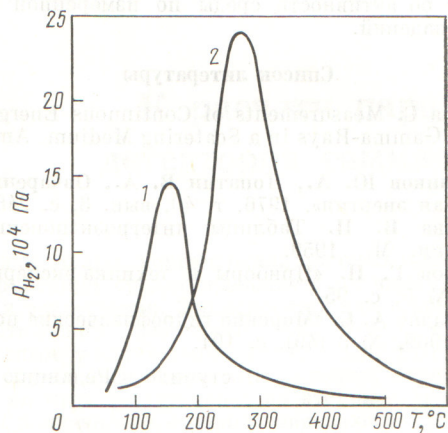
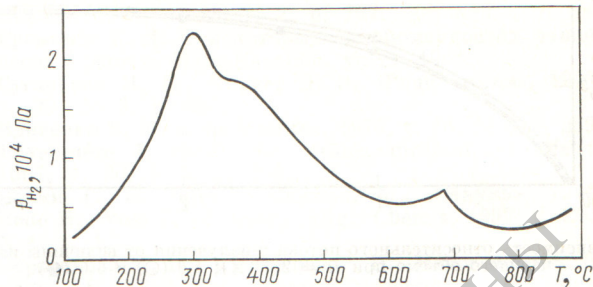


Р и с. 1. Кривые выделения водорода из стали 0X16H15M3B в процессе равномерного нагрева: 1 — образец, предварительно нагретый в вакууме до 1000 °С; 2 — электрополированный образец; 3 — обезжиренный образец; 4 — необезжиренный образец



Р и с. 2. Кривые выделения водорода из образцов стали 0X16H15M3B толщиной 0,2 мм (1) и 1,0 мм (2), насыщенных водородом электролитически, в процессе равномерного нагрева

данный пик выделения водорода связан с выходом этого газа из объема образца. В процессе электролитического насыщения образцов водородом происходит очистка поверхности [4], поэтому на кривых отсутствует пик выделения водорода при температуре 350—400 °С.



Р и с. 3. Кривая выделения водорода из образцов стали 0X16H15M3B, облученных на ускорителе ионами H_2^+ энергией 18 кэВ до дозы $1 \cdot 10^{18}$ ион/см² в процессе равномерного нагрева

Особый интерес представляет изучение кинетики выделения водорода из образцов стали 0X16H15M3B, насыщенных водородом на ускорителе путем облучения ионами H_2^+ энергией 18 кэВ до дозы $1 \cdot 10^{18}$ ион/см². Кривая, типичная для образцов данного типа, представлена на рис. 3. На ней (в отличие от кривых для необлученных образцов) присутствует пик выделения водорода при температуре 650—700 °С. Выделение водорода не сопровождается интенсивным выходом каких-либо других газов. Расчет показал, что при этом выделяется $\sim 2 \cdot 10^{15}$ атомов водорода. Указанный пик обнаруживается при нагреве образцов как через несколько дней, так и через несколько месяцев после облучения. Вероятно, при бомбардировке ионами водорода в материале возникают дополнительные ловушки, удерживающие водород.

Список литературы

1. Скоров Д. М. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Топливные и конструкционные материалы. Вып. 2(5). М., изд. ЦНИИатоминформа, 1976, с. 23.
2. Сверхвысокий вакуум в радиационно-физическом аппарате. Под ред. Г. Л. Саксаганского. М., Атомиздат, 1976.
3. Nieuwenhuys V. E. e.a. «Surface Sci.», 1976, v. 59, N 1, p. 155.
4. Грилеес С. Я. Обезжиривание, травление и полирование металлов. Л., «Машиностроение», 1977.

Поступило в Редакцию 15.05.78
В окончательной редакции 15.01.79

УДК 539.12.124

Коэффициенты обратного рассеяния электронов

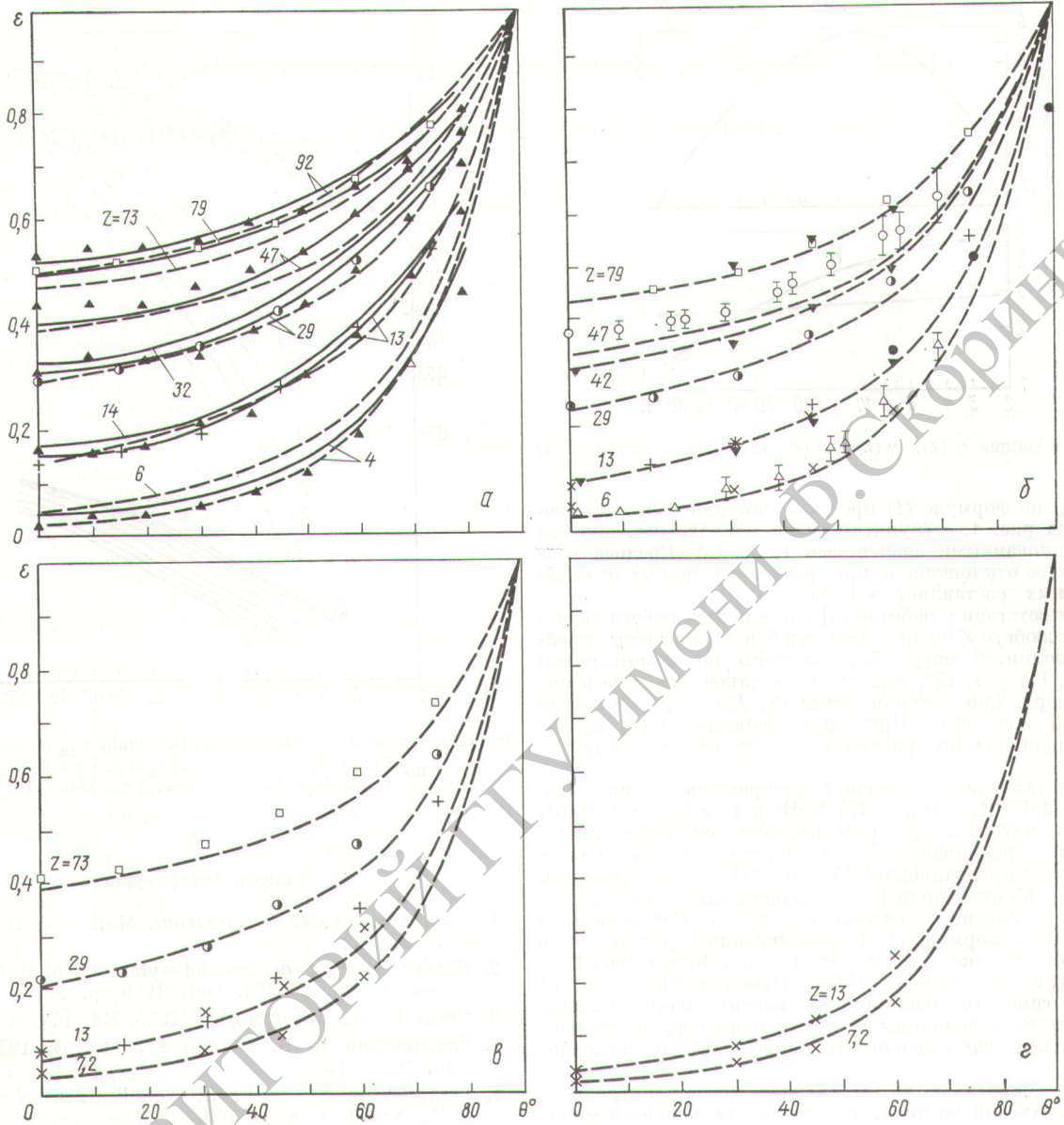
РАДЗИЕВСКИЙ Г. Б.

Коэффициент обратного рассеяния, или числовое альbedo $\epsilon(Z_0, E_0, \theta_0)$, для условий насыщения есть отношение числа электронов, рассеянных от толстой плоской мишени, к числу электронов, упавших на мишень. Здесь Z — атомный номер мишени, E_0 и θ_0 — начальная энергия и угол падения электронов. В настоящее время сравнительно полная и надежная информация о функции $\epsilon(Z, E_0, \theta_0)$ для широких диапазонов Z и E_0 имеется в литературе лишь для случая нормального падения пучка ($\theta_0 = 0$) [1], а данные для наклонного падения пучка электронов немногочисленны и относятся в основном к области малых E_0 (десятки кэВ).

Простейшая возможность получения недостающих значений функции ϵ — использование геометрического подобия полей рассеянных электронов при определенных сочетаниях Z и E_0 . В работе [2] было показано аналитически, что в области умеренных E_0 ($\sim 0,1$ МэВ) решения

уравнения переноса обладают свойствами подобия при фиксированном Z и переменном E_0 , а при высоких E_0 (~ 5 – 30 МэВ) — при фиксированном отношении E_0/Z . Ранее на зависимость ϵ только от E_0/Z в области высоких E_0 было указано в публикации [3]. Масштабной длиной в подобных полях является согласно работе [2] средний пробег R_0 . Существование подобия полей рассеянных электронов доказывается в публикации [4] с помощью «геометрической» аргументации, а также эмпирически. Здесь в явной форме в виде так называемых изолиний дана совокупность тех точек Z_i, E_{0i} , для которых выполняются условия приблизительного подобия полей, причем приведены доводы в пользу того, что масштабная длина не совсем пропорциональна R_0 .

Из работы [4] следует, что величины ϵ (а также ряд других характеристик поля излучения) для фиксированных θ_0 и тех комбинаций Z и E_0 , которые лежат на одной



Р и с. 1. Коэффициенты обратного рассеяния: а: ϵ_0 — \blacktriangle — расчет Монте-Карло [7] для $E_0=20$ кэВ и $Z=4, 13, 29, 47, 92$; — — эксперимент [6] для $E_0=25$ кэВ и $Z=4, 13, 14, 29, 32, 47, 79, 92$; +, \bullet, \square — ϵ_0 для $Z=13, 20, 73$ соответственно [5]; 6: ϵ (1 МэВ) — +, \bullet, \square — ϵ для $Z=13, 29, 73$ соответственно [5]; Δ, \circ — для $Z=5, 6$ и $Z=47$ [10]; \blacktriangledown — для $Z=13, 42$ и 79 [11]; \times — для $Z=7, 2$ и 13 [8]; \bullet — для $Z=13$ [9]; в: ϵ (1,4 МэВ) — +, \bullet, \square для $Z=13, 29, 73$ соответственно [5]; \times — для $Z=7, 2$ и 13 [8]; г: ϵ (4 МэВ) — \times для $Z=7, 2$ и 13 [8]

изолинии, должны быть равны между собой. Таким образом, оказывается возможным, зная функцию $\epsilon(Z, E_0, \theta_0)$ для некоторого значения $E_0 = E_{0n}$ (и многих Z), найти величины этой функции для других E_0 (и также ряда Z). Такой способ оценки характеристик поля электронного излучения выгоднее применять при малых значениях E_{0n} .

В работах [5—11] приведены значения ϵ для широких диапазонов θ_0 , причем можно получить данные для наиболее интересной области малых E_0 ($\sim 0,01 \div 0,1$ МэВ) [6, 7], в которой ϵ практически не зависит от E_0 [1]. Такие «стационарные» значения функции $\epsilon(Z, E_0, \theta_0)$ для E_0 порядка 10 кэВ обозначим $\epsilon_0(Z, \theta_0)$. В работе [5] измерены в диапазоне 0,4—1,4 МэВ плавные зависимости $\epsilon(E_0)$ для ряда θ_0 и $Z=13, 29$ и 73 ; по ним можно путем экстраполяции также вычислить $\epsilon_0(Z, \theta_0)$.

Стационарные значения $\epsilon_0(Z, \theta_0)$ [5—7] изображены на рис. 1, а. Поскольку они относятся к отдельным Z , а для дальнейших вычислений необходимы значения $\epsilon_0(Z, \theta_0)$ для любых Z , аппроксимируем данные рис. 1, а эмпирической формулой

$$\epsilon_0(Z, \theta_0) = [1 + a(Z) X(\theta_0)^\gamma(Z)] \exp[-\alpha(Z) X(\theta_0)]; \quad (1)$$

$$\gamma = 3,008Z^{-0,053},$$

где $X(\theta_0) = 1 - 2\theta_0/\pi$, а $\alpha(Z)$ и $\gamma(Z)$ даны на рис. 2. При выборе (1) учтено, что $\epsilon \rightarrow 1$ при $\theta_0 \rightarrow \pi/2$ [12].

Функция $a(Z)$ связана с альбедо при нормальном падении: $a(Z) = \epsilon_0(Z, 0) \exp \alpha - 1$. Взяв в качестве $\epsilon_0(Z, 0)$ функцию, усредненную по данным многих работ [4—11], получим кривую $a(Z)$ на рис. 2. Результаты вычисления

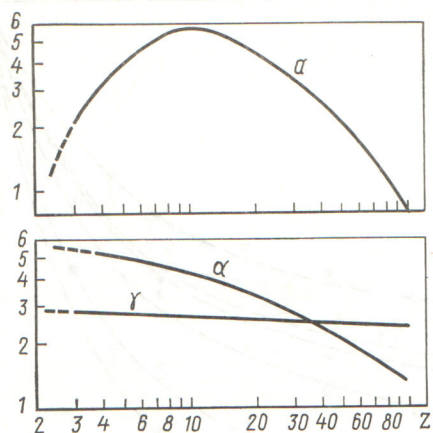


Рис. 2. Функции $\alpha(Z)$, $\gamma(Z)$ и $a(Z)$, входящие в формулу (1)

$\epsilon_0(Z, \theta_0)$ по формуле (1) представлены для соответствующих Z на рис. 1, a (пунктир). Они неплохо согласуются с опубликованными значениями $\epsilon_0(Z, \theta_0)$. Среднее квадратическое отклонение (с.к.о.) расчетных данных от опубликованных составляет $\sim 12\%$.

В соответствии с работой [4] альbedo для любого значения E_0 и любого Z (если только эти Z и E_0 охвачены семейством изолиний) могут быть оценены по соотношению: $\epsilon(Z, E_0, \theta_0) \approx \epsilon_0(Z', \theta_0)$, где Z' — такое значение атомного номера, при котором точки (Z, E_0) и $(Z', 0)$ лежат на одной изолинии. При этом функцию $\epsilon(Z, E_0, \theta_0)$ можно оценивать по уравнению (1), где вместо Z фигурирует Z' .

Результаты таких оценок ϵ изображены на рис. 1, b ($E_0 = 1$ МэВ), 1, e ($E_0 = 1,4$ МэВ) и 1, g ($E_0 = 4$ МэВ). Функции $\epsilon(Z, E_0, \theta_0)$, рассчитанные по формуле (1) (пунктир), сравниваются с немногочисленными известными экспериментальными [5, 10, 11] и вычисленными по методу Монте-Карло [8, 9] значениями ϵ для случая наклонного падения электронного пучка. Согласие рассчитанных по формуле (1) и опубликованных данных здесь примерно такое же, как на рис. 1, a (с.к.о. для рис. 1, b , 1, e и 1, g составляет $\sim 14\%$). Использование свойств подобия (семейство изолиний) не вносит дополнительных погрешностей в величины ϵ , и это, наверное, может рассматриваться, как еще одно подтверждение выводов работы [4].

Определение альbedo для случаев, когда электронный поток, падающий на тонкую мишень, не является моноэнергетическим или мононаправленным, сводится к интегрированию полученных функций $\epsilon(Z, E_0, \theta_0)$ по E_0 и θ_0 . В частности, легко вычислить альbedo для изотропных источника и потока:

$$\epsilon_{\text{ин}} = \int_0^{\pi/2} \epsilon(Z, E_0 \theta_0) \sin \theta_0 d\theta_0; \quad (2)$$

$$\epsilon_{\text{ип}} = 2 \int_0^{\pi/2} \epsilon(Z, E_0, \theta_0) \sin \theta_0 \cos \theta_0 d\theta_0.$$

Результаты вычислений даны на рис. 3.

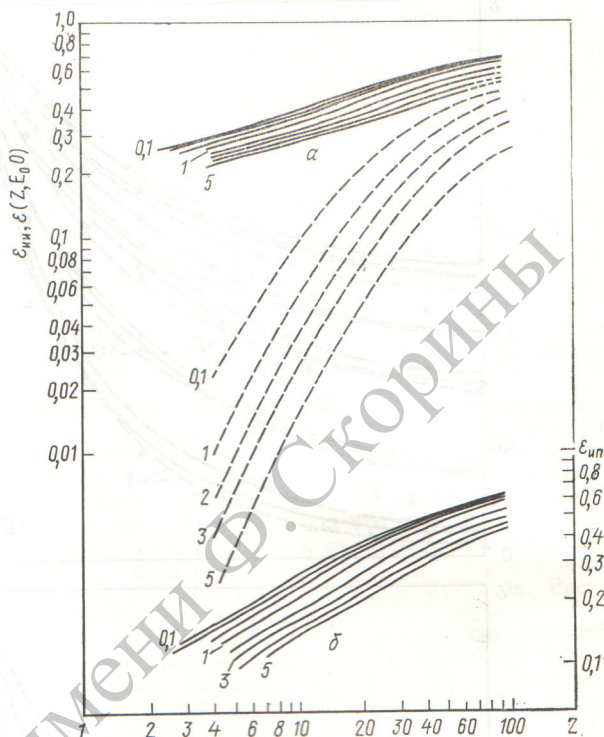


Рис. 3. Альbedo для изотропного источника $\epsilon_{\text{ин}}$ (а) и изотропного потока $\epsilon_{\text{ип}}$ (б) при $E_0 \leq 0,1; 0,2; 0,5; 1; 2; 3; 4$ и 5 МэВ; — — — ϵ для θ_0 и $E_0 \leq 0,1; 1; 2; 3$ и 5 МэВ [4]

Список литературы

1. Gabata T. e.a. «Nucl. Instrum. Methods», 1971, v. 94, N 3, p. 509.
2. Harder D. In: Proc. Second Symp. on Microdosimetry. Stresa (Italy), 20–24. Oct. 1969, p. 567.
3. Frank H. «Z. Naturforsch.», 1959, Bd. 14a, N 3, S. 347.
4. Радзиевский Г. Б. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 2, с. 126.
5. Frederickson A., Burke E. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1972, NS-19, v. 6, p. 160.
6. Drescher H. e.a. «Z. angew. Phys.», 1970, v. 29, N 6, p. 331.
7. Reimer L. «Optic», 1968, N 27, p. 86.
8. Баранов В. Ф. Дозиметрия электронного излучения. М., Атомиздат, 1974.
9. Berger M. Methods in Computational Physics. Ed. by B. Alder e.a. V. 1. N. Y., L., Academic Press, 1963.
10. Titus F. «Nucl. Instrum. Methods», 1970, v. 89, p. 93.
11. Cohen A., Koral K. NASA-Report TND-2782, 1965.
12. Бойко В. И. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 3, с. 221.

Поступило в Редакцию 15.05.78