

ПРЕПРИНТ № 1-388

# **ИВТАН**

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ  
НАУК

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
“ИВТАН”

RUSSIAN  
ACADEMY  
OF SCIENCES

“IVTAN”  
ASSOCIATION

МОСКВА  
1995

И.А.Волков  
С.В.Галкин  
В.М.Лоборев  
А.В.Острик  
В.П.Петровский  
В.Е.Фортов

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ  
ИЗ КОНСТРУКЦИОННЫХ  
МАТЕРИАЛОВ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
РЕНТГЕНОВСКОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ

Волков И.А., Галкин С.В., Лоборев В.М.,  
Острик А.В., Петровский В.П., Фортов В.Е.

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Препринт ИВТАН № 1-388. - М., 1995, 39 с.

Представлено описание набора расчетных методик для определения характеристик электронного излучения из многослойных гетерогенных преград. Особое внимание уделяется действию мягкого рентгеновского излучения, когда расчет переноса низкоэнергетических электронов методом Монте-Карло имеет ряд принципиальных особенностей. Приводятся результаты тестирования методик на основе сравнения с расчетными и экспериментальными данными литературных источников, а также с данными измерений, выполненных авторами на специально разработанной установке для исследования электронной эмиссии под действием рентгеновского излучения.

Description of a computation methods set to determine characteristics of electron radiation from multi-layer heterogenous barriers is presented. Special attention is paid to soft X-rays effects when low-energy electron transfer calculation using the Monte-Carlo method has a number of principal features. Methods testing results based on comparing reference sources with calculation and experimental data are given. Measurement data carried out by the authors on specially development facility to investigate electron emission under X-ray effects are also compared with reference sources.

Ил. 18. Табл. 2. Библиогр. 28 назв.

## ВВЕДЕНИЕ

Дифференциальные характеристики электронной эмиссии с поверхности преграды являются необходимыми исходными данными для расчета параметров электромагнитных полей, генерируемых в ее окрестности. В работе описывается аналитическая методика, позволяющая получать эти характеристики для однородных материалов со сложным составом при воздействии на них рентгеновского излучения с произвольным энергетическо-временным спектром. Предлагается также эффективный подход к вычислению характеристик электронного излучения в неоднородных гетерогенных преградах, основанный на сочетании аналитического метода и метода Монте-Карло. Получаемые на основе этого подхода данные (профили токов, распределения поглощенной дозы, плотности объемного заряда) могут быть использованы при оценке последствий воздействия мощного рентгеновского излучения на многослойные конструкции. Отдельное внимание уделяется действию мягкого рентгеновского излучения, поскольку расчет переноса электронов низких энергий методом Монте-Карло имеет ряд принципиальных особенностей (неприменима популярная схема непрерывных потерь энергии, при определении дифференциальных сечений неупругих процессов, необходим учет образования плазмонов, пар электрон-дырка в зоне проводимости и т.д.). Приведены результаты тестирования методик на основе сравнения с известными расчетами, экспериментами, а также с данными измерений, выполненных на экспериментальной установке, созданной специально для такого тестирования.

## 1. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА

Для получения характеристик вторичного электронного излучения из твердых тел под действием гамма- и рентгеновских квантов разработано значительное число экспериментальных и расчетных методов. Обширный обзор работ, посвященных этой теме, приведен в монографии Аккермана, Смирнова и Грудского [1]. Некоторые из существующих расчетных методик, в принципе, могут быть использованы для получения характеристик электронной эмиссии из реальных материалов со сложным химическим составом под действием излучения с непрерывным спектром. Однако практическое их использование в таких задачах связано с очень большими затратами машинного времени. Особенно остро эта проблема встает при рассмотрении рентгеновского диапазона энергий квантов. В этой области энергетический спектр электронной эмиссии из многокомпонентных материалов имеет сложную структуру, обусловленную наличием в среде электронных источников с большим набором начальных энергий электронов (фото-, оже- и комптоновских), сравнимых по величине с максимальной энергией спектра квантов. Обычно используемый метод Монте-Карло требует накопления значительной статистики для каждой из начальных энергий, чтобы обеспечить удовлетворительную точность вычислений.

Задача становится еще более сложной, если необходимо учесть зависимость энергетического спектра рентгеновского излучения импульсных источников от времени. Обычный подход, применяемый для расчета характеристик электронного излучения, генерируемого квантами с непрерывным спектром, заключается в их предварительном получении для набора моноэнергетических источников и дальнейшей свертке с требуемым энергетическим распределением квантов. Вместе с тем, отмеченная выше сложная структура спектров эмиссионных электронов в рентгеновской области затрудняет процедуру интерполяции, необходимую при вычислении интеграла свертки. Очевидным решением проблемы может служить расчет характеристик эмиссии раздельно для фото-, оже- и комптоновских электронов в различных материалах при разных начальных энергиях. При этом появляется возможность дополнить интерполяцию по энергии квантов  $E_k$  интерполяцией по атомному номеру материала  $Z$ .

Для упрощения такой интерполяции целесообразно выделить из выхода электронов эмиссии ту его часть, которая наиболее резко зависит от  $E_k$  и  $Z$ , и описать ее приближенным аналитическим выражением. Тогда поправка к ней будет слабо зависеть от указанных

параметров и может быть аппроксимирована полиномами.

Описанный подход был использован при создании быстродействующей аналитической методики расчета характеристик электронной эмиссии из однородных многокомпонентных материалов под действием рентгеновского излучения (РИ) в диапазоне энергий от 0,1 до 120 кэВ.

Выражение, описывающее временное энергетическо-угловое распределение электронов эмиссии, имеет вид:

$$N(t, E, \theta, \alpha) = \frac{U (1-\beta) \cos \theta}{4 \pi S(E)} \int_{\Omega_K} d\Omega_K \int_0^{E_{\max}} dE_K \frac{\psi_K(t, E_K, \Omega_K)}{E_K} \left[ \sum_{j=1}^{N_C} \zeta_j \left\{ x_j^\Phi(E_K) \times \right. \right. \\ \times \left[ \sum_{i=1}^n P_j^i(E_K) \left\{ F_E^\Phi(E, E_K - E_{b,j}^i, \theta_K) F_\theta^\Phi(\theta, E_K - E_{b,j}^i, \theta_K) F_\alpha^\Phi(\alpha, E_K - E_{b,j}^i, \theta_K) + \right. \right. \\ \left. \left. + Q_j^i \sum_{m=1}^{K_j^i} Y_{ij}^m F_E^0(E, E_{mj}^i) \right\} \right] + \left[ \sum_{j=1}^{N_C} \zeta_j x_j^K(E_K) \right] \times \\ \left. \times F_E^K(E, E_K, \theta_K) F_\theta^K(\theta, E_K, \theta_K) F_\alpha^K(\alpha, E_K, \theta_K) \right], \quad (1.1)$$

где  $t$  — время;  $E$  — энергия электрона, вылетающего из преграды;  $\theta$  — полярный угол вылета электронов с поверхности преграды, отсчитываемый от нормали к ней;  $\alpha$  — азимутальный угол между перпендикулярными к преграде плоскостями, проходящими через направление на источник излучения и направление вылета электронов (рис. 1);  $U$  — интегральная за импульс плотность потока энергии рентгеновского излучения через площадку, перпендикулярную направлению на источник, в точке расположения рассматриваемой поверхности преграды;  $\psi_K(t, E_K, \Omega_K)$  — нормированное на единицу временное энергетическо-угловое спектральное распределение РИ на поверхности преграды, характеризующее долю энергии импульса, приходящуюся на единичный интервал  $t$ ,  $E_K$  и  $\Omega_K$ ;  $E_{\max}$  — максимальная энергия квантов;  $\Omega_K$  — телесный угол, характеризующий направление распространения рентгеновского кванта ( $d\Omega_K = \sin \theta_K d\theta_K d\phi_K$ );  $\beta = 0,475Z_{\text{эфф}}^{0,177} - 0,40$  — коэффициент обратного рассеяния электронов в преграде с эффективным атомным номером  $Z_{\text{эфф}}$  [2];  $N_C$  — число компонентов, входящих в состав материала преграды;  $\zeta_j$  — весовое содержание  $j$ -го компонента материала;  $E_{b,j}^i$  — энергия связи  $i$ -й оболочки;  $x_j^\Phi$  и  $x_j^K$  — коэффициенты фотопоглощения и комптоновского

рассеяния;  $n_j$  – число атомных оболочек, из которых квант с данной энергией может выбить фотоэлектрон;  $P_j^i$  – вероятность фотопроцесса на  $i$ -й оболочке;  $Q_j^i$  – вероятность безрадиационного заполнения образовавшейся вакансии на  $i$ -й оболочке;  $k_j^i$  – число оже-переходов, возможных при заполнении вакансии в  $i$ -й оболочке;  $\gamma_{ij}^m$  – вероятность образования оже-электрона с энергией  $E_{ij}^m$ ;  $S(E)$  – тормозная способность электронов с энергией  $E$ . Индекс  $j$  при величинах  $E_{ij}^m$ ,  $x_j^\Phi$ ,  $x_j^K$ ,  $n_j$ ,  $P_j^i$ ,  $Q_j^i$ ,  $k_j^i$ ,  $\gamma_{ij}^m$  означает принадлежность к  $j$ -му компоненту материала преграды.

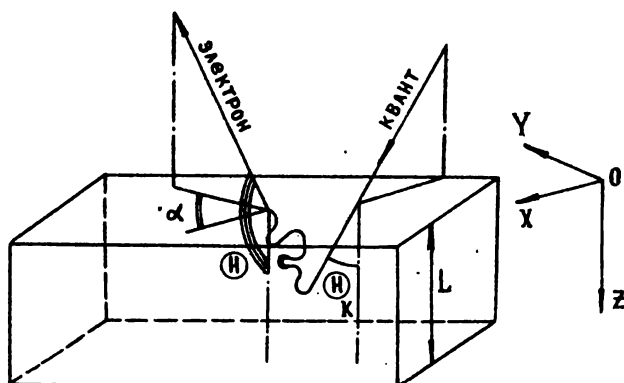


Рис.1. Формирование электронной эмиссии под действием квантов

Функции  $F_E^\Phi$ ,  $F_E^K$ ,  $F_E^O$ ,  $F_\theta^\Phi$ ,  $F_\theta^K$ ,  $F_\alpha^\Phi$ ,  $F_\alpha^K$  имеют смысл поправок к энергетическим и угловым распределениям электронов эмиссии. Если их положить равными единице, а коэффициент  $\beta$  – нулю, то формула (1.1) перейдет в выражение, приближенно описывающее характеристики эмиссии при допущениях об изотропности всех источников электронов и об отсутствии углового рассеяния при распространении электронов в среде [3]. Множитель  $1-\beta$ , приближенно учитывающий многократное рассеяние частиц, введен по аналогии с работой [2], где он использовался при описании интегрального выхода эмиссии.

Поскольку функции  $F_E^\Phi$ ,  $F_E^K$ ,  $F_E^O$ ,  $F_\theta^\Phi$ ,  $F_\theta^K$ ,  $F_\alpha^\Phi$ ,  $F_\alpha^K$ , полученные путем деления точных распределений электронов на приближенные,

являются безразмерными, их можно назвать приведенными распределениями. Они имеют следующий смысл:

$F_E^\Phi(E, E_0, \theta_k)$ ,  $F_\theta^\Phi(\theta, E_0, \theta_k)$ ,  $F_\alpha^\Phi(\alpha, E_0, \theta_k)$  - приведенные распределения по энергии, полярному и азимутальному углам для фотоэлектронов с начальной энергией  $E_0$  при облучении преграды под углом  $\theta$ ;

$F_E^{K_k}(E, E_k, \theta_k)$ ,  $F_\theta^{K_k}(\theta, E_k, \theta_k)$ ,  $F_\alpha^{K_k}(\alpha, E_k, \theta_k)$ , - приведенные энергетическое, полярное и азимутальное распределения эмиссии комптоновских электронов при облучении преграды квантами с энергией  $E_k$  под углом  $\theta_k$ ;

$F_E^O(E, E_0)$  - приведенное энергетическое распределение эмиссии оже-электронов с начальной энергией  $E_0$ .

Следует отметить, что выражение (1.1) не является абсолютно точным. В нем не учитывается корреляция между энергетическим и угловым распределением электронов, а также между распределениями по полярному и азимутальному углам. Однако в работе [1] указывается, что эта корреляция слаба. Об этом же свидетельствуют и наши расчеты.

Другой источник неточности формулы (1.1) заключается в том, что произведение  $F_E^{K_k}(E, E_k, \theta_k) F_\theta^{K_k}(\theta, E_k, \theta_k) F_\alpha^{K_k}(\alpha, E_k, \theta_k)$  вынесено из суммирования по компонентам материала. Тем самым предполагается, что начальное энергетическо-угловое распределение комптоновских электронов слабо зависит от атомного номера. В известной формуле Клейна-Нишины-Тамма [4] такая зависимость действительно отсутствует, однако она возникает при учете связанности электронов в атоме. Оправданием сделанному в выражении (1.1) приближению служит то обстоятельство, что вклад комптоновских электронов в формирование эмиссии в диапазоне энергий квантов менее 100 кэВ сам по себе не велик и не может вносить большую погрешность в расчет. При энергиях от 100 до 120 кэВ он сравнивается с вкладом от фотоэлектронов и превышает его, однако число квантов с такими энергиями в спектрах обычных источников рентгеновского излучения мало. В остальном выражение (1.1) является точным, если приведенные распределения  $F_E^\Phi$ ,  $F_\theta^{K_k}$ ,  $F_E^O$ ,  $F_\theta^\Phi$ ,  $F_\theta^{K_k}$ ,  $F_\alpha^\Phi$ ,  $F_\alpha^{K_k}$  получены именно для данной смеси химических элементов.

Основное допущение, лежащее в основе предлагаемой аналитической методики, заключается в следующем. Предполагается, что зависимость этих функций от состава материала слаба. Они рассчитываются по точной методике для 3-х реперных значений атомного но-

мера ( $Z=13, 29, 79$ ). Для любых других материалов вычисляется эффективный атомный номер как среднее по весовым долям компонентов, а значения приведенных распределений находятся путем квадратичной интерполяции по  $Z$ . Адекватность такого приближения доказывается ниже на основе сравнения с экспериментальными данными.

Для упрощения представления данных в программе, реализующей предлагаемую методику, функции  $F_E^\Phi$ ,  $F_E^K$  и  $F_E^O$  были аппроксимированы по методу наименьших квадратов следующими выражениями:

$$F_E^\Phi(E, E_0, \theta_K) = \begin{cases} F_E^\Phi(E, E_0, 0^0), & \text{при } \theta_K = 0^0 \\ F_E^\Phi(E, E_0, 0^0) [B(E_0, \cos \theta_K) + C(E_0, \cos \theta_K) E^5], & \text{при } \theta_K \neq 0^0 \end{cases}$$

$$F_E^K(E, E_K, \theta_K) = \begin{cases} F_E^K(E, E_K, 0^0), & \text{при } \theta_K = 0^0 \\ F_E^K(E, E_K, 0^0) [B(E_K, \cos \theta_K) + C(E_K, \cos \theta_K) E^5], & \text{при } \theta_K \neq 0^0 \end{cases}$$

$$F_E^O(E, E_0) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=0}^m a_{ij}^O E^i (\ln E_0)^j, \quad \begin{cases} m = 0 & \text{для Al} \\ m = 1 & \text{для Cu} \\ m = 2 & \text{для Au} \end{cases}$$

$$F_E^\Phi(E, E_0, 0^0) = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=0}^2 a_{ij}^\Phi E^i (\ln E_0)^j,$$

$$F_E^K(E, E_K, 0^0) = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=0}^2 a_{ij}^K E^i (\ln E_K)^j,$$

$$B(E_0, x) = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^2 b_{ij} x^i (\ln E_0)^j,$$

$$C(E_0, x) = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^2 c_{ij} x^i (\ln E_0)^j, \quad (1.2)$$

Средняя квадратичная погрешность аппроксимации составила 6%. Значения коэффициентов  $a$ ,  $b$  и  $c$  приведены в работе [5].

В расчетах, которые были использованы для получения аппроксимации, рассматривался выход только первичных фото-, оже- и комптоновских электронов.

Для учета вкладов в эмиссию от частиц, образующихся при ионизации атомов первичными электронами, к выражению (1.1) должна быть добавлена функция

$$N^{\delta}(t, E, \theta, \alpha) = W(t) \lambda^{\delta} F_{E\theta}^{\delta}(E, \theta) / \left( \int_0^1 d(\cos \theta) \int_0^{E_{\max}} dE F_{E\theta}^{\delta}(E, \theta) \right), \quad (1.3)$$

где  $\lambda^0$  – параметр, определяемый либо из эксперимента, либо по данным работы [1];  $W(t)$  – мощность поглощенной дозы в поверхностном слое преграды, вычисляемая по формуле

$$W(t) = \int_{\Omega} d\Omega \int_0^{E_{\max}} dE N(t, E, \theta, \alpha) S(E) / \cos \theta, \quad (1.4)$$

где  $N(t, E, \theta, \alpha)$  – распределение электронов, рассчитываемое по формуле (1.1).

Функция  $F_{E\theta}^{\delta}$  рассчитывается по формуле [1]

$$F_{E\theta}^{\delta}(E, \theta) = \frac{\cos \theta}{(E+V)^3} \frac{E}{E+E_F+V} \left( 1 - \frac{E}{E+E_F+V} \sin^2 \theta \right)^{-1/2}, \quad (1.5)$$

где  $E_F$  – энергия Ферми;  $V$  – работа выхода.

При значениях энергии квантов менее 1 кэВ и углах падения, близких к  $90^\circ$ , необходимо учитывать отражение и преломление рентгеновского излучения на поверхности преграды. Для приближенного учета этого эффекта выражение (1.1) нормируется на полный выход эмиссии  $\eta$ . Без учета преломления мягкого рентгеновского излучения он находится путем интегрирования распределения (1.1) по  $E$ ,  $\theta$  и  $\alpha$ . С учетом же преломления его величина  $\eta_r$  вычисляется по формуле [6]

$$\eta_r(E_k, \theta_k) = \frac{(1-R(E_k, \theta_k)) \cos \theta_k}{2(1+\kappa_e(E_k) L_{\text{эф}}(E_k, \theta_k))}, \quad (1.6)$$

где  $R$  – коэффициент отражения рентгеновского излучения;  $\kappa_e$  – коэффициент ослабления нормальной составляющей электронного потока;  $L_{\text{эф}}$  – эффективная глубина ослабления преломленного рентгеновского излучения, определяемая по формуле, приведенной в работе [6].

Коэффициент отражения неполяризованного рентгеновского излучения находится по формуле Френеля с использованием табличных данных [7] по составляющим комплексного показателя преломления.

Для вычисления  $\kappa_e$  используется следующая процедура. При небольших значениях угла падения квантов коэффициент отражения равен 0, а эффективная глубина ослабления  $L_{\text{эф}}$  равна  $\cos \theta_k / (\kappa \rho)$ ,

где  $\kappa = \sum_{j=1}^{N_c} \xi_j (\kappa_j^{\text{Ф}} + \kappa_j^K)$  и  $\rho$  – плотность материала. Полагая в уравнении (1.6)  $\theta_k = 0^\circ$ , получаем выражение

$$\kappa_e(E_k) = \kappa(E_k) \rho \left( 1 / (2 \eta(E_k, 0^\circ)) - 1 \right), \quad (1.7)$$

где интегральный выход эмиссии при нормальном падении квантов  $\eta(E_k, 0^\circ)$  рассчитывается с использованием формулы (1.1).

Если толщина преграды  $L$  меньше равновесной, значения приведенных энергетических распределений  $F_E^F$ ,  $F_E^O$  и  $F_E^K$  должны быть умножены на поправочные функции  $\chi^F$ ,  $\chi^O$  и  $\chi^K$ , зависящие от отношения  $L/R_3$ . (Под равновесной понимается толщина, равная длине пробега  $R_3$  электрона с максимальной энергией). Аппроксимационные выражения для этих функций также приведены в работе [5].

Представленная методика реализована в программе "ЭМИССИЯ", которая может работать как в диалоговом, так и в пакетном режиме. В диалоговом режиме программа сама запрашивает все необходимые исходные данные, которые пользователь может вводить в удобной ему форме. Результаты вычислений могут быть выданы как в файл, так и в графической форме – на дисплей. При этом пользователь может выбрать удобные для него единицы измерения величин и расчетную сетку. Программа поддерживает банк данных по спектрам излучения квантов и материалам преграды.

Время расчета одного варианта на ЭВМ типа IBM PC AT 286 8МГц составляет от нескольких секунд (моноэнергетический источник квантов, однокомпонентный материал с небольшим атомным номером) до получаса (спектр излучения с непрерывным спектром, число компонентов в материале – около десяти, включая несколько редкоземельных элементов).

## 2. СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ

При вычислении параметров эмиссии фото-, оже- и комптоновских электронов для набора реперных значений характеристик преграды и излучения квантов применялась программа, основанная на методе статистического моделирования (Монте-Карло). Полученные параметры использовались затем для расчета коэффициентов аппроксимационных зависимостей (1.2).

Основные методические положения программы следующие. При энергиях электронов выше 16 кэВ их перенос моделируется по схеме непрерывных потерь энергии. Тормозная способность вычисляется по формуле Бете-Блоха, модифицированной Рорлихом и Карлсоном [8]. Упругие взаимодействия описываются функцией многократного рассеяния Гаудсмита-Саундерсона [9]. При ее расчете были использованы табличные данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния из работы [10].

При энергиях электронов менее 16 кэВ применяется схема катастрофических соударений. Траектории прослеживаются до энергии 0,05 кэВ. Энергетические потери, меньшие среднего значения переданной энергии в одном неупругом столкновении, группируются и описываются редуцированной тормозной способностью. Столкновения с большими потерями энергии рассматриваются индивидуально, как и упругие взаимодействия. Сечения упругих столкновений в диапазоне выше 0,1 кэВ берутся из таблиц [11] и экстраполируются в область 0,05-0,1 кэВ. Расчет дифференциальных сечений неупругих процессов в проводящих материалах осуществляется отдельно для электронов зоны проводимости и электронов внутренних оболочек. В первом случае используется модель электронного газа, развитая в работах [12, 13], с учетом процессов образования плазмонов и пар электрон-дырка в зоне проводимости. Во втором случае – модель бинарных столкновений Грижинского [14].

В непроводящих материалах модель электронного газа, строго говоря, не применима. В работе [15] для расчета характеристик неупругих процессов на валентных электронах в органических материалах использовалась модель диэлектрика [16]. На рис.2 представлены графики зависимости тормозной способности в полистерене ( $C_8H_8$ ) от энергии электрона из работы [15], а также рассчитанные нами данные для углерода в форме графита (проводник). Графики демонстрируют хорошее согласие полученных результатов при энергиях более 0,04 кэВ. На основе этого сравнения было принято допущение

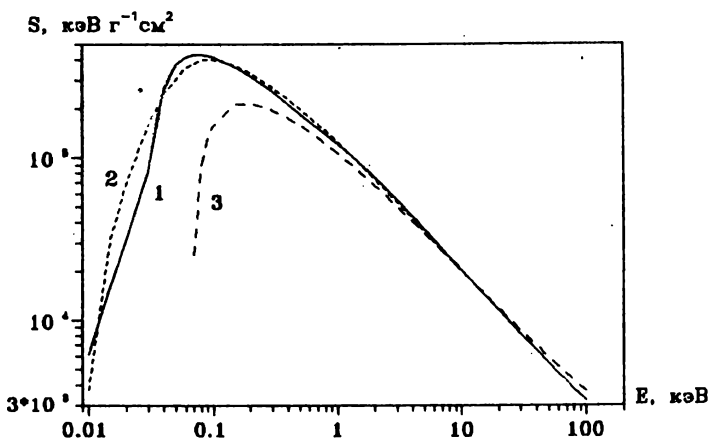


Рис.2. Тормозная способность электронов:  
1 – в графите; 2 – в полистерене; 3 – результат расчета по формуле Рорлиха-Карлсона для углерода

о возможности использования характеристик неупругих процессов, рассчитанных по модели электронного газа, при получении данных по эмиссии из материалов на углеродной основе, составляющих значительную долю используемых на практике диэлектрических покрытий. Обоснованность этого допущения (как показано ниже) подтверждается сравнением с экспериментальными данными. Для материалов на основе оксида кремния используются данные из работы [17].

Поскольку для тяжелых материалов разделение электронных оболочек на внутренние и внешние неоднозначно, рассчитываемые для них дифференциальные характеристики неупругих процессов нормируются на интегральные сечения, полученные в работе [18] на основе статистической модели атома.

При расчете вкладов в функционалы, описывающие дифференциальные характеристики электронной эмиссии из однослойных преград, используются методы полных траекторий и поворота траекторий, предложенные Ададуриным и Лазуткиным [19]. Применение этих методов существенно повышает эффективность массовых расчетов для нескольких значений толщины преграды и углов падения квантов.

Были проведены расчеты для всех комбинаций значений следующих параметров: начальные энергии – 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 80, 100, 120 кэВ;

углы падения квантов – 0, 30, 45, 60, 75, 85°; атомные номера материалов – 13, 29, 79; отношения толщин преград к длинам пробега электрона – 1, 0.5, 0.33, 0.25, 0.1, 0.05; сторона преграды – облучаемая (эмиссия назад) либо теневая (эмиссия вперед).

Вычислялись распределения фото-, оже- и комптоновских электронов по энергии, полярному и азимутальному углам, а также дважды дифференциальные распределения: энергетическо-угловое и по двум углам, которые затем преобразовывались в безразмерные приведенные функционалы. Кроме того рассчитывались профили тока и энерговыделения в приповерхностных областях однослойной преграды, которые описывались экспоненциальными зависимостями.

В качестве примера на рис. 3 – 5 представлены некоторые из результатов расчета приведенных энергетических распределений  $F_E$  фото-, оже- и комптоновских электронов. Связь между исходным энергетическим распределением  $N_E$  и приведенным имеет вид:

$$F_E = N_E(E) / \left\{ (1-\beta) / \left( 4S(E) \cos \theta_k \right) \right\}. \quad (2.1)$$

Полиномиальная аппроксимация кривых, изображенных на рис. 3 – 5, и других, подобных им, легла в основу создания описанной выше аналитической методики.

Сфера применения быстродействующей методики не ограничивается только вычислениями эмиссионных токов из однослойных преград. Нами предложен эффективный способ расчета характеристик электронного излучения (профилей токов, поглощенной дозы, остановившегося заряда и т.д.) в гетерогенных преградах, основанный на сочетании аналитического метода и метода Монте-Карло. Смысл его заключается в следующем. Если характерный размер неоднородностей много больше длины пробега, которая для электронов, образуемых рентгеновскими квантами, не превышает нескольких микрон, то при вычислении характеристик потока электронов, пересекающих участок поверхности неоднородности, этот участок может рассматриваться как бесконечный плоский слой. Распределения электронов, эмитирующих из таких слоев в вакуум, предлагается использовать в качестве параметров электронных источников, локализованных на границах раздела сред. Эти распределения рассчитываются по быстродействующей методике и применяются для розыгрыша начальной энергии и направления движения электронов, дальнейшее изменение значений которых моделируется методом Монте-Карло. Последующая траектория частиц может, в принципе, многократно пересекать границы раздела сред. Аналити-

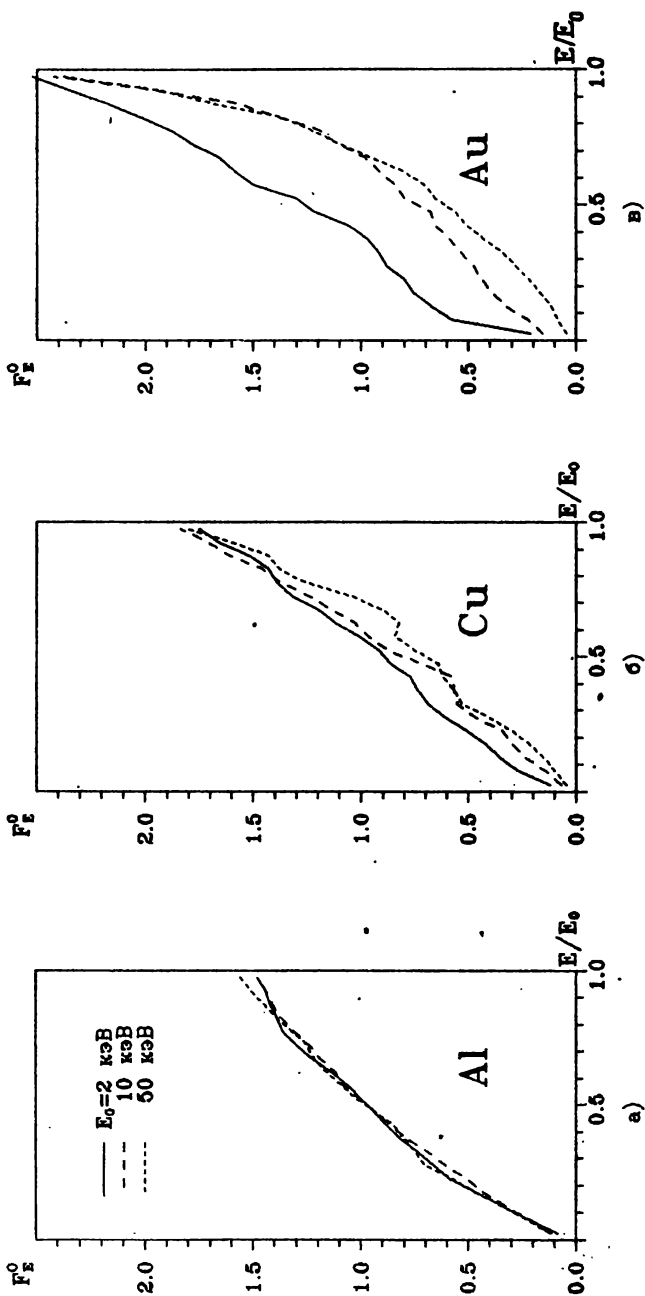


Рис.3. Приведенное энергетическое распределение электронов с изотропным начальным угловым распределением, emitирующих из алюминия (а), меди (б) и золота (в), для различных значений начальной энергии  $E_0$ .

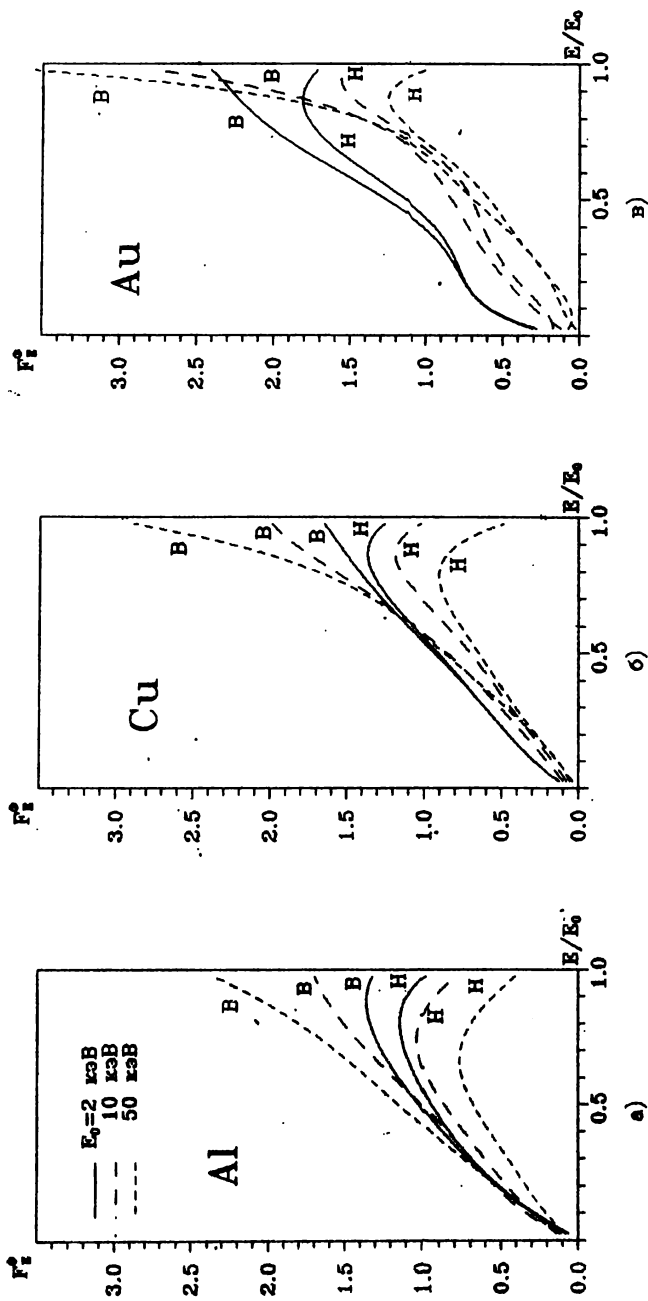


Рис.4. Приведенное энергетическое распределение фотоэлектронов эмиссии назад (H) и вперед (B) из алюминия (а), меди (б), золота (в) при нормальном падении квантов для различных значений начальной энергии  $E_0$ .

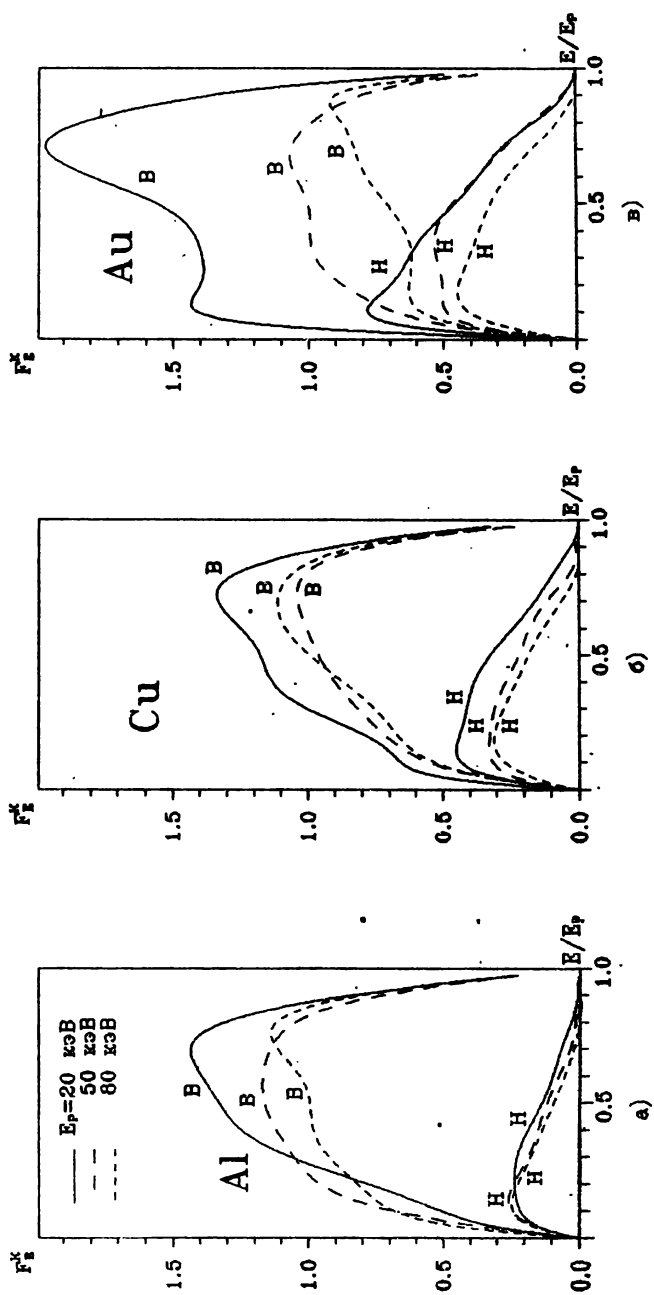


рис.5. Приведенное энергетическое распределение комптоновских электронов эмиссии назад (H) и вперед (B) из алюминия (а), меди (б), золота (в) при нормальном падении квантов с различной энергией  $E_p$ .

ческая методика характеризует только ее начальный участок. Вклады отрезков траекторий в вычисляемые профили энергосвечения и тока добавляются к соответствующим профилям для изолированных слоев, которые описываются экспоненциальными зависимостями.

Существенный выигрыш в эффективности вычислений проявляется, когда компоненты гетерогенной преграды сами имеют сложный химический состав и преграда представляет пространственную структуру, а также в случае воздействия излучения с непрерывным спектром. Поэтому важное применение описанный подход нашел при исследовании влияния гетерогенной структуры преграды на характеристики эмиссии из нее.

Рассмотрим следующую модель пространственной структуры материала. Частицы наполнителя представляют собой одинаковые шарики, равномерно и хаотично распределенные по объему преграды (рис. 6). Радиус шариков  $R$  превышает длины пробега электронов в наполнителе. Кроме того, в пределах приповерхностного слоя с толщиной, равной пробегу в связующем материале  $R^c$ , частицы не перекрывают друг друга. Можно показать, что при этих условиях, а также при пренебрежении зависимостью характеристик эмиссии от угла падения квантов энергетическое распределение электронов эмиссии из такого материала приближенно описывается выражением

$$N_E(E) = N(R^c, E) \left( 1 - \frac{3}{4} \nu R^c/R + \frac{3}{4} \nu/R \int_0^{R^c} N(z, E) dz \right), \quad (2.2)$$

где  $\nu$  — объемная доля наполнителя;  $N(z, E)$  — энергетическое распределение электронов, вылетающих из двухслойной преграды, облучаемый слой которой состоит из связующего материала и имеет толщину  $z$ .

Учет влияния угла облучения на выход эмиссии приведет к некоторому усложнению формулы. Однако проведенные оценки свидетельствуют о слабости этого влияния.

Следует заметить, что подынтегральное выражение в выражении (2.2) должно содержать в общем случае распределение вероятности того, что участок границы раздела наполнитель-связующее расположен на глубине  $z$  под поверхностью преграды. Однако в силу допущения о равномерности заполнения наполнителем объема материала эта функция распределения есть константа.

На рис. 7 приведены результаты вычислений распределений по скоростям электронов, выбиваемых рентгеновским излучением источника с непрерывным спектром из органического материала с цериевым

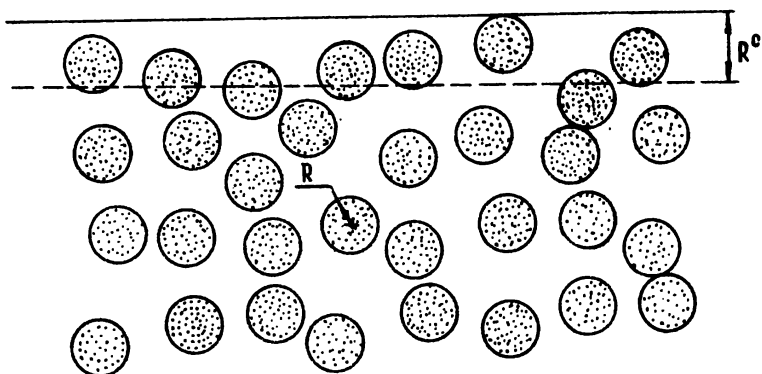


Рис.6. Модель преграды с гетерогенной структурой

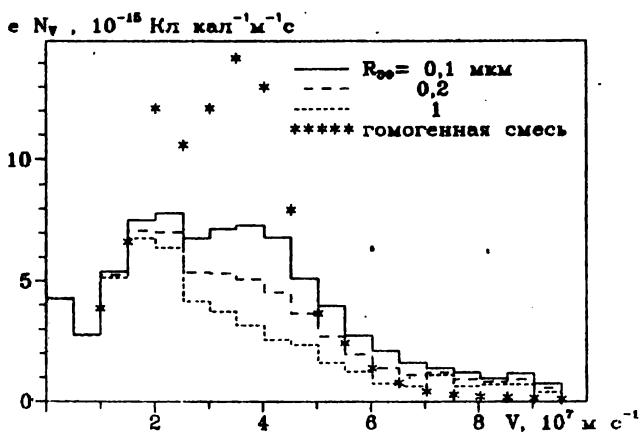


Рис.7. Распределение эмиссионных электронов по скоростям при различных значениях радиуса частиц наполнителя

наполнителем, при различных значениях радиуса частиц. Расчеты выполнены по формуле (2.2), в которой функция  $N(z, E)$  находилась описанным выше способом, сочетающим аналитический метод и метод Монте-Карло. Тем самым удалось избежать многократного статистического моделирования эмиссии из церия, являющегося источником большого числа фотоэлектронов с различными начальными энергиями. На графике представлены также результаты расчета в приближении гомогенной смеси наполнителя и связующего. Видно, что неучет гетерогенной структуры материала может привести к завышению выхода эмиссии более, чем в два раза, и к существенному изменению формы распределения электронов по скоростям.

### 3. ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДИК

Для тестирования разработанного программно-методического комплекса было проведено сравнение получаемых результатов с экспериментальными и расчётными данными других авторов. Вычисления проводились в основном по параметрической методике "ЭМИССИЯ". В тех случаях, когда рассматриваются характеристики электронного излучения из алюминия, меди или золота, результаты тестирования характеризуют не только эту, но и статистическую методику; поскольку для этих материалов вычисления по параметрической методике сводятся фактически к сглаживанию результатов точных расчетов. В расчетах, как и в экспериментах, учитывались только электроны с энергиями выше 0,05 кэВ. Угол падения квантов составлял  $0^\circ$  от нормали к поверхности преграды.

Наибольшее количество опубликованных данных по характеристикам электронной эмиссии относится к интегральным выходам. Это объясняется тем, что как экспериментальным, так и расчетным путем их получить проще, чем энергетические и угловые распределения. На рис. 8 представлены результаты расчета зависимости интегрального выхода эмиссии  $\eta$  с облученных поверхностей алюминия, меди и золота от энергии падающих квантов  $E_k$ . На рис. 9 для этих же материалов изображена аналогичная зависимость для выхода эмиссии вперед из пластин равновесной толщины. На рис. 10 и 11 показаны интегральные выходы электронной эмиссии назад из титана, серебра, кадмия и различных химических соединений. На графиках приведены также результаты экспериментальных [1,6,20,21] и расчетных [1,22] работ других авторов.

Результаты расчетов по разработанным методикам хорошо согласуются с экспериментальными данными как для алюминия, меди и золота, так и для других материалов. Расхождения в значениях выходов не превышают нескольких процентов при энергиях квантов  $E_k > 30$  кэВ. При отдельных значениях  $E_k$ , близких к скачкам фотоэффекта, различия могут достигать 30%. Хорошее согласие с экспериментальными данными по выходам эмиссии из органических материалов саран и майлар, а также из стекла [20] служит подтверждением адекватности подхода, использованного для вычислений характеристик неупругих процессов в диэлектриках. Согласие с данными по выходам из титана [20, 21], серебра [20] и кадмия [1] (Z = 22, 47 и 48) оправдывает используемую в параметрической методике процедуру квадратичной интерполяции по трем значениям атомного номера

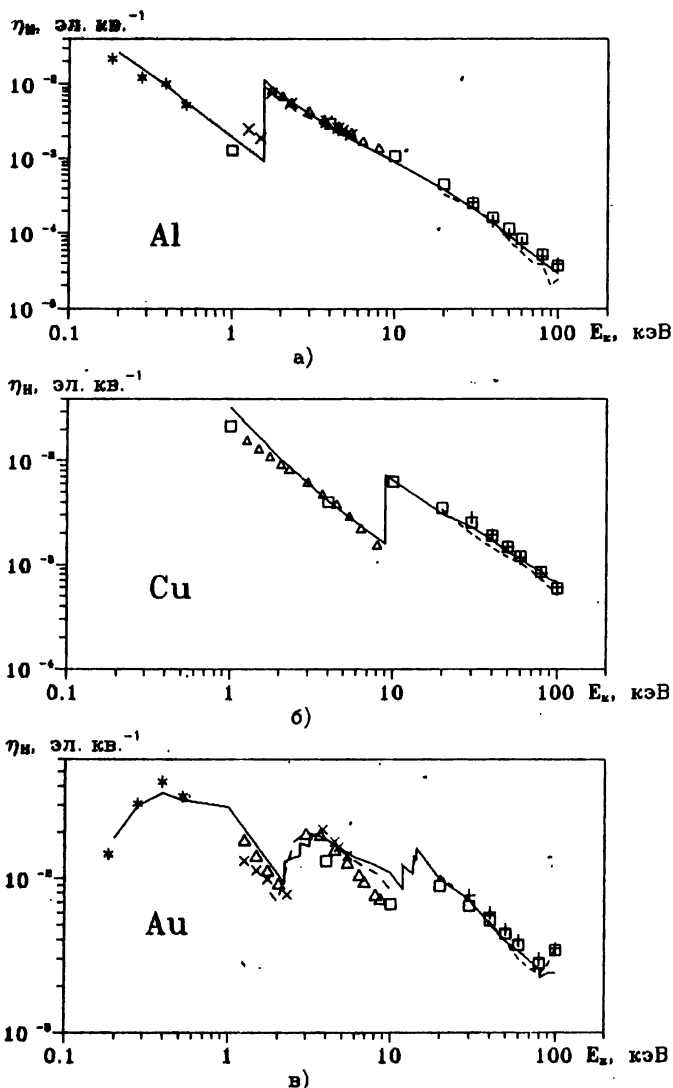


Рис.8. Интегральный выход назад электронов эмиссии из алюминия (а), меди (б), золота (в) в зависимости от энергии квантов. Расчет по программам: — ПРИЗ-ПД2М, — — — SGETRIN [1], - - - SGETCON [1], □ □ □ — QUICK-3 [22]. Экспериментальные данные: + + + — [1], × × × — [20], \* \* \* — [6], Δ Δ Δ — [21]

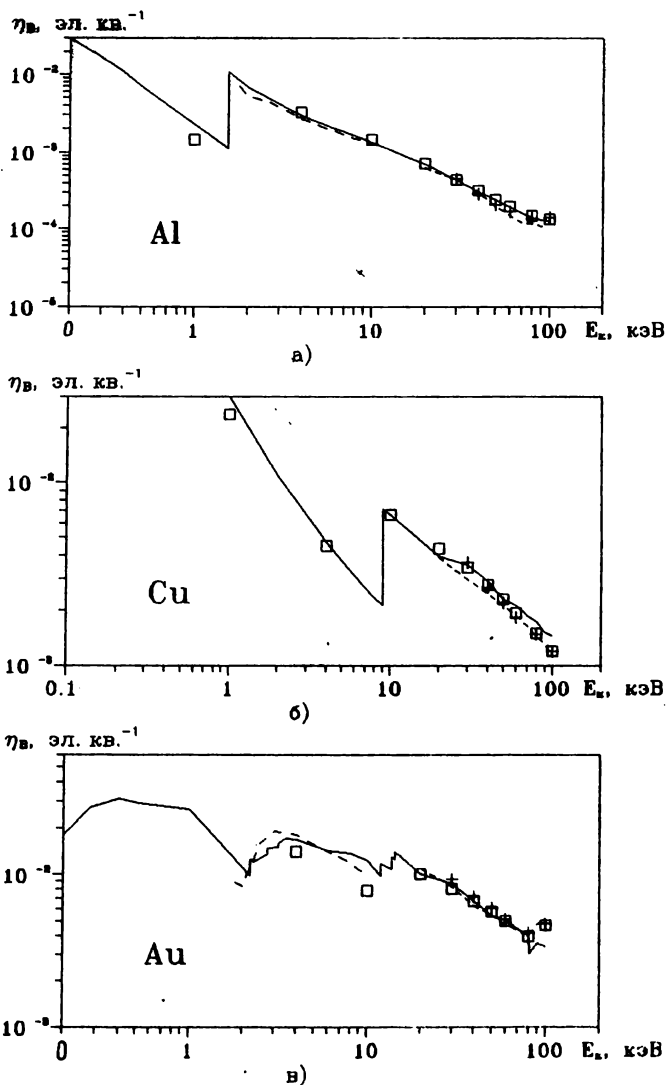


Рис.9. Интегральный выход вперед электронов эмиссии из алюминия (а), меди (б), золота (в) в зависимости от энергии квантов. Расчет по программам: ——— ПРИЗ-ПД2М, — — SGETRIN [1], - - SGETCON [1], □ □ □ QUICK-3 [22], экспериментальные данные - + + + [1]

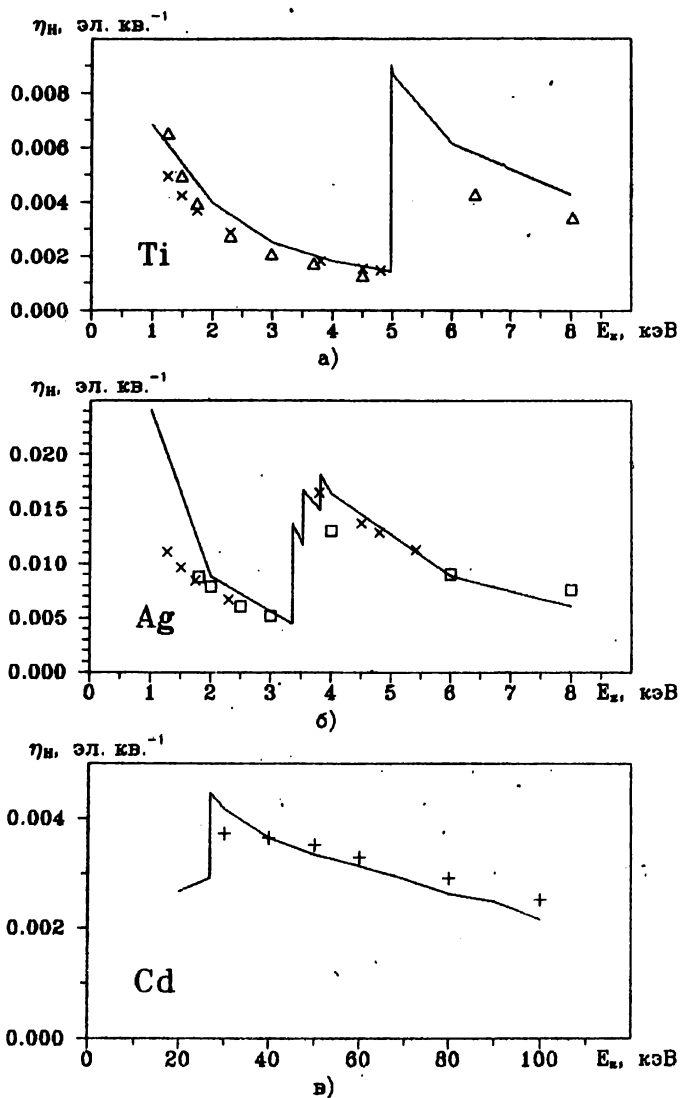


Рис.10. Интегральный выход назад электронов эмиссии из титана (а), серебра (б), кадмия (в) в зависимости от энергии квантов. Расчет по программам: — ЭМИССИЯ, □ □ □ QUICK-3 [22], экспериментальные данные: + + + [1], × × × [20], Δ Δ Δ [21]

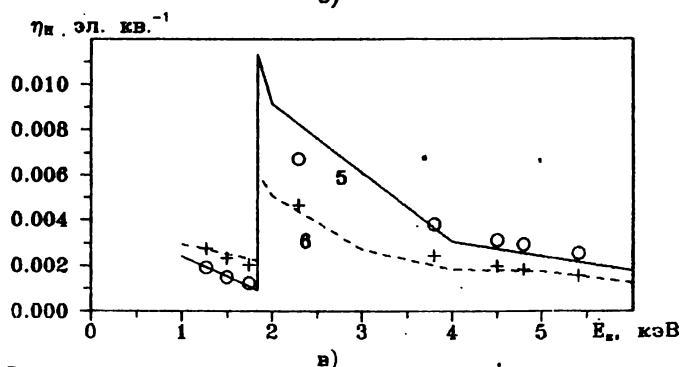
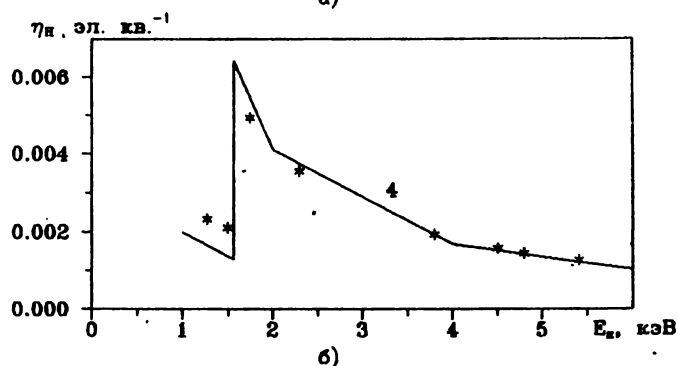
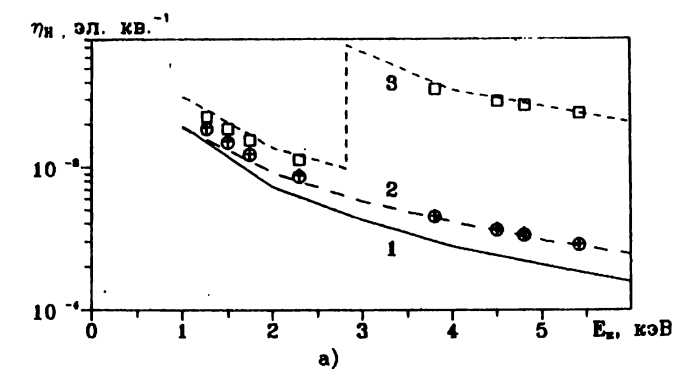


Рис.11. Интегральный выход назад электронов эмиссии в зависимости от энергии квантов:

1 - из углерода, 2 - майлара, 3 - сарана (а); 4 - оксида алюминия (б); 5 - кремния, 6 - стекла (в). Точками указаны экспериментальные данные [20]

преграды ( $Z=13, 29, 79$ ).

На рис.12,а представлено энергетическое распределение электронов эмиссии назад из алюминия под действием тормозного рентгеновского излучения с максимальной энергией 50 кэВ. Распределение электронов эмиссии из меди, молибдена и тантала под действием излучения, пропущенного через фильтр, приведено на рис.12,б,в,г, соответственно. Показаны экспериментальные данные из работы [23], а также результаты вычислений по программам ЭМИССИЯ и РОЕМ [23]. Значения распределений приведены в относительных единицах, поскольку в работе [23] абсолютные величины не указаны.

Видно, что расчеты по программам ЭМИССИЯ и РОЕМ хорошо согласуются между собой. В отдельных случаях, в частности для меди, результаты, полученные по методике ЭМИССИЯ, ближе к экспериментальным данным.

На рис.13 показаны энергетические распределения электронов эмиссии назад из углерода, алюминия, серебра и золота под действием низкоэнергетичного рентгеновского излучения, образующегося при взрыве проволоки (источник EWR – explodign wire radiator). Кроме экспериментальных данных работ [24,25] и результатов вычислений по параметрической методике ЭМИССИЯ, приведены также расчетные данные из работ Стрикленда [26, 27], в которых использовался конечно-разностный метод решения уравнения переноса. Значения интегральных выходов электронов эмиссии, полученных в указанных работах, представлены в табл.1. Источник EWR является импульсным. Это осложняет измерение дифференциальных характеристик эмиссии. Видимо, поэтому энергетические спектры электронов, полученные в работах [24] и [25], существенно различаются между собой.

Из графиков и таблиц видно, что результаты, полученные по методике ЭМИССИЯ, лучше согласуются с экспериментальными данными Бернштейна [24], чем расчеты из работ [26,27], во всех случаях, за исключением углерода, для которого вычисления по методике дают значения выхода более близкие к данным Фрома [25].

В работе [28] проводились экспериментальные исследования зависимости интегрального выхода электронной эмиссии от угла падения рентгеновского излучения с непрерывным энергетическим спектром, лежащим в диапазоне от 14 до 100 кэВ. Результаты измерений для алюминия представлены на рис.14. На этом же рисунке показаны данные, рассчитанные по программе ЭМИССИЯ. При расчете выходов вперед учитывалось ослабление излучения в углеродной под-

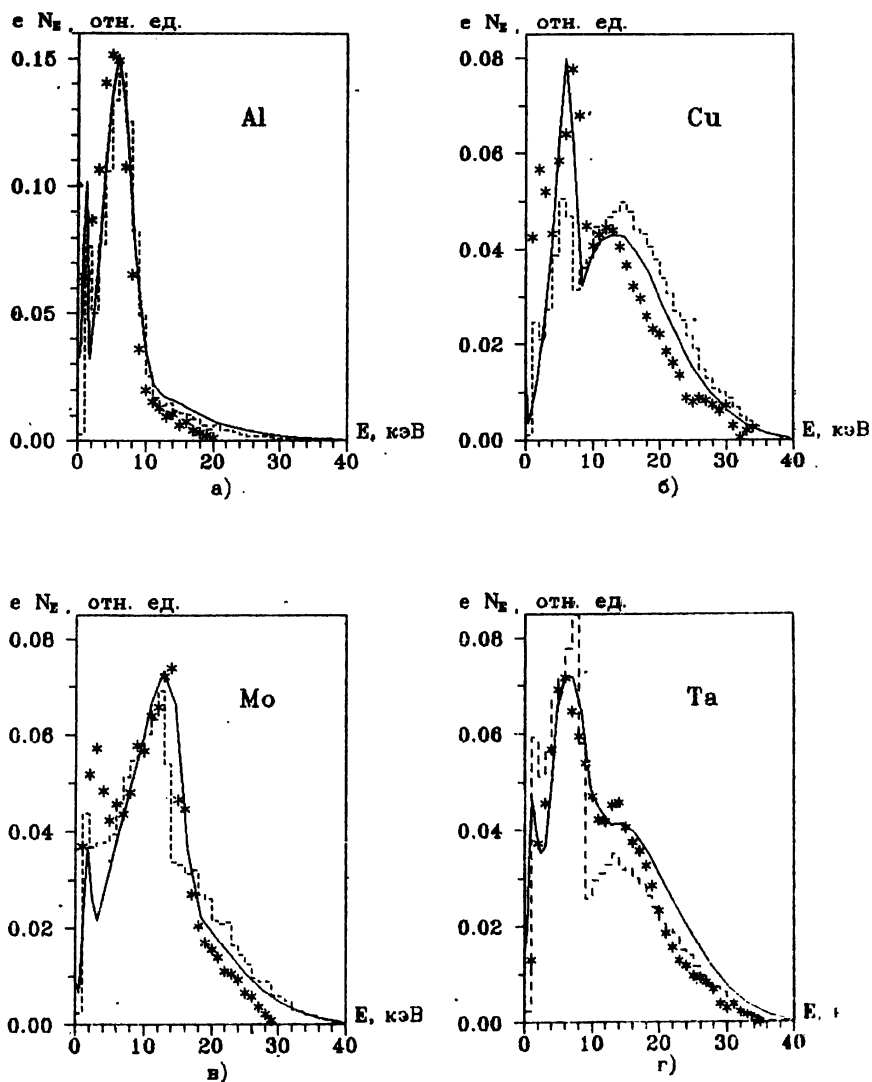


Рис. 12. Энергетические распределения электронов эмиссии из алюминия (а), меди (б), молибдена (в), тантала (г) под действием тормозного рентгеновского излучения: — расчет по программе ЭМИССИЯ, - - - расчет по программе РОЕМ [23], \* \* \* эксперимент [23]

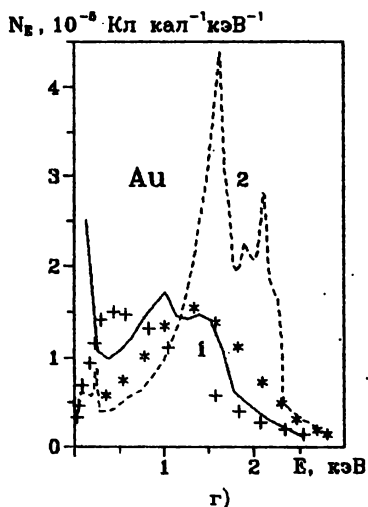
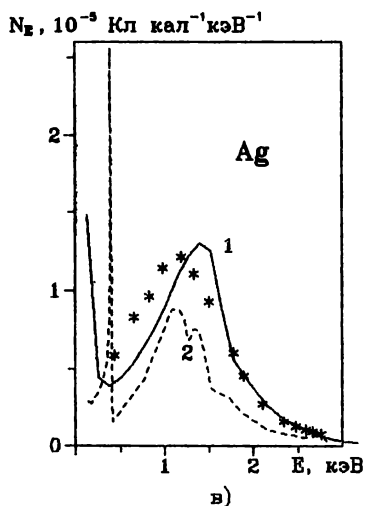
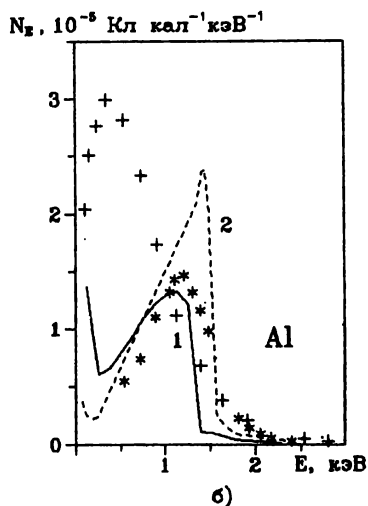
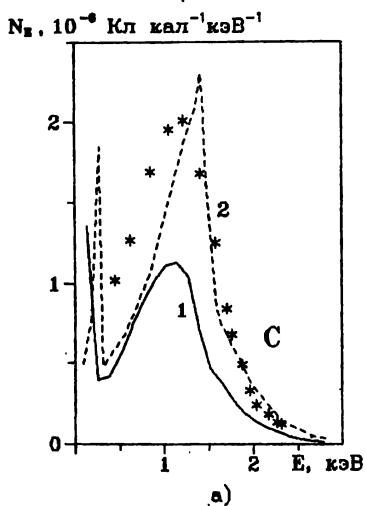


Рис.13. Энергетические распределения электронов эмиссии из углерода (а), алюминия (б), серебра (в), золота (г) под действием рентгеновского излучения EWR: 1 - расчет по программе ЭМИССИЯ, 2 - расчет [26,27], \* \* \* - эксперимент [24], + + + - эксперимент [25]

Таблица 1

Интегральные выходы электронной эмиссии назад  
под действием излучения EWR ( $10^{-5}$  Кл/кал)

Материал	Эксперимент		Расчет	
	[24]	[25]	[26, 27]	"ЭМИССИЯ"
C	0.20	0.16	0.21	0.13
Al	1.3	1.8	1.5	1.3
Ag	1.5	1.6	0.88	1.7
Au	2.1	2.1	3.2	2.6

бже толщиной 15 мм. Видно, что расчетные значения выхода назад очень хорошо согласуются с экспериментальными данными. Максимальное расхождение составляет 6%. Для выхода вперед максимальное расхождение равно 12%, что связано, возможно, с неточностью значения толщины подложки. В целом рис.14 свидетельствует о правильности учета угла падения квантов в методиках "ЭМИССИЯ" и используемой статистической методике.

Методика "ЭМИССИЯ" позволяет рассматривать практически любые углы падения рентгеновского излучения, вплоть до  $90^0$ . В области таких больших углов она тестировалась с использованием экспериментальных данных работы [6]. На рис.15 показаны расчетные и экспериментальные выходы эмиссионных электронов из алюминия в зависимости от угла падения квантов характеристического излучения  $K_{\alpha}$  линий углерода (энергия кванта 0,277 кэВ), азота (0,3924 кэВ) и кислорода (0,5249 кэВ). Вид этой зависимости может быть объяснен следующим образом. С увеличением угла падения излучения  $\theta_k$  число квантов, пересекающих участок поверхности преграды, уменьшается пропорционально  $\cos\theta_k$ . При не очень больших значениях  $\theta_k$  это уменьшение почти компенсируется увеличением числа электронов, образующихся в слое единичной толщины, поскольку оно пропорционально  $\mu/\cos\theta_k$ . Наблюдаемая на рис.14 зависимость выхода от  $\theta$  связана только с неизотропностью начального углового распределения фото- и комптоновских электронов при энергиях квантов, превышающих 10 кэВ. С уменьшением энергии квантов это распределение становится все более изотропным, поэтому при не очень больших значениях  $\theta_p$  выход эмиссии практически не зависит от  $\theta_k$ , что и наблюдается

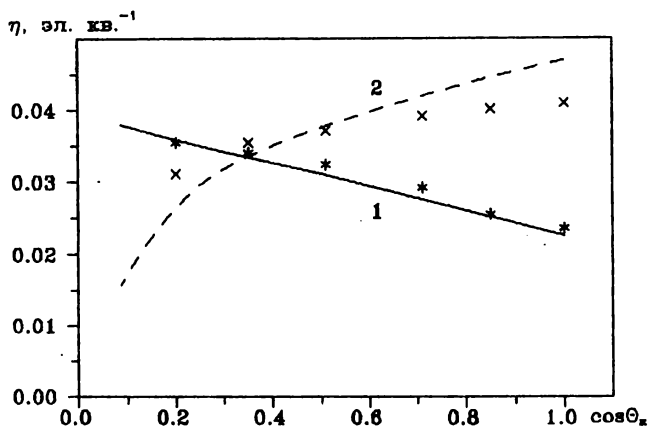


Рис.14. Интегральный выход электронной эмиссии с облучаемой (1) и тыльной (2) поверхностей алюминиевой пластины в зависимости от угла падения квантов. Точки – экспериментальные данные [28]

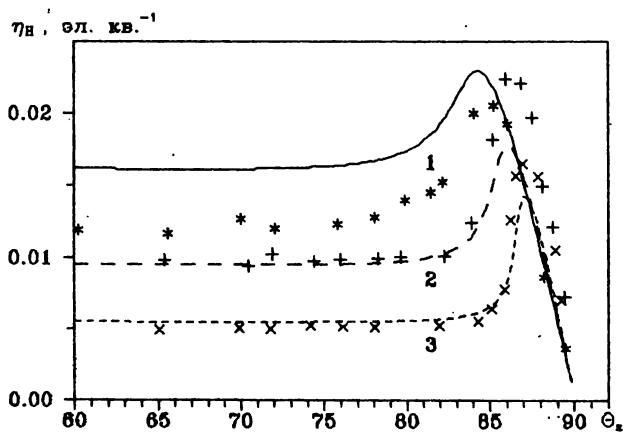


Рис.15. Интегральный выход электронной эмиссии из алюминия в зависимости от угла падения квантов с энергиями: 1 – 0,28; 2 – 0,39; 3 – 0,52 кэВ. Точки – экспериментальные данные [6]

на рис.15. Однако когда угол падения близок к  $90^0$ , становится существенным преломление рентгеновского излучения на поверхности. Поскольку при этом кванты распространяются в преграде под углом, большим  $\theta_p$ , число электронов, образующихся в слое единичной толщины, возрастает с увеличением  $\theta$  быстрее, чем  $\mu/\cos\theta_p$ . После достижения некоторого критического угла наступает полное отражение излучения. Кванты проникают в преграду только на глубину первого слоя атомов и поэтому интенсивность образования электронов перестает изменяться с углом падения. Таким образом, в зависимости интегрального выхода эмиссии от  $\theta$  образуется максимум, наблюдаемый на рис.15. Видно, что формула (1.1) хорошо описывает его положение. Расхождение расчетных и экспериментальных значений его относительной амплитуды возрастает от 12 до 25% с уменьшением энергии квантов от 0,5 до 0,3 кэВ.

Хорошее согласие с экспериментальными данными из работ [6] и [24] является подтверждением адекватности модели переноса низкоэнергетичных электронов, описанной в разделе 2.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДИК РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Кроме экспериментальных и расчетных данных, опубликованных в открытой литературе, для тестирования методик использовались результаты измерений интегральных выходов электронной эмиссии, выполненных нами на специально созданной экспериментальной установке, представленной на рис.16. Она позволяет измерять токи эмиссии быстрых ( $E > 50 \text{ эВ}$ ) и медленных ( $E < 50 \text{ эВ}$ ) электронов из электропроводящих материалов назад относительно направления распространения потока квантов.

Используемый в исследованиях спектр рентгеновского излучения, воздействующий на лицевую поверхность образца, был сформирован на основе излучения, генерируемого рентгеновской установкой РУП-150. Энергетические распределения квантов, падающих на преграду, варьировались путем пропуска излучения трубки через различные фильтры. Некоторые из этих распределений показаны на рис.17.

Поток квантов и спектр РИ измерялись посредством сцинтилляционного датчика на основе люминесцирующего кристалла  $\text{NaI(Tl)}$ . Кванты РИ, попадая в него, возбуждают вспышки света, по яркости пропорциональные их энергии. Кристалл был соединен с фотоэлектронным умножителем ФЭУ-10, преобразующим световые вспышки в импульсы электрического напряжения, которые регистрировались амплитудным анализатором АИ-1024. На его выходе фиксировалось распределение квантов как функция номера канала. По градуировочной зависимости датчика строилось спектральное распределение излучения. Одновременно с измерением числа квантов и спектрального распределения контролировались и определялись параметры рентгеновской трубки, расстояние от излучающей поверхности трубки до датчика, его эффективная регистрирующая площадь и время измерения. На основе полученных данных определялось число квантов  $\Phi$ , падающих на лицевую поверхность исследуемого образца в единицу времени. При напряжении на рентгеновской трубке 70 кВ и токе в ней 1 мА поток квантов, прошедший через алюминиевый фильтр толщиной 0,2 мм, бериллиевую пластину - 0,2 мм и прокладку из вакуумной резины - 2 мм составил  $(3 \pm 0,45) \cdot 10^9 \text{ кв}/(\text{с} \cdot \text{см}^2)$  на расстоянии 10 см от излучающей поверхности рентгеновской установки.

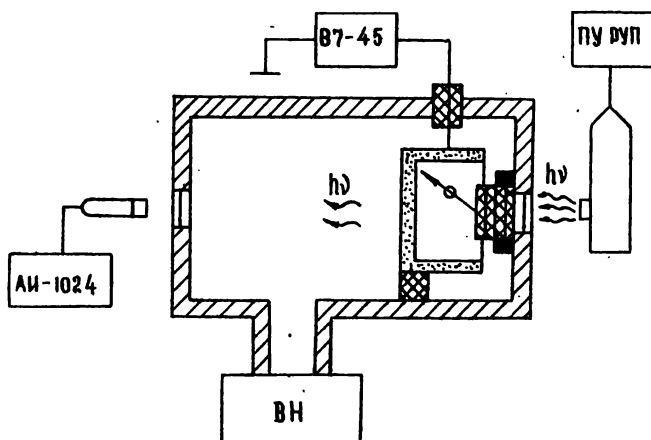


Рис. 16. Схема экспериментальной установки для измерения интегральных выходов электронной эмиссии

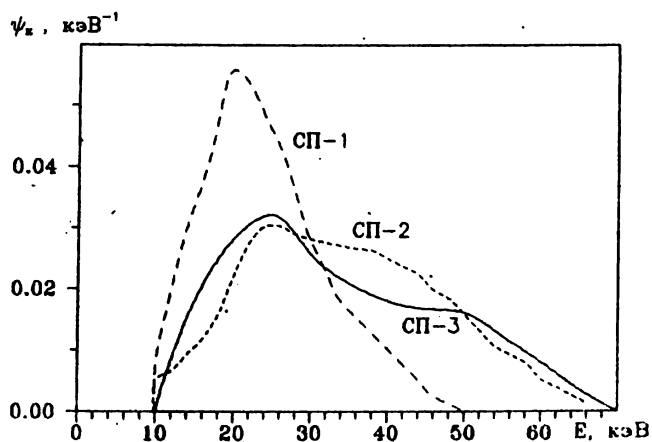


Рис. 17. Энергетическое распределение квантов излучения РУМ-150

Исследуемые образцы размещались в стальной цилиндрической камере. Измерения проводились при остаточном давлении  $\sim 2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. Откачка вакуумной камеры осуществлялась форвакуумным насосом ВН-461 (до  $10^{-2}$  мм рт. ст.) и диффузионным насосом ЦВЛ-100 (до  $2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.). Давление в камере контролировалось вакуумметром ВИТ-1. Ток эмиссии электронов регистрировался по показаниям вольтметра универсального электрического В7-45, который через вакуумный разъем подключался к металлической подложке, на которой располагался исследуемый образец. Толщина подложки выбиралась из расчета полного поглощения РИ. Вольтметр В7-45 предназначен для измерения постоянных токов, напряжений и зарядов. В нем предусмотрена возможность математической обработки сигналов. Он обеспечивает измерение тока обеих полярностей от  $1 \cdot 10^{-17}$  до  $1 \cdot 10^{-7}$  А. Собственный паразитный ток вольтметра в режиме измерения тока не превышает  $9 \cdot 10^{-18}$  А. Вольтметр обеспечивает запоминание до ста значений измеряемых величин и возможность их наблюдения на информационных выходах (на цифровом табло, аналоговом выходе).

Величина измеряемых токов эмиссии находилась в пределах  $\sim 10^{-14} \dots 10^{-13}$  А. Для получения более точных данных перед каждым измерением до начала воздействия рентгеновского излучения фоновый ток устранялся включением специального компенсирующего устройства, функционирующего в измерительном приборе. Исследуемый ток эмиссии фиксировался в запоминающем устройстве вольтметра в виде массива из 10...15 значений с интервалом между выборками 10 с. После каждого измерения осуществлялись просмотр массива на цифровом табло прибора и его фиксирование в протоколе.

Для измерения тока быстрых электронов на сетку, расположенную перед исследуемой поверхностью образца, подавался потенциал 50 В, задерживающий медленные электроны, что исключало их из регистрируемого тока эмиссии. Для точного определения значения тока эмиссии необходимо учитывать влияние помеховых токов. Использование объемной сетки с отверстием, через которое проходил поток квантов, позволило исключить помеховый ток эмиссии электронов из сетки. Влияние электронов, отраженных от стенок камеры и попавших обратно на образец, не учитывалось ввиду того, что площадь исследуемых образцов примерно в сто раз меньше поверхности камеры, на которую попадают электроны. В камере в качестве входного и выходного окна для квантов использовались бериллиевые пластины, что позволило, с учетом сектора вылета

электронов из окон, в который попадает исследуемый образец, и с учетом малого значения квантового выхода электронов из бериллия, пренебречь помеховым током из окон камеры.

По полученным результатам измерений выход быстрых электронов из исследуемых материалов определялся формулой

$$\eta = \frac{J_0(-50B)}{e \Phi}, \text{ электрон/квант}, \quad (4.1)$$

где  $J_0(-50B)$  - ток эмиссии электронов с исследуемой поверхности при задерживающем потенциале на сетке  $-50B$ .

В проведенных исследованиях предельная систематическая относительная ошибка определения квантового выхода электронов из образцов материалов, обусловленная точностью измерительных приборов, лежала в пределах  $\pm 30$ . Эта ошибка складывалась из погрешности определения потока квантов ( $\pm 15\%$ ) и погрешности измерения тока эмиссии ( $\pm 15$ ). Случайное относительное отклонение от среднего арифметического значения тока эмиссии, определяемое разбросом зарегистрированных значений, не превышало 5% при доверительной вероятности 0,95.

В табл. 2 представлены результаты измерений выходов назад электронов с энергией выше 0,05 кэВ из различных материалов, а также расчетные данные, полученные с использованием методики ЭМИССИЯ. Из таблицы видно, что степень согласия результатов расчета с экспериментальными данными существенно различна для разных материалов. Например, для стекла расхождение составляет 5%. В то же время расчетное значение выхода из ЭП-60 почти в 2 раза меньше экспериментального, а для отдельных материалов, выполненных на основе углеродной ткани с тяжелыми добавками, характерно завышение расчетных выходов электронов. Для материала, содержащего вольфрам, это завышение достигает 2,5 раз.

Занижение результатов вычислений выхода эмиссии из ЭП-60 объясняется неполным учетом вклада флуоресцентного излучения, генерируемого редкоземельными элементами, входящими в состав этого материала. В программе ЭМИССИЯ рассматриваются только первичные флуоресцентные кванты, испускаемые при фотопоглощении излучения, падающего на преграду. В то же время в материалах, содержащих, подобно ЭП-60, несколько видов редкоземельных атомов, имеет место каскадный процесс, обусловленный интенсивным поглощением флуоресцентных квантов, испускаемых одними элементами, на К-оболочках других элементов. Энергия квантов при

этом уменьшается, что приводит к повышению эффективности генерации фотоэлектронов. Это явление не было учтено в расчетах, результаты которых приведены в табл. 2.

Таблица 2

Интегральный выход электронной эмиссии назад под действием излучения РУП-150 ( $10^{-4}$  электрон/квант)

Материал преграды	Спектр излучения	Выход эмиссии	
		расчет	эксперимент
Al	СП-3	2.26	2.5±0.8
Cu	СП-1	29.5	30
Cu	СП-2	23.9	18
Cu	СП-3	25.4	20.±6.5
Стекло	СП-1	3.05	3.2
ЭП-60	СП-1	13.5	16
ЭП-60	СП-2	10.7	18
Карболом	СП-1	0.49	0.42±0.1
Карболом-Т	СП-2	3.39	4.0±0.85
C + Ni *	СП-3	1.07	0.82
C + Zr * □	---	1.05	1.0
C + Zr * □□	---	1.79	1.3
C + Ce *	---	1.59	1.6
C + Gd *	---	1.69	1.8
C + Dy *	---	2.52	2.4
C + V * □	---	4.32	2.6
C + V * □□	---	8.93	3.7

Примечания:

- \* - гетерогенный материал с углеродным связующим;
- , □□ - материалы с разной весовой долей наполнителя.

Расхождение с экспериментом расчетных выходов эмиссии из материалов, содержащих вольфрам, имеет другую причину. Об этих материалах известно, что они имеют гетерогенную структуру. Вычисления по параметрической методике проводились в предположении о том, что вещество представляет собой гомогенную смесь входящих в него компонентов. Как видно из приведенной таблицы, это допущение в ряде случаев может привести к существенной ошибке в определении параметров электронной эмиссии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе расчетные методики позволяют получать характеристики электронной эмиссии под действием рентгеновского излучения для гетерогенных многослойных преград со сложным элементным составом конструкционных материалов в широком диапазоне изменения энергий квантов и атомных номеров элементов. Проведенное сравнение результатов вычислений интегральных и дифференциальных характеристик эмиссии с большим числом расчетных и экспериментальных данных показывают, что расхождения интегральных параметров, а также средние расхождения дифференциальных характеристик в большинстве случаев лежат в пределах 20 %, что удовлетворяет предъявляемым требованиям по точности для большинства практически важных задач, использующих данные по эмиссии в качестве исходных.

Анализ источников погрешностей вычислений и причин отдельных расхождений с экспериментальными данными позволяют сделать вывод о необходимости дальнейшего совершенствования методического аппарата в следующих направлениях:

- дополнение и уточнение банка данных по характеристикам взаимодействия квантов и электронов с веществом, в частности, по вероятностям фотопоглощения на различных оболочках, по вероятностям оже-переходов, а также по дифференциальным сечениям неупругого взаимодействия низкоэнергетических электронов в материалах с атомным номером более 20;
- включение в расчетную схему моделирования процессов образования и переноса дельта-электронов;
- уточнение коэффициентов аппроксимации, применяемых в параметрической методике, в широком диапазоне изменения атомных номеров элементов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. - М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Burke E.A. Soft X-ray Induced Electron Emission // IEEE Trans Nucl Sci. 1977. V. NS-24. N6. P.2505-2511.
3. Chadsey W.L., Kohlberg I. The computation of photon radiation induced electron emission // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. V.18. N6. P.150-161.
4. Альфа-, бета- и гамма - спектроскопия. Т.1/Под ред. Зигбана К. - М.: Атомиздат, 1969.
5. Приложение к кандидатской диссертации Волкова И.А. ЦФТИ МО РФ, 1994г.
6. Савинов Е.П. Лукирский А.П., Шепелев Ю.Ф. К вопросу о внешнем фотоэффекте металлических фотокатодов для излучения с длиной волны 32,6-113 Å // Физика твердого тела. 1964. Т.6. Вып. 11. С. 3279-3287.
7. Henke D.L., Lee P.et. al. Low-energy X-ray interaction coefficient: photoabsorption, scattering, and reflection // Atom. Data and Nucl. Data Tabl. 1982. V.27. N 1. P.1-144.
8. Тормозная способность электронов и позитронов. Доклад 37 МКРЕ. - М.: Энергоатомиздат, 1987.
9. Goudsmit S., Saunderson J.C. // Phys.Rev. 1940. V.58. P.36.
10. Rieley M.E., MacCallum C.J., Biggs F. Theoretical electron-atom elastic scattering cross sections. Selected elements, 1 keV to 256 keV // Atom. Data Nucl. Data Tabl. 1975. V.15. N 5. P.443-476.
11. Fink M. Yates A.C. Theoretical electron scattering amplitudes and spin polarizations. Selected targets, electron energies 100 to 1500 eV // Atom. Data. 1970. V.1, N 4. P.385-411.
12. Ritchie R.H. Interaction of charged particles with a degenerate Fermi - Dirac electron gas // Phys. Rev. 1959. V.114. N 3. P.644-654.
13. Tung C.J., Ritchie R.H. Electron slowing-down spectra in aluminium metal // Phys. Rev. 1977. V.16B. N 10. P.4302 - 4313.

14. Gryzlinski M. Classical theory of atomic collisions. 1. Theory of inelastic collisions // Phys. Rev. 1965. V.138. N 2a. P.336-358.
15. Ashley J.C., Tung C.J., Ritchie R.H. Inelastic interaction of electrons with polystyrene: calculations of mean free paths, stopping powers and CSDA ranges // IEEE Trans Nucl Sci. 1978. V. NS-25. N6. P.1566-1570.
16. Fry J.L. Dielectric function of a model insulator // Phys. Rev. 1969. V.179. N 3. P.892-905.
17. Ashley J.C., Anderson V.E. Interaction of low-energy electrons with silicon dioxide // Journ. of Elect. Spectr. Rel. Phenom. 1981.
18. Ashley J.C., Tung C.J., Ritchie R.H., Anderson V.E. Calculation of Mean Free Paths and Stopping Powers of Low Energy Electrons (<10keV) in Solids Using a Statistical Model // IEEE Trans Nucl Sci. 1976. V. NS-23. N6. P. 1833.
19. Ададунов А.Ф., Лазурик В.Т., Порог Ю.В. Пространственно-энергетическое распределение быстрых вторичных электронов при гамма-облучении // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общ. и ядерн. физ. 1985. Вып. 3 (32). С.47-51.
20. Bernstein M.J., Smith J.A. Primary and Secondary Photo Electron Yields Induced by Soft X-rays // IEEE Trans Nucl Sci. 1979. V. NS-26. N6. P.4978-4983.
21. Елисеенко Л.Г., Щемелев В.Н., Румш М.А. Определение квантового выхода внешнего рентгеновского фотоэффекта в области длин волн 1-10 А // Журн. техн. физ. 1968. Т. 38. Вып. 1. С. 175-183.
22. Dellin T.A., Huddleston R.E., Mac Callum C.J. Second Generation Analytical Photocompton Current Methods // IEEE Trans Nucl Sci. 1975. V. NS-22. N6. P.2549-2555.
23. Bradford J.N. X-ray induced electron emission II // IEEE Trans Nucl Sci. 1973. V. NS-20. N6. P.105-110.
24. Bernstein M.J. // IEEE Trans Nucl Sci. 1977. V. NS-24. N6. P.2512.
25. Frome D. // IEEE Trans Nucl Sci. 1977. V. NS-24. N 6. P.2529.
26. Strickland D.J., Lin D.L. The photoemission spectrum for an exploding wire radiator source incident on Al and Au // IEEE Trans Nucl Sci. 1978. V. NS-25. N6. P.1571-1576.

27. Strickland D.J., Lin D.L. Photoemission from Ag and C for an exploding wire radiator source // IEEE Trans Nucl Sci. 1979. V. NS-26. N6. P.4984-4988.
28. Bernstein M.J., Paschen K.W. Forward and backward photoemission yields from metals at various X-ray angles of incidence // IEEE Trans Nucl Sci. 1973. V. NS-20. N6. P.111-116.

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	2
1. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА .....	3
2. СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ .....	10
3. ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДИКИ .....	19
4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДИК РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ .....	30
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	35
ЛИТЕРАТУРА .....	36

## CONTENTS

INTRODUCTION .....	2
1. Analytical method .....	3
2. Statistical modeling of electron transfer .....	10
3. Methods testing .....	19
4. Experimental substantiation of electron emission calculation methods .....	30
CONCLUSION .....	35
REFERENCES .....	36

Волков И.А., Галкин С.В., Лоборев В.М.,  
Острик А.В., Петровский В.П., Фортов В.Е.

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Препринт № 1-388

---

Подписано к печати 19.04.95		Формат 60×84/16
Печать офсетная	Уч. - изд. л. 2,5	Усл. печ. л. 2,32
Тираж 200 экз.	Заказ № 256	Цена 1000 р.

---

АП "Шанс". 127412, Москва, Ижорская ул., 13/19