

ЗАРЯДОВОЕ СОСТОЯНИЕ ИОНОВ ВОДОРОДА В МЕТАЛЛАХ И ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С. И. Бажуков, А. В. Кибардин, Т. М. Пяткова, А. Р. Урманов

В настоящее время общепринятыми являются два способа определения зависимости сечения торможения ионов $\sigma(E)$ в твердом теле от их энергии E : метод тонких пленок и метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР). В методе тонких пленок для измерения сечения торможения ионов $\sigma^{Т.П.}(E)$ при скоростях $v_i \sim v_0$ ($v_0 = 2.2 \cdot 10^8$ см/с) используется методика измерения энергии прошедших через пленку частиц с помощью магнитного или элек-

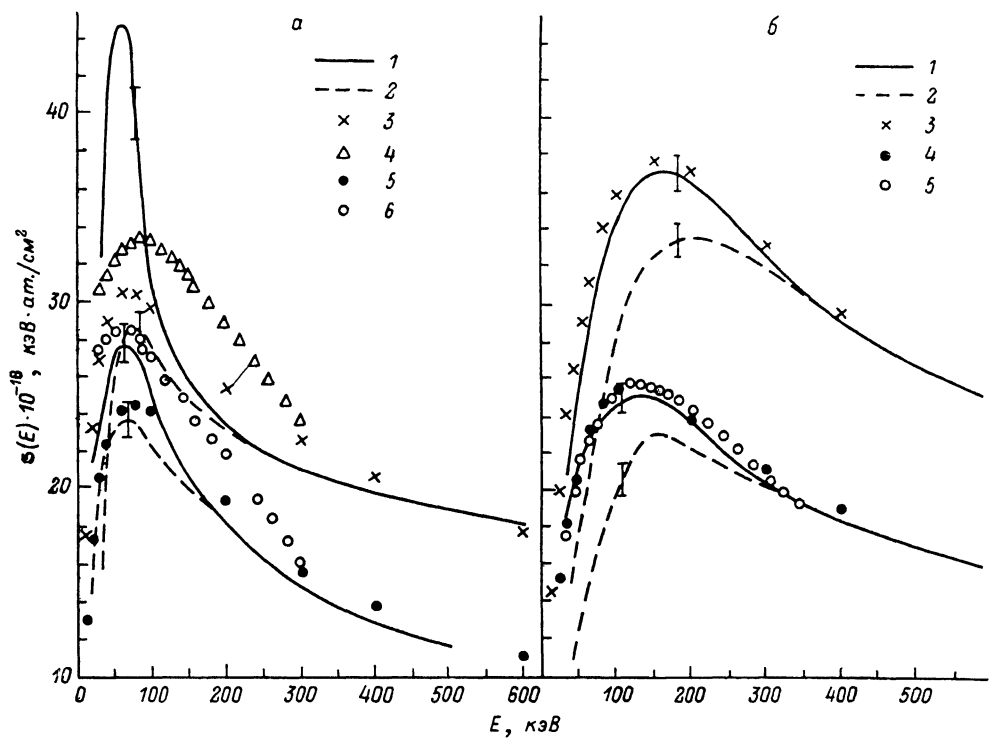


Рис. 1.

a — сечение $\sigma^+(E)$ (1) и $\sigma^\Sigma(E)$ (2) для Ge (3, 4) и Si (5, 6) в сравнении с $\sigma^{Т.П.}(E)$, (полученными в [4] (3, 5) и [5] (4, 6)); *b* — те же сечения (1, 2) для W (3) и Ni (4, 5) в сравнении с $\sigma^{Т.П.}(E)$, полученными в [4] (3, 4) и [5] (5).

тростатического анализатора [1]. Поэтому значения $\sigma^{Т.П.}(E)$, получаемые как отношение теряемой ионом энергии ΔE в пленке к ее эффективной толщине t , с достоверностью можно отнести лишь к движению заряженной фракции частиц.

В методе же РОР определение зависимости $\sigma^{РОР}(E)$ основано на методике обработки энергетических спектров резерфордовского обратного рассеяния ионов от толстых образцов (ЭСРОР) (см., например, [2]), измеряемых по обычной схеме с помощью кремниевых поверхностно-барьерных детекторов. Указанный метод использует тот факт, что ЭСРОР обратно пропорциональны сечению торможения иона $\sigma^{РОР}(E)$

$$F(E_2) \sim f(E_2) / \sigma^{РОР}(E_2), \tag{1}$$

где E_2 — энергия иона на выходе из мишени.

Очевидно, что получаемое таким способом сечение торможения $\sigma^{РОР}(E_2)$ является суперпозицией сечений торможения всех возможных при данной энергии E_2 зарядовых состояний иона внутри мишени. Указанное различие в величинах $\sigma^{Т.П.}(E)$ и $\sigma^{РОР}(E)$ позволяет на основе их сравнения получать информацию о заряде ионов внутри мишени.

В настоящей работе с использованием этого способа исследовано различие в зарядовых состояниях ионов водорода в металлах и полупроводниках в диапазоне энергий от 30 до 150 кэВ. Для этого были измерены ЭСРОР ионов от W, Ni, Si, Ge, GaAs, InP с начальной энергией $E_0=600$ кэВ, формируемые различными зарядовыми фракциями.

Для измерения ЭСРОР нейтральных частиц $F^0(E_2)$ на пути отраженного от мишени пучка помещался постоянный магнит, отклонявший протоны всех энергий так, что они не попадали в детектор. Спектры заряженной фракции $F^+(E_2)$ определялись путем вычитания $F^0(E_2)$ из суммарного по обеим зарядовым фракциям спектра $F^{\pm}(E_2)$. Спектры $F^0(E_2)$ использовались затем для определения доли нейтральной фракции в отраженном пучке $\Phi_{H^0} = F^0(E_2)/F^{\pm}(E_2)$, а из спектров $F^{\pm}(E_2)$ и $F^+(E_2)$ извлекались зависимости сечений торможения $\sigma^{\pm}(E_2)$ и $\sigma^+(E_2)$ ионов от их энергии. Результаты сравнивались с данными работ [3, 4], полученными на основе экспериментов с тонкими пленками. При этом предполагались две возможные ситуации. Первая состоит в том, что нейтрализация ионов обусловлена в основном поверхност-

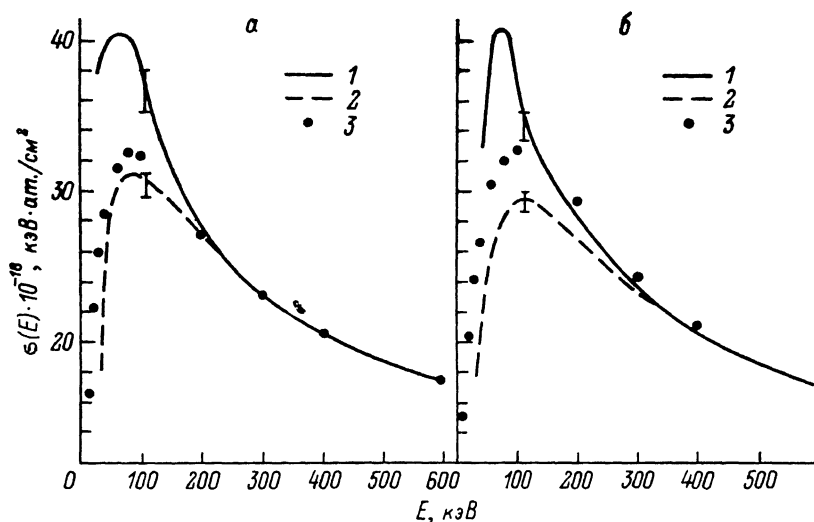


Рис. 2.

а — сечения $\sigma^+(E)$ (1) и $\sigma^{\pm}(E)$ (2) для GaAs в сравнении с $\sigma^{\text{T.П.}}(E)$, полученными по правилу Брэгга, сданными из [4] (3); б — то же для InP.

ными эффектами. Тогда зависимость $\sigma^{\pm}(E)$ должна хорошо совпадать с табличными данными $\sigma^{\text{T.П.}}(E)$, поскольку внутри мишени находятся только протоны

$$F^{\pm}(E_2) \sim f(E_2)/\sigma^{\text{T.П.}}(E_2). \quad (2)$$

Понятно, что величины $\sigma^+(E_2)$ при этом будут отличаться от $\sigma^{\text{T.П.}}(E_2)$.

Вторая ситуация — это нейтрализация ионов преимущественно в объеме образца. Тогда $F^{\pm}(E_2)$ будет определяться сечениями торможения как протонов, так и нейтральных частиц

$$F^{\pm}(E_2) \sim f_1(E_2)/\sigma^+(E_2) + f_2(E_2)/\sigma^0(E_2). \quad (3)$$

Поэтому величины $\sigma^{\pm}(E_2)$ и $\sigma^{\text{T.П.}}(E_2)$ должны заметно различаться при малых (менее 150 кэВ) энергиях, а величины $\sigma^+(E_2)$ и $\sigma^{\text{T.П.}}(E_2)$ должны быть близки.

На рис. 1, 2 приведены сечения $\sigma^+(E)$ и $\sigma^{\pm}(E)$ для W, Ni, Si, Ge, GaAs, InP в сравнении с $\sigma^{\text{T.П.}}(E)$, полученными в различных работах. Значения $\sigma^{\text{T.П.}}(E)$ для GaAs и InP вычислялись по правилу Брэгга из сечений $\sigma^{\text{T.П.}}(E)$ для каждого компонента мишени, взятых в работе [4]. Очевидно, что в случае металлов реализуется вторая из предполагаемых ситуаций (нейтрализация в объеме мишени). В случае же полупроводников ситуация противоположная. Различие в $\sigma^{\text{T.П.}}(E_2)$ и $\sigma^+(E_2)$ в полупроводниках свидетельствует о том, что нейтрализация протонов в них обусловлена в основном поверхностными эффектами. Аномальное поведение $\sigma^{\text{T.П.}}(E)$ для Si, полученное в работе [3], непонятно. Однако в силу того, что в литературе практически отсутствуют экспериментальные данные и теоретические оценки зарядового

состояния ионов водорода в полупроводниках, этот результат также требует дополнительного изучения.

Факт различия механизмов нейтрализации ионов водорода в металлах и полупроводниках дополнительно подтверждается различием доли нейтральных частиц Φ_{H^0} в этих мишенях (рис. 3). Превышение Φ_{H^0} для полупроводников над аналогичной величиной для металлов

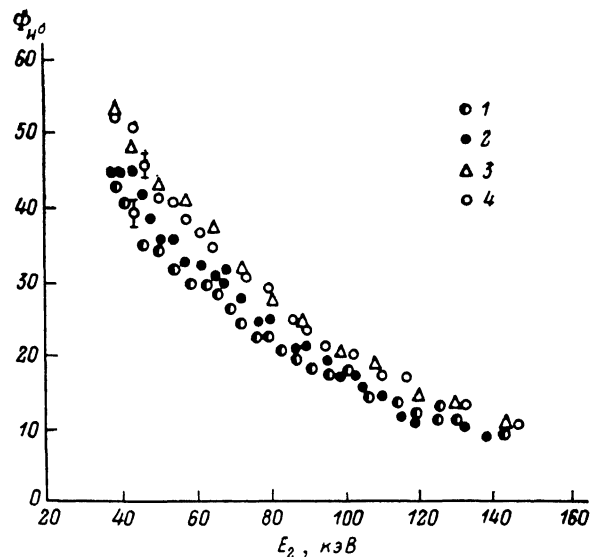


Рис. 3. Зависимость нейтральной фракции Φ_{H^0} в отраженном пучке от энергии частиц.

1 — W, 2 — Ni, 3 — Si, 4 — GaAs.

в области $v_i \sim v_0$ нельзя объяснить погрешностью их измерения, которая не превышала 2 %.

Наблюдаемое различие зарядового состояния ионов водорода в металлах и полупроводниках может быть связано с особенностями их электронной зонной структуры, а также с существенно различным электронным состоянием поверхности (для полупроводников характерно так называемое «прилипание заряда к поверхности»). Поэтому оно требует дальнейшего экспериментального и теоретического изучения.

Литература

- [1] Mertens P. // Nuclear Instr. Meth. Phys. Res. 1987. Vol. B27. P. 315—322.
 [2] Пузанов А. А., Урманов А. Р. // Радиационно-стимулированные явления в твердых телах. Межвузовский сб. Свердловск, 1981. С. 3—12.
 [3] Mertens P., Krist Th. // Nuclear Instr. Meth. Phys. Res. 1982. Vol. 194. P. 57—60.
 [4] Andersen H. H., Ziegler J. F. Hydrogen Stopping powers and ranges in all elements. New York, 1977. 317 p.

Уральский политехнический институт им. С. М. Кирова
Свердловск

Поступило в Редакцию
29 июля 1987 г.

В окончательной редакции
2 ноября 1988 г.