС или БППВ/ также приводят к величине, близкой к 1 /результаты на рисунке не показаны/.

Более противоречивая картина наблюдается при расчете σ_T для ионизации К-оболочки при возбуждении ее ионами ^4He . В этом случае, если при возбуждении характеристического рентгеновского излучения L-серии протонами и ионами ^4He расчетные значения σ_T совпадают с экспериментальными, то при ионизации К-оболочки ионами ^4He отношение σ_T/σ_3 значительно отличается от единицы /см. рис.3/. Указанные закономерности можно проследить на рис.4 и рис.5, где для исключения влияния индивидуальных особенностей атомов мишени на процесс взаимодействия их с налетающей частицей проведено усреднение $\sigma_T/\sigma_3 = f(E)$ по атомным но-

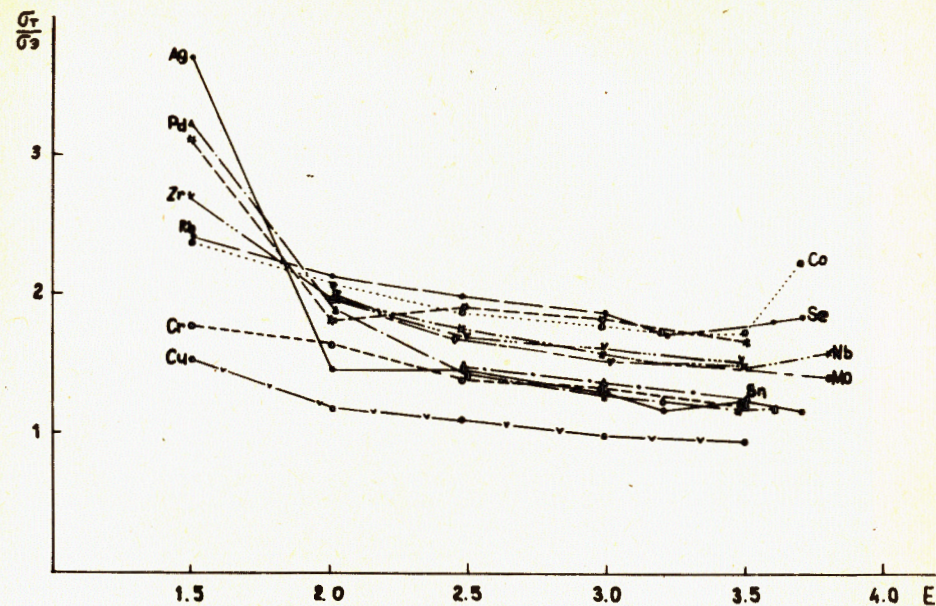


Рис.3. Зависимость σ_T/σ_3 от энергии иона $^4\text{He}^{+1}$ для К-серии ХРИ; ХРИ - расчет проведен в приближении МБС.

мерам Z. На рис.4 приведены зависимости $(\sigma_T/\sigma_3)_{\text{ср}} = f(E)$ при ионизации К-оболочки исследуемых атомов протонами и ионами ^4He . Верхняя часть рис.4/а/ относится к ионизации протонами, нижняя /б/ - к ионизации ионами ^4He . На рис.5а,б - те же зависимости при ионизации L-оболочки. На рис.4а и 5а видно, что при ионизации К- и L-оболочки протонами и ионизации L-оболочки ионами ^4He отношение $\sigma_T/\sigma_3 \approx 1$. Для случая ионизации К-оболочки ионами ^4He усредненные значения $(\sigma_T/\sigma_3)_{\text{ср}}$ значительно больше единицы и возрастают с уменьшением энергии. Причина такого расхождения теоретических значений сечения с экспериментальными при ионизации К-оболочки ионами ^4He не совсем ясна, и ее выяснение требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Качественно она может быть понята, если принять во внимание отклонение траектории падающей частицы от прямолинейной /предполагаемой в теории БППВ/ в кулоновском поле ядра. При отклонении траектории от прямолинейной увеличивается расстояние наибольшего сближения (d) падающего иона с атомом мишени, которое для иона ^4He будет большим, чем для протона. И поскольку радиус L-оболочки в 4 раза больше радиуса К-оболочки, сечение ионизации при увеличении расстояния наибольшего сближения уменьшится для К-оболочки сильнее, чем для L-оболочки /в обсуждении предполагается, что ионизация атома ионами в основном происходит для ионов, приближающихся к ядру мишени

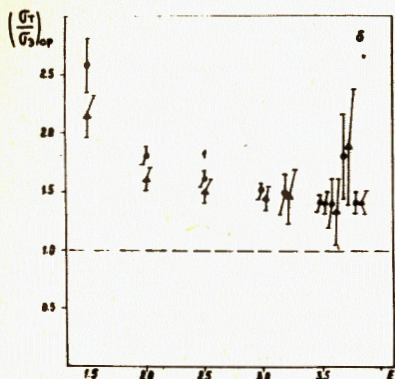
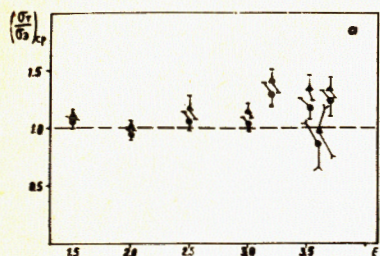


Рис.4. Зависимость $(\sigma_T/\sigma_{\text{ион}})_{\text{ср}}$ от энергии налетающего иона при ионизации К-оболочки. а/ Ионизация протоном, б/ ионизация ^4He . ● - расчет в МБС приближении, ▲ - в приближении БППВ.

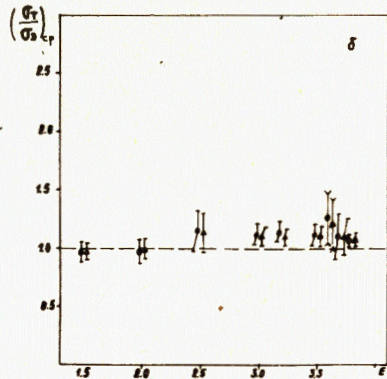
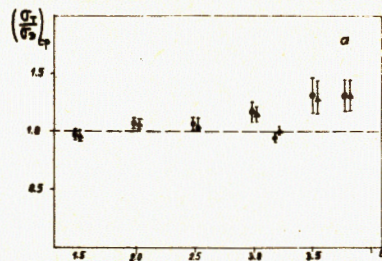


Рис.5. Зависимость $(\sigma_T/\sigma_{\text{ион}})_{\text{ср}}$ от энергии налетающего иона при ионизации L-оболочки. а/ Ионизация протоном, б/ ионизация ^4He , ● - расчет в МБС-приближении, ▲ - расчет в приближении БППВ.

на расстояние $d < a_2$, где $a_2 = (n^2 a_0)/Z_2$; a_0 - радиус Бора/. По сравнению с расчетами по БППВ величина сечения ионизации при этом уменьшается с уменьшением энергии падающего иона и увеличением Z_2 , что можно проследить при рассмотрении зависимости, связывающей параметр наибольшего сближения (d) иона с атомом мишени с параметром удара (b):

$$d(b) = d_{\text{min}} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{b}{d_{\text{min}}} \right)^2} \right],$$

где $d_{\text{min}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_1}$ - половинное расстояние наибольшего сближения в центральном столкновении; b - параметр удара; E_1 - энергия иона. Проведенное обсуждение подтверждается результатами, приведенными на рис.4б и рис.3, где видно, что $\sigma_T/\sigma_{\text{ион}}$ растет с увеличением Z_2 и уменьшением энергии падающего иона.

В заключение авторы приносят большую благодарность сотруднику ОИЯИ М.Пайеку за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бразевич Э. и др. ОИЯИ, 18-81-503, Дубна, 1981.
2. Бразевич Э. и др. ОИЯИ, 51-18-81-320, Дубна, 1981.
3. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, 17, No.2; Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1978, 21, No.6.
4. Krause M.O. J.Phys.Chem.Ref.Data, 1979, 8, p.307.
5. Garcia J.D., Fortner R.J., Kavanagh T.M. Rev.Mod.Phys., 1973, 45, p.111.
6. McDaniel F.D., Gray T.J., Gardner R.K. Phys.Rev., 1975, A11, p.1607.
7. Rice R., Basbas G., McDaniel F.D. At.Data Nucl. Data Tables, 1977, 20, p.503.
8. Choi B.H., Merzbacher E., Khandelwal G.S. At. Data, 1973, 5, p.291.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июня 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бразевич Э. и др. P14-84-429
Сечение возбуждения характеристического рентгеновского излучения протонами и ионами ^4He для элементов с Z в интервале $22 \leq Z \leq 83$

Приведены экспериментальные результаты по определению сечения выхода характеристического рентгеновского излучения /ХРИ/ от K- и L-оболочек при возбуждении различных элементов пучком протонов и ионов ^4He . Исследования проводились на 18 элементах с Z , находящимися в интервале $22 \leq Z \leq 83$, в диапазоне энергий 1,5-3,8 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Braziewicz E. et al. P14-84-429
Excitation Cross Section of Characteristic X-Ray Radiation by Protons and ^4He Ions for Elements with Z within $22 \leq Z \leq 83$ Range

The K- and L-shell X-ray production cross sections have been measured for 18 elements with atomic number Z within the $22 \leq Z \leq 83$ range using proton and ^4He ion beams with 1.5 to 3.8 MeV energies.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984