



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

3744/82

9/8-82

18-82-340

В.А.Алтынов, С.М.Блохин, Э.Бразевич,
Я.Бразевич, Лю Зай Ик,
Г.М.Осетинский, А.Пурэв

**ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ТОЛСТЫХ ОБРАЗЦОВ
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПУЧКОМ ПРОТОНОВ**

Направлено в журнал "Заводская лаборатория"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Существующие методы определения концентрации элементов в толстых образцах при использовании характеристического рентгеновского излучения /ХРИ/, образующегося при бомбардировке этих образцов пучком протонов ^{1,2/}, требуют применения сложных программ расчета на ЭВМ с большой оперативной памятью, что для ряда прикладных исследований не всегда доступно. Более простая методика анализа элементного состава предложена в работе ^{3/}, в которой рассматривается возможность определения концентраций малых примесей в матрицах, состоящих из одного макрокомпонента, при использовании эталонов любой поверхностной плотности. В настоящей работе проводится исследование возможности практического применения методики, описанной в работе ^{3/}, и предлагается метод анализа малых примесей в многокомпонентных матрицах, макросостав которых известен.

Краткое изложение методов, представленных в работах ^{2,3/}, приведено в разделе 2 настоящей работы. В последнем разделе приводятся результаты обработки экспериментальных данных указанными методами и их сравнения между собой.

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА МАССИВНЫХ ОБРАЗЦОВ

Известно, что концентрация c_ℓ элемента ℓ в толстой мишени /в которой происходит полное торможение падающих протонов/ может быть определена на основе измерения интегральной интенсивности характеристического рентгеновского излучения j -линии s -серии от элемента ℓ , входящего в состав этой мишени. Связь $I_{j,s}^\ell$ с c_ℓ определяется уравнением вида

$$I_{j,s}^\ell = \frac{c_\ell L}{A} \pi \epsilon \int_0^R \sigma_{j,s}^\ell(E(x)) e^{-\mu_j^\ell x \frac{\cos \theta}{\cos \phi}} dx, \quad /1/$$

где $\sigma_{j,s}^\ell(E(x))$ - сечение выхода характеристического рентгеновского излучения j -линии элемента ℓ , возбуждаемого протонами с энергией E ; x - глубина излучающего слоя в г/см² /текущая координата/; R - максимальный пробег протонов в мишени; μ_j^ℓ - массовый коэффициент ослабления рентгеновского излучения j -линии от элемента ℓ элементами, входящими в состав мишени /в см²/г/.

$$\mu_j^\ell = \sum_i \mu_{j,i}^{\ell,1} c_i,$$

где $\mu_{j,i}^{\ell,1}$ - коэффициент ослабления j -й линии ℓ -го элемента элементом i , входящим в состав мишени с определенной концентрацией c_i ; θ, ϕ - углы между нормалью к облучаемой поверхности и направлением к оси пучка и детектору соответственно; π - число частиц, падающих на мишень; ϵ - эффективность детектора; L, A^ℓ - число Авогадро и атомный вес элемента ℓ соответственно. Как видно, определение c_ℓ из уравнения /1/ весьма затруднено, поскольку под интегралом находятся величины $\mu_j^\ell, E(x)$, которые сами зависят от определяемого элементного состава матрицы. Поэтому решение этого уравнения возможно методом последовательных приближений с использованием большого числа итераций. Для частного случая, когда суммарная концентрация всех примесных элементов не превышает 3-5% и концентрация основных элементов матрицы известна, проведение расчета несколько упрощается. В этом случае практически отпадает необходимость учета поглощения рентгеновского излучения в примесных элементах, и под интегралом уравнения /1/ остаются величины, зависящие от основного состава матрицы. Представляя уравнение /1/ в виде

$$I_{j,s}^\ell = c_\ell \frac{L}{A} \pi \epsilon \sum_{E_1=E_0}^{E_{\min}} \sigma_{j,s}^\ell(E_1(x)) e^{-\mu_j^\ell x \frac{\cos \theta}{\cos \phi}} dx(E_1), \quad /2/$$

его решение относительно c_ℓ сводим к суммированию величин, находящихся под знаком суммы /обозначим ее через S° / по бесконечно большому числу отрезков Δx , зависящих от E_1 .

Такая задача для случая $\theta = \phi = 45^\circ$ решена в работе ^{2/}, где для значения S° приводится следующее аналитическое выражение:

$$S^\circ = \sum_{i=0}^{i=N-1} \exp[-\mu X(E_1)] \frac{1}{\mu^2 \Delta x_1} [\sigma(E_1) \{ \mu \Delta X_1 - 1 + \exp(-\mu \Delta X_1) \} + \sigma(E_1 - \Delta E) \{ 1 - (1 + \mu \Delta X_1) \exp(-\mu \Delta X_1) \}], \quad /3/$$

здесь N - конечное число интервалов ΔE ; $X(E_1)$ - пробег протонов энергии E_1 в мг/см²:

$$\Delta E = \frac{E_0 - E_{\min}}{N}; \quad \Delta X_1 = X(E_{i+1}) - X(E_i).$$

Однако, как показала практика, даже при использовании указанного приближения сама процедура вычислений остается трудоемкой.

Методика расчета, развитая в работе ^{3/}, основывается на экспоненциальной аппроксимации зависимости сечения выхода характеристического рентгеновского излучения j -линии элемента ℓ от по-

верхностной плотности x излучающего слоя. Она проводится уравнением вида

$$\sigma_{j,s}^{\ell}(x) = \sigma_0 e^{-\nu_{\ell} x} \quad /4/$$

где σ_0 - сечение выхода ХРИ для элемента ℓ при энергии E_0 :

$$\sigma_0 = \sigma_{j,s}^{\ell} \quad / \text{при } x=0 /,$$

ν_{ℓ} - параметр, характеризующий изменение ионизирующей способности протона с глубиной его проникновения в образец. Используя уравнение /4/, в результате интегрирования уравнения /1/ получаем следующее соотношение для интегральной интенсивности $I_{j,s}^{\ell}(R)$ аналитической линии определяемого элемента для всего излучающего слоя массивного образца:

$$I_{j,s}^{\ell}(R) = \frac{k}{\cos \theta} c_{\ell} \sigma_0 \frac{1 - \exp(-\beta_{\ell} R \cos \theta)}{\beta_{\ell}}, \quad /5/$$

$$\beta_{\ell} = \frac{\nu_{\ell}}{\cos \theta} + \frac{\mu_j^{\ell}}{\cos \phi}, \quad /6/$$

k - коэффициент пропорциональности $k = \frac{\epsilon L}{A^{\ell}} n$; ϵ, L, A^{ℓ} определены ранее. Величина ν_{ℓ} определяется полуэмпирическим соотношением /3/ вида

$$\nu_{\ell} = 0,87 \frac{S_1(E_1)}{E_0} \left(i - \frac{\sigma_{j,s}^{\ell}(E_1)}{\sigma_0(E_0)} \right), \quad /7/$$

здесь $S_1(E_1)$ - тормозная способность в основном элементе однокомпонентной матрицы; σ / E_1 или $E_0 /$ относится к энергии падающего протона. Если наряду с определением $I_{j,s}^{\ell}(R)$ измерить интенсивность характеристического рентгеновского излучения от массивного эталонного образца ($I_{j_3}(R_3)$) с толщиной излучающего слоя $R_3 \cos \theta$ и известной концентрацией c_{ℓ_3} и ввести относительную интенсивность $I_{\ell}^{\text{отн.}}$, определяемую как

$$I_{\ell}^{\text{отн.}} = \frac{I_{j,s}^{\ell}(R)}{I_{j_3}(R_3)},$$

то согласно уравнениям /5/, /6/ можно получить следующее выражение для искомой концентрации:

$$c_{\ell} = c_{\ell_3} \frac{\beta_{\ell_3}}{\beta_{\ell}} \frac{1 - \exp(-\beta_{\ell_3} R_3 \cos \theta)}{1 - \exp(-\beta_{\ell} R \cos \theta)} I_{\ell}^{\text{отн.}}, \quad /8/$$

где $\beta_{\ell_3} = \frac{\nu_{\ell_3}}{\cos \theta} + \frac{\mu_{\ell_3}}{\cos \phi}$; параметры ν_{ℓ_3} и μ_{ℓ_3} для эталона имеют тот же смысл, что ν_{ℓ} и μ_j^{ℓ} для анализируемого образца.

В случае использования тонких эталонов толщиной d /в которых потеря энергии $\Delta E \ll E$ / величина $\beta_{\ell_3} \cdot d$ мала, и экспонента в числителе уравнения /8/ может быть разложена в ряд по $\beta_{\ell_3} d$. Ограничиваясь первыми двумя членами этого разложения, уравнение /8/ может быть представлено в более упрощенном виде:

$$c_{\ell} = \frac{\beta_{\ell_3} d \cos \theta}{1 - \exp(-\beta_{\ell} R \cos \theta)} I_{\ell}^{\text{отн.}}, \quad /9/$$

где величина $I_{\ell}^{\text{отн.}}$ определяется из измерения $I_{j,s}^{\ell}$ и I_{ℓ_3} . Из сравнения последнего уравнения с уравнениями /1/ и /2/ видно, что расчеты концентрации по методу, описанному в работе /3/, более просты и могут быть выполнены без помощи ЭВМ.

Метод расчета, представленный в работе /3/, расширен нами для анализа примесных элементов в многокомпонентной матрице. В этом случае выражение для параметра β , входящего в уравнение /6/, согласно работам /3,4/ может быть записано в виде

$$\beta_{\ell} = \frac{S(E_1)}{\sigma_{j,s}^{\ell}} \frac{d\sigma_{j,s}^{\ell}}{dE} \frac{1}{\cos \theta} + \frac{\mu_j^{\ell}}{\cos \phi} = \frac{d\sigma_{j,s}^{\ell}}{dE} \frac{\sum_{i=1}^n c_i S_i}{\sigma_{j,s}^{\ell} \cos \theta} + \frac{\sum_{i=1}^n c_i \mu_j^{\ell,i}}{\cos \phi}, \quad /10/$$

где S - массовая тормозная способность ионов в анализируемом веществе. Индекс ℓ подчеркивает, что измерение характеристического рентгеновского излучения проводится от элемента ℓ , входящего в состав сложной матрицы, которая сама состоит из макрокомпонентов с концентрацией c_i ; S_i - тормозная способность протонов в матрице, содержащей только один / i / тип / макрокомпонент. Преобразуем уравнение /10/ к виду, более удобному для проведения расчетов. Так как величина $\frac{d\sigma_{j,s}^{\ell}}{dE} \frac{1}{\sigma_{j,s}^{\ell}}$

определяется атомами примесных элементов ℓ и ее величина не зависит от состава компонентов матрицы, выражение для параметра β_{ℓ} в сложной матрице можно представить в виде

$$\beta_{\ell} = \frac{\sum_{i=1}^n c_i \nu_{\ell}^i}{\cos \theta} + \frac{\sum_{i=1}^n c_i \mu_j^{\ell,i}}{\cos \phi}, \quad /11/$$

где

$$\nu_{\ell}^i = \frac{S_1(E_1)}{\sigma_{j,s}^{\ell}} \frac{d\sigma_{j,s}^{\ell}}{dE}. \quad /12/$$

Здесь величина ν_{ℓ}^i характеризует изменение способности протона ионизировать атомы примесных элементов ℓ по мере углубления в матрицу, состоящую из одного / i / макрокомпонента. Заметим, что из уравнений /6/ и /11/ следует, что величина ν_{ℓ} является линейной комбинацией ν_{ℓ}^i , то есть $\nu_{\ell} = \sum_{i=1}^n c_i \nu_{\ell}^i$. Если ввести величину ν_{ℓ}^i , рассчитываемую по формуле /12/ заменой ин-

декса i на ℓ /что определяет ионизацию атомов элементов ℓ в образце, состоящем из этих атомов/, то

$$\nu_{\ell}^{\ell} = \frac{S_{\ell}}{\sigma_{j,s}^{\ell}} \frac{d\sigma_{i,s}^{\ell}}{dE}$$

Тогда

$$\nu_{\ell}^i = \nu_{\ell}^{\ell} \frac{S_i}{S_{\ell}}$$

и выражение для параметра β_{ℓ} в сложной матрице принимает вид

$$\beta_{\ell} = \frac{\nu_{\ell}^{\ell}}{S_{\ell}(E_1)\cos\theta} \sum_i c_i S_i(E_1) + \frac{1}{\cos\phi} \sum_i c_i \mu_j^{\ell,i} \quad /13/$$

Входящие в формулу /13/ параметры S_i , S_{ℓ} , μ_j определяются из таблиц /5,6/, а величина ν_{ℓ}^{ℓ} - согласно уравнению /7/.

В заключение отметим, что представленный метод расчета можно упростить, если составить график зависимости $\nu_{\ell a}^{\ell} = \nu_{\ell}^{\ell} \frac{A_{\ell}}{L}$ от Z мишени. График такой зависимости близок к прямой и может быть представлен как $\nu_{\ell a}^{\ell} = aZ_{\ell}$, где a - коэффициент пропорциональности, определяемый из графика. Для этой цели при заданной начальной энергии E_0 достаточно определить $\nu_{\ell a}^{\ell}$ для нескольких элементов i , построив этот график, определить искомый параметр $a(E_0)$. С учетом вышеизложенного уравнение /13/ можно представить в виде

$$\beta_{\ell} = \frac{L}{A_{\ell}} \frac{a(E_0)Z_{\ell}}{S_{\ell}(E_1)\cos\theta} \sum_i c_i S_i(E_1) + \frac{1}{\cos\phi} \sum_i c_i \mu_j^{\ell,i} \quad /14/$$

Подставив это выражение в уравнение /9/, получим искомую концентрацию элемента ℓ .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНЕНИЯ МЕТОДОВ РАСЧЕТА

Экспериментальная проверка предлагаемой методики проводилась на примерах решения задач трех типов:

1. Определение макросостава многокомпонентных образцов /толстая пластина $Bi_{12}GeO_{20}$, сплав Fe-Ni /.
2. Определение концентраций малых примесей в однокомпонентных матрицах /мишени из алюминия и графита с примесями Fe, Cu, Zn /.
3. Определение концентраций малых примесей в многокомпонентных матрицах /использовался геологический стандарт СП-2, изготовленный в соответствии с ГОСТ 14263 и внесенный в государственный реестр мер и измерительных приборов, а также биологический стандарт /11/ института физики Грузинской ССР/.

Поскольку основной задачей настоящей работы является выяснение надежности предлагаемого метода расчета и сравнение его с известными ранее методами /по формулам /1/ или /2//, при сравнениях используются не абсолютные значения интенсивности ХРИ от элементов ℓ , а отношение этих интенсивностей к интенсивности какого-либо элемента, входящего в состав исследуемой мишени. Такой подход исключает влияние экспериментальных ошибок, связанных с самой методикой измерения. Мишени помещались в камеру измерений, установленной на одном из ионопроводов электростатического ускорителя Ван-де-Граафа ОИЯИ. Измерение характеристического рентгеновского излучения от исследуемых мишеней проводилось детектором, установленным вне вакуумного объема камеры под углом 90° по отношению к падающему пучку. Расстояние от центра мишени до детектора - 50 мм. Для обеспечения прохождения рентгеновского излучения в указанном направлении в камере имеется отверстие, перекрываемое пленкой металлизированного майлара толщиной 25 мкм. Импульсы от детектора через предусилитель и усилитель направлялись на многоканальный анализатор импульсов Didak для последующей записи и обработки. Блок-схема электронной аппаратуры включает также счетчик "живого времени", который суммирует мертвое время детектирования в предусилителе, усилителе и многоканальном анализаторе импульсов и выдает "живое время" счета на световое табло этого прибора. Энергетическое разрешение спектрометра, измеренное по линии $6,4$ кэВ ^{57}Co , составляет 215-220 эВ. Обработка энергетических спектров производится по программе АСТIV, разработанной в ОИЯИ на ЭВМ БЭСМ-6. Более подробное описание экспериментальной установки и методики измерения интенсивности ХРИ опубликовано ранее /7/. Приведем величину нижней границы средней квадратичной ошибки в определении концентрации, которая может оказаться полезной при оценке применимости предлагаемого метода расчета. Ее величина определялась по измерению выхода ХРИ на тонкой мишени и составляет ~10%. Это значение складывается из ошибки в определении площади энергетического спектра ХРИ ~1-3%, ошибки в определении числа частиц, падающих на мишень - 1,5%, ошибки сечения ~5-7%, ошибки в определении эффективности детектирования ~7%. Заметим, что для массивных образцов погрешность измерений значительно выше, и ее определение в каждом конкретном случае требует специального рассмотрения.

3.1. Толстая мишень $Bi_{12}GeO_{20}$ и сплав 27%Fe + 73%Ni

Для $Bi_{12}GeO_{20}$ расчеты проводились по измерению выхода характеристического $L_{\alpha}L_{\beta}\gamma$ -излучения от Bi и K_{α} -излучения

для Ge при возбуждении указанной мишени пучком протонов с энергией $E_0 = 3$ МэВ. Необходимые для расчета концентрации Fe и Ni, значения относительных интенсивностей выхода ХРИ - $I_{\text{рхн}}$. при возбуждении указанной мишени пучком протонов с $E_0 = 2$ МэВ взяты из работы /8/. Здесь и в дальнейшем необходимые для расчета значения σ взяты из работы /9/, значения ϵ, μ - из работ /7,10/. Данные расчета приведены в табл.1: в первом столбце - отношение концентраций, рассчитываемое на основе известного состава мишени; во втором и четвертом столбцах - результаты расчетов по формуле /8/ и формуле /1/ настоящей работы; в третьем - величина $\delta = \frac{C_{\text{эт}} - C_{\text{изм.}}}{C_{\text{эт}}}$ %, характеризующая отклонение /в %/ расчетных по формуле /8/ величин от эталонных; в последнем столбце - разница между результатами расчетов по формуле /1/ и /8/.

Таблица 1

	Эталонные значения отношения концентр.	Расчеты по формуле (8)	$\delta = \frac{C_{\text{эт}} - C_{\text{изм.}}}{C_{\text{эт}}}$ % относ.	Расчеты по формуле (1)	Расхождение расчетов по формуле (1) и (8), % отн.
$C_{\text{в}}/C_{\text{св}}$	34,5	34,74	0,7	35,64	2,5
$C_{\text{пу}}/C_{\text{св}}$	2,70	2,59	4,3	2,72	5,46

3.2. Мишени из Al и графита

Определялась концентрация Fe, Cu, Zn в этих однокомпонентных матрицах />99% Al и ~ >99% графита/. В табл.2 приведены результаты для трех мишеней из Al и графита. В этой же таблице в целях сравнения приведены данные расчета, проведенные по формуле /2/. Здесь и в дальнейшем измерения проводились на пучке протонов с энергией 3 МэВ.

3.3. Геологический и биологический стандарты

Геологический стандарт СП-2 представляет собой толстую мишень, выполненную в виде таблетки толщиной 2 мм /порошок СП-2 после тщательного перемешивания с добавкой 0,1 грамма полиэтиленгликоля и 0,1 граммов аспирина на 10 грамм образца пресовался при давлении 50 тонн/.

Таблица 2

	Al		δ %	Графит		
	Расчеты по формуле (8) г/г	Расчеты по формуле (2) г/г		Расчеты по формуле (8) г/г	Расчеты по формуле (2) г/г	δ %
C_{Fe}	$1,28 \cdot 10^{-5}$	$1,31 \cdot 10^{-5}$	2,3	$5,085 \cdot 10^{-5}$	$5,30 \cdot 10^{-5}$	4
	$1,49 \cdot 10^{-5}$	$1,52 \cdot 10^{-5}$	2,0	$2,781 \cdot 10^{-5}$	$2,93 \cdot 10^{-5}$	5
	$1,58 \cdot 10^{-5}$	$1,61 \cdot 10^{-5}$	2,0	$2,744 \cdot 10^{-5}$	$2,88 \cdot 10^{-5}$	5
C_{Cu}	$0,623 \cdot 10^{-5}$	$0,631 \cdot 10^{-5}$	1,3	$4,841 \cdot 10^{-6}$	$4,93 \cdot 10^{-6}$	2
	$0,698 \cdot 10^{-5}$	$0,707 \cdot 10^{-5}$	1,3	$1,432 \cdot 10^{-6}$	$1,47 \cdot 10^{-6}$	2,6
	$0,775 \cdot 10^{-5}$	$0,786 \cdot 10^{-5}$	1,4	$9,795 \cdot 10^{-6}$	$10,07 \cdot 10^{-6}$	2,8
C_{Zn}	$0,732 \cdot 10^{-5}$	$0,742 \cdot 10^{-5}$	1,4	$9,64 \cdot 10^{-6}$	$9,86 \cdot 10^{-6}$	2,3
	$1,076 \cdot 10^{-5}$	$1,089 \cdot 10^{-5}$	1,2	$2,18 \cdot 10^{-6}$	$2,26 \cdot 10^{-6}$	3,5
	$1,288 \cdot 10^{-5}$	$1,305 \cdot 10^{-5}$	1,3	$1,80 \cdot 10^{-6}$	$1,85 \cdot 10^{-6}$	2,7

Таблица 3

Стандарт	Элемент	Паспортные данные в относит. единицах	Расчеты по формуле (8) относит. ед.	δ Отклонение данных расчетов от паспорт. относ. ед.	Расчеты по формуле (2)	δ Расхождение расчетов по формулам (2) и (8), относ. ед.
	Rb/Zn	1,67	1,59	5	1,54	3
	Str/Zn	2,67	2,12	21	1,87	12
Биологич.	Zn/Fe	0,342	0,296	13,5	0,303	2,4
	Se/Fe	1,67	1,77	6,0	1,75	1,2
	Rb/Fe	1,0	1,14	14,0	1,13	1,3

Согласно паспортным данным стандарт СП-2 состоит из многокомпонентной матрицы следующего состава: O - 51%; Al - 5,1%; Si - 36,6%; K - 2,1%; Fe - 2,1%. Определяемые элементы - Zn, Ga, Rb, Sr. Биологический стандарт представляет собой многоэлементный раствор в фенол-формальдегидной смоле, сформированной в виде таблетки /1/. Основной состав матрицы включает: C - 76,2%; H - 5,9%; O - 17,9%. Исследовались концентрации

Fe, Zn, Se, Rb, входящих в состав этой матрицы. Данные расчета в относительных единицах /по отношению к концентрации Zr или Fe/ представлены в третьем столбце табл.3. В предпоследнем и последнем столбцах приведены расчеты, проведенные по формуле /2/, и отклонение этих расчетов от расчетов по формуле /8/.

Как видно из таблицы, расхождение между результатами эксперимента и паспортными данными не выходит за пределы ошибок измерений на толстых мишенях.

Таким образом, приведенные примеры наглядно демонстрируют надежность использования предлагаемого метода расчета для определения концентрации примесных элементов в однокомпонентных и многокомпонентных матрицах. Из анализа таблиц видно, что расчеты, проводимые по предлагаемому методу, в пределах нескольких процентов совпадают с традиционными /2,8/. Наблюдаемые расхождения с эталонными значениями не выходят за пределы ожидаемых ошибок, которые для случая толстых мишеней вряд ли могут быть меньше 20-25%. Вместе с тем предлагаемый метод расчета обладает одним важным достоинством - его использование значительно облегчает проведение расчетов.

Авторы приносят глубокую благодарность группе эксплуатации электростатического ускорителя ОИЯИ за хорошую бесперебойную работу ускорителя при проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коляда В.М., Зайченко А.К., Дмитренко Р.В. Рентгено-спектральный анализ с ионным возбуждением. Атомиздат, М., 1978.
2. Patnaik B.K., Dhare N.G. Nucl.Instr. and Meth., 1975, vol.131, No.3, p.503.
3. Блохин С.М., Краснолуцкий В.П. Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Физматгиз, М., 1981, вып.25.
4. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. Физматгиз, М., 1957.
5. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. "Наукова думка", Киев, 1975.
6. Афонин В.П., Гуничева Т.Н. Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ горных пород и минералов. "Наука", Новосибирск, 1977.
7. Бразевич Э. и др. ОИЯИ, 18-81-503, Дубна, 1981.
8. Reuter W. et al. J.Appl.Phys., 1975, vol.46, p.213.
9. Бразевич Э. и др. ОИЯИ, 51-18-81-320, Дубна, 1981.
10. Бразевич Э. и др. ОИЯИ, 51-18-81-319, Дубна, 1981.
11. Мусушвили Л.М. Препринт ИФ АН ГССР, 20-БФ, Тбилиси, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 мая 1982 года.

Алтынов В.А. и др.

18-82-340

Элементарный анализ толстых образцов при возбуждении характеристического рентгеновского излучения пучком протонов

Приводится описание упрощенного метода расчета элементного состава толстых образцов при детектировании характеристического рентгеновского излучения /ХРИ/, образующегося при бомбардировке этих образцов пучком протонов. Проведена экспериментальная проверка предлагаемого метода расчета по измерению ХРИ от элементов известной концентрации, входящих в состав однокомпонентной и многокомпонентной матрицы. Показано, что в пределах погрешности измерений предлагаемый метод расчета дает результат, аналогичный существующим /1,2/.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Altynov V.A. et al.

18-82-340

Elementary Analysis of Massive Samples at the Excitation of the Characteristic X-Radiation by a Proton Beam

A simplified method is described for calculating the elementary composition in the massive samples in the case of the detection of the characteristic X-radiation emitted under the bombardment of the samples by a beam of protons. The method was experimentally verified by measuring the characteristic X-radiation from the elements with a known concentration entering the one-component and multi-component matrix. It was shown that within the experimental accuracy the discussed method gave results analogous to those obtained with the earlier used methods /1,2/.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.