



Рис. 2. Кривые газовыделения гелия из ниобия при прогреве после внедрения различного количества ионов He^+ :

Доза облучения, $ион/см^2$: — — — $8 \cdot 10^{17}$; — — — $1,5 \cdot 10^{17}$; — — — $1,2 \cdot 10^{17}$; — — — $1,1 \cdot 10^{17}$.

Электронно-микроскопическое изучение облученных образцов показало, что при низких дозах бомбардирующих ионов ($1 \cdot 10^{17}$ $ион/см^2$) поверхности металлов приобретают рельеф, характерный для катодного распыления (рис. 1, а), а с увеличением дозы до $4 \cdot 10^{17}$ $ион/см^2$ на них появляются вздутия (рис. 1, б, в). Таким образом, образование их происходит лишь при некоторой критической дозе, ниже которой вспучивание металла не проявляется. Результаты свидетельствуют, что критические дозы для ниобия и нержавеющей стали близки и составляют $(1 \div 4) \cdot 10^{17}$ $ион/см^2$.

Рост давления гелия при вздутиях с увеличением дозы облучения N_α приводит к разрыву их поверхностных оболочек и освобождению газа, что дает возможность более точно определить критическую дозу облучения. Действительно, измерения количества газа, захваченного в металл при бомбардировке ионами He^+ с энергией 15 кэВ, показывают, что при низких N_α коэффициент захвата η равен 0,9 и практически не зависит от N_α , но при достижении $(1,7 \div 2,0) \times 10^{17}$ $ион/см^2$ η начинает уменьшаться в результате освобождения гелия при взрыве газовых вздутий. Это значение N_α и дает величину критической дозы образования вздутий при бомбардировке. Следует отметить, что оно лежит между двумя предельными значениями, полученными из электронно-микроскопических наблюдений.

Критическую дозу можно определить также при анализе газовыделения гелия из металла при прогреве после облучения. На рис. 2 показаны кривые скорости выхода гелия из ниобия при прогреве после внедрения различного количества ионов гелия с энергией 15 кэВ. Видно, что при дозах больше $1,2 \cdot 10^{17}$ $ион/см^2$ в спектре появляется и растет низкотемпературная часть, которая отсутствует при меньших N_α . По данным рис. 1, а видно, что при $N_\alpha \leq 1 \cdot 10^{17}$ $ион/см^2$ вспучивания поверхности ниобия не происходит. Это свидетельствует о том, что низкотемпературный пик (см. рис. 2) обусловлен освобождением газа из вздутий. Значение $N_\alpha \approx 1,2 \cdot 10^{17}$ $ион/см^2$ меньше, чем значение N_α , при котором уменьшается коэффициент захвата, поскольку при прогреве после облучения освобождение гелия происходит из еще не взорвавшихся вздутий в результате увеличения давления газа в них и уменьшения предела прочности металла. Для взрыва вздутий в процессе бомбардировки необходимо создать несколько большую концентрацию газа.

Таким образом, в процессе увеличения дозы облучения до $1,2 \cdot 10^{17}$ $ион/см^2$ происходит зарождение и появление первых вздутий, которые не разрушаются при бомбардировке, но находятся на грани устойчивости и могут взорваться при прогреве после внедрения. При дозе $(1,7 \div 2,0) \cdot 10^{17}$ $ион/см^2$ начинается интенсивный процесс разрушения куполов газонаполненных полостей и выход гелия из них.

При больших дозах облучения, как следует из рис. 2, основное количество гелия выделяется из ниобия вследствие разрушения поверхностной оболочки газонаполненных полостей, что согласуется с результатами электронно-микроскопических наблюдений. Действительно, из рис. 1, б видно, что уже при дозе 4×10^{17} $ион/см^2$ многие вздутия взорваны, что свидетельствует о выделении из них больших порций газа.

Поступило в Редакцию 26/ХІІ 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Behrlich R. «Nucl. Fusion», 1972, v. 12, p. 695.
- Erents S., McCracken G. «Radiation effects», 1973, v. 18, № 3—4, p. 191.
- Тельковский В. Г. и др. В сб.: Тезисы докладов Всесоюзного совещания по инженерным проблемам управляемого термоядерного синтеза. Л., изд. НИИЭФА, 1974, с. 272.
- Курнаев В. А., Сотников В. М., Тельковский В. Г. В сб.: Физика плазмы. М., Атомиздат, 1967, с. 65.

УДК 539.121.72/75

О вычислении сечений некогерентного рассеяния гамма-квантов при статистическом моделировании процессов переноса

МАРЕНКОВ О. С.

При численном моделировании γ -переноса в веществе методом Монте-Карло процесс некогерентного рассеяния квантов обычно трактуется как комптоновское рассеяние на свободных электронах. В области низких энергий γ -квантов эта замена является приближенной и может привести к значительным ошибкам

при расчете γ -полей вследствие существенного различия интегральных сечений некогерентного и комптоновского рассеяний [1]. Теоретических или эмпирических формул сечений некогерентного рассеяния фотонов для широкого интервала энергий и произвольных атомных номеров не существует. Интегральные сечения

Коэффициенты для вычисления макроскопических сечений некогерентного рассеяния, см²/г; ошибка аппроксимации, %

| Элемент | E | σ_0 | σ_1 | σ_2 | δ | Элемент | E | σ_0 | σ_1 | σ_2 | δ |
|----------|------------|------------|------------|------------|----------|----------|----------|------------|------------|------------|----------|
| Водород | 0,001—0,04 | 0,05790 | 0,8306 | 14,40 | 25 | Железо | 0,02—0,4 | 0,1912 | 5,811 | 3,581 | 1,7 |
| Гелий | 0,002—0,06 | 0,1719 | 1,953 | 18,01 | 18 | Кобальт | 0,02—0,4 | 0,2058 | 5,891 | 3,632 | 1,7 |
| Литий | 0,003—0,06 | 0,1142 | 4,484 | 9,553 | 1,9 | Никель | 0,02—0,4 | 0,2047 | 5,664 | 3,500 | 1,6 |
| Бериллий | 0,003—0,08 | 0,08770 | 5,258 | 5,515 | 2,5 | Медь | 0,02—0,4 | 0,2241 | 5,853 | 3,704 | 1,7 |
| Бор | 0,004—0,1 | 0,09107 | 5,084 | 5,254 | 1 | Цинк | 0,02—0,4 | 0,2274 | 5,832 | 3,657 | 1,5 |
| Углерод | 0,005—0,15 | 0,09053 | 4,760 | 4,572 | 0,9 | Германий | 0,03—0,5 | 0,2022 | 6,387 | 3,505 | 1,8 |
| Азот | 0,006—0,15 | 0,1041 | 4,711 | 4,664 | 1 | Мышьяк | 0,03—0,5 | 0,1987 | 6,449 | 3,476 | 1,6 |
| Кислород | 0,006—0,15 | 0,1182 | 4,664 | 4,758 | 1,8 | Селен | 0,03—0,5 | 0,2130 | 6,560 | 3,658 | 1,6 |
| Фтор | 0,008—0,2 | 0,1279 | 5,060 | 4,570 | 1,5 | Бром | 0,03—0,6 | 0,1983 | 6,614 | 3,330 | 1,8 |
| Неон | 0,008—0,15 | 0,1458 | 4,642 | 4,864 | 1,9 | Молибден | 0,04—0,6 | 0,1989 | 6,791 | 3,231 | 1,7 |
| Натрий | 0,01—0,2 | 0,1463 | 4,998 | 4,518 | 1,5 | Серебро | 0,02—0,5 | 0,3180 | 6,394 | 3,548 | 1,7 |
| Магний | 0,01—0,2 | 0,1503 | 4,858 | 4,358 | 1,4 | Кадмий | 0,02—0,5 | 0,3281 | 6,505 | 3,658 | 1,5 |
| Алюминий | 0,01—0,3 | 0,1538 | 5,118 | 4,062 | 2,3 | Олово | 0,02—0,6 | 0,3307 | 6,739 | 3,521 | 2,2 |
| Кремний | 0,01—0,3 | 0,1561 | 4,979 | 3,893 | 2 | Сурьма | 0,02—0,8 | 0,3211 | 6,964 | 3,334 | 3 |
| Фосфор | 0,01—0,3 | 0,1667 | 5,145 | 3,983 | 2 | Иод | 0,02—0,6 | 0,3357 | 6,842 | 3,529 | 2,1 |
| Сера | 0,015—0,3 | 0,1526 | 5,119 | 3,734 | 1,4 | Барий | 0,02—0,8 | 0,3397 | 7,253 | 3,370 | 2,8 |
| Хлор | 0,015—0,3 | 0,1635 | 5,341 | 3,869 | 1,4 | Вольфрам | 0,04—0,8 | 0,3465 | 7,741 | 3,237 | 1,9 |
| Аргон | 0,015—0,3 | 0,1793 | 5,697 | 4,095 | 1,4 | Платина | 0,04—0,8 | 0,3786 | 7,770 | 3,274 | 1,9 |
| Калий | 0,015—0,3 | 0,1693 | 5,304 | 3,786 | 1,4 | Золото | 0,04—0,8 | 0,3824 | 7,719 | 3,281 | 1,9 |
| Кальций | 0,015—0,3 | 0,1670 | 5,179 | 3,674 | 1,4 | Ртуть | 0,04—0,8 | 0,3897 | 7,797 | 3,274 | 2 |
| Скандий | 0,02—0,3 | 0,1701 | 5,636 | 3,820 | 1,1 | Свинец | 0,04—0,8 | 0,3989 | 7,839 | 3,319 | 1,9 |
| Титан | 0,02—0,3 | 0,1756 | 5,721 | 3,901 | 1,1 | Радий | 0,04—0,8 | 0,4329 | 7,982 | 3,368 | 2 |
| Ванадий | 0,02—0,4 | 0,1756 | 5,977 | 3,704 | 1,6 | Торий | 0,05—0,8 | 0,3912 | 8,157 | 3,325 | 1,8 |
| Хром | 0,02—0,4 | 0,1796 | 5,849 | 3,618 | 1,6 | Уран | 0,05—1 | 0,3494 | 8,447 | 3,167 | 2,1 |
| Марганец | 0,02—0,4 | 0,1890 | 5,918 | 3,683 | 1,7 | Плутоний | 0,05—0,8 | 0,4030 | 8,749 | 3,309 | 1,7 |

некогерентного рассеяния рассчитываются численно и табулируются.

В работе [1] приведены систематические сводные таблицы рассчитанных теоретически парциальных сечений взаимодействия γ -квантов для 100 элементов в диапазоне энергий 0,001—100 МэВ. Ошибка в числовых значениях сечений некогерентного рассеяния σ_{inc} не превышает 3%.

С вычислительной точки зрения функциональную зависимость интегрального сечения некогерентного рассеяния от энергии квантов целесообразно представить в виде формулы. По табличным данным [1] энергетическая зависимость σ_{inc} аппроксимируется выражением

$$\sigma_{inc} = [(\sigma_0/\beta) + \sigma_1 + \sigma_2\beta]^{-1},$$

где — удвоенная энергия γ -кванта в единица энергии покоя электрона. Целесообразность использования β в качестве энергетической переменной определяется удобным в вычислительном отношении видом формул сечений для других элементарных процессов взаимодействия [2].

В ограниченных энергетических интервалах зависимость $\sigma_{inc}(\beta)$ реализована для 100 элементов. В настоящей работе сообщаются результаты для 50 эле-

ментов, наиболее часто встречающихся в задачах прикладной и технической ядерной физики. Коэффициенты σ_i ($i = 0; 1; 2$), вычисленные методом наименьших квадратов, приведены в таблице. Интервал энергий для каждого элемента подобран таким образом, что вне интервала в области меньших энергий процессом некогерентного рассеяния по сравнению с процессами фотоэлектрического поглощения и когерентного рассеяния можно пренебрегать при статистическом моделировании, а в области больших энергий некогерентное рассеяние можно моделировать как комптоновское рассеяние на свободных электронах. Максимальная ошибка аппроксимации δ , наблюдаемая для каждого элемента в одной-двух точках соответствующего энергетического интервала, не превышает 3%, за исключением водорода и гелия.

Поступило в Редакцию 3/1 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Storm E., Israel H. Nucl. Data Tables, Section A., 1970, v. 7, N 6, p. 565.
2. Маренков О. С. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 3, с. 209.