



Р и с. 3. Распределение плотности распыленного материала для образцов ниобия с различным классом чистоты поверхности:

1 — четвертый класс чистоты; 2 — пятый; 3 — третий; 4 — седьмой (электродлитическая полировка); 5 — шестой (механическая полировка)

пыленного ниобия. Эти отношения образуют следующую пропорцию:

$$\gamma_1 : \gamma_2 : \gamma_3 : \gamma_4 : \gamma_5 = 1 : 0,9 : 0,88 : 0,72 : 0,66.$$

Видно, что распыление сплавов несколько ниже, чем распыление нелегированного ниобия. Распыление уменьшается с увеличением содержания циркония в сплаве, что согласуется с опубликованными результатами [1], но тем не менее легирование не снижает заметно распыление ниобия.

Результаты исследований влияния чистоты поверхности на скорость распыления представлены на рис. 3.

Радиоактивные примеси в полупроводниковом германии

ПОМАНСКИЙ А. А., СЕВЕРНЫЙ С. А.

Успех различных экспериментов по выделению редких событий во многом определяется использованием детекторов, состоящих из веществ, обладающих очень низким уровнем собственной радиоактивной загрязненности. Ряд экспериментов требуют применения детекторов с содержанием радиоактивных примесей урана и тория менее чем 10⁻⁹%.

Один из наиболее распространенных полупроводниковых металлов является германий. К чистоте германия предъявляются чрезвычайно высокие требования, допускающие присутствие примесей некоторых элементов не более 10⁻⁹% [1]. Монокристаллический германий высокой чистоты можно использовать и как катод пропорционального счетчика, например, для регистрации очень редких распадов ³⁷Ag и ⁷Be, являющихся продуктами взаимодействия солнечных нейтрино с мишенью [2], и в качестве полупроводникового Ge(Li)-детектора, например, при поисках двойного β-распада ⁷⁶Ge [3]. Однако для этого необходимо знать содержание радиоактивных примесей в его составе.

Один из наиболее простых и чувствительных методов определения радиоактивной загрязненности в металлах — измерение их поверхностной α-активности. Для этой цели из различных образцов монокристаллов германия, полученных на разных предприятиях, были

Минимальное распыление наблюдается на механически полированных образцах (кривая 5). В процессе распыления образцов с развитой поверхностью наблюдается сглаживание неровностей и явление микроструктуры. Предварительное напыление на образец слоя ниобия в два раза уменьшило распыление образца ионами гелия.

Существенное повышение стойкости к распылению было достигнуто путем алитирования образцов, которые не претерпевали заметного распыления при увеличении времени распыления примерно в 10 раз. Измерением микротвердости установлено, что защитный слой имеет очень высокую твердость ($H_V = 1100$ кг/мм²). Рентгеновский фазовый анализ на дифрактометре УРС-50-И показал, что в зоне между покрытием и матрицей присутствуют соединения Nb₂O₅, NbAl₃ и Al₂O₃. Высокое сопротивление поверхностного слоя распыления, по-видимому, связано с присутствием этих соединений, что согласуется как с экспериментальными результатами [1], так и с физическими представлениями о зависимости катодного распыления от энергии межатомной связи [3].

Поступило в Редакцию 17/V 1974 г.
В окончательной редакции 18/XI 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Behrisch R. «Nucl. Fusion», 1972, v. 12, p. 695.
2. Скоров Д. М. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 4, с. 319.
3. Плешивцев Н. В. Катодное распыление. М., Атомиздат, 1968.

УДК 621.039.58

изготовлены пропорциональные счетчики. Так как монокристаллический германий механически плохо обрабатывается, цилиндрические отверстия в образцах делали при помощи ультразвука, что исключало возможность попадания посторонних радиоактивных примесей на стенку счетчика. Счетчики имели различные размеры: $\phi = 3,3$ мм; $l = 25$ мм; $\phi = 11$ мм; $l = 80$ мм. Через пробки, сделанные из органического стекла, натянута вольфрамовая позолоченная нить толщиной 8 мкм. Счетчики, снабженные калибровочным слюдяным окном диаметром 0,8 мм, наполнялись рабочей смесью (90% Xe и 10% CH₄) до давления 1 ат; проверка счетчиков осуществлялась с помощью внешнего источника α-частиц ²³⁹Pu. Остальные счетчики калибровались внешним источником γ-излучения. Суммарное время измерений составляло 700 ч. Результаты измерений показали, что α-активность всех счетчиков одинакова и составляет 0,01 имп/ч·см². Так как органическое стекло и вольфрамовая нить имеют очень низкую загрязненность [4, 5], они не могут внести заметного вклада в наблюдаемую активность. Появление больших импульсов в счетчике могло быть связано с нуклонным компонентом космических лучей. Однако это скорее всего исключается, так как анализ распределения событий по времени показал наличие соответ-

ствующего количества коррелированных импульсов от распадов ^{222}Rn и ^{218}Po ($T_{1/2} = 3,05$ мин), содержащихся в ряду урана.

Возможность вклада в общий фон от проникновения радона из воздуха за счет диффузии через монокристалл проверяли, помещая счетчик в атмосферу, обогащенную радоном. Никакого превышения общего счета α -активности не наблюдалось. Это дает основание считать, что вся α -активность счетчиков обусловлена присутствием в германии радиоактивных элементов рядов урана и тория. Относительное содержание урана и тория составляет $\sim 10^{-6}\%$.

Хотя поверхностная α -активность монокристаллического полупроводникового германия не выше, чем у самых лучших образцов стали и меди [5], однако использование его для целей низкофононых экспериментов требует специальной очистки от радиоактивных примесей урана и тория. Очевидно, практически это возможно осуществить. Например, в работе [3] использовался полупроводниковый германий с примесями урана и тория $\sim 10^{-9}\%$.

Для проверки правильности отождествления «больших» импульсов с α -частицами были изготовлены счетчики с катодами из металлов, которые из-за высокой температуры плавления должны быть достаточно чистыми от примесей: молибдена ($\phi = 7$ мм, $l = 66$ мм) и тантала ($\phi = 10$ мм, $l = 97$ мм). Особенно это относится к танталу, получаемому вакуумным переплавом. Интенсивность «больших» импульсов в молибденовых счетчиках выше ($0,02$ имп/ч·см 2), а в танталовых ниже ($0,003$ имп/ч·см 2), чем в большом германиевом, хотя по объему последний занимает промежуточное положение между молибденовым и танталовым счетчиками.

Из исследованных нами металлов и полупроводников тантал — самый чистый по α -активности.

В танталовых и молибденовых счетчиках также отчетливо проявляются парные импульсы, отождествляемые нами с распадом радона, находящегося в равновесии с ^{226}Ra в стенках счетчика. В частности, в одном танталовом счетчике из 26 импульсов, идущих со средней частотой 1 имп за 12 ч, четыре расположены в виде двух явно выраженных пар, в которых временной интервал между импульсами составлял менее 5 мин. Это позволяет с большой точностью определять содержание ^{226}Ra в материалах, к которым трудно применять ранее развитую методику [6].

Авторы выражают благодарность Г. Т. Зацепину, предложившему определять загрязненность металлов по их поверхностной α -активности.

Поступило в Редакцию 1/VII 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Методы определения и анализа редких элементов. М., Изд-во АН СССР, 1961.
2. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. В сб.: Труды Международного семинара по физике нейтрино и нейтринной астрофизике. М., изд. ФИАН, 1969, с. 156.
3. Fiorini F. e. a. «Nuovo cimento», 1973, v. 13A, p. 747.
4. Барабанов И. Р., Вешников В. Б., Поманский А. А. «Атомная энергия», 1969, т. 26, вып. 3, с. 299.
5. Кочаров Г. Е., Найденов В. О. «Приборы и техника эксперимента», 1966, № 3, с. 5.
6. Поманский А. А., Северный С. А., Трифонов Е. П. «Атомная энергия», 1969, т. 27, вып. 1, с. 36.

Определение спектра надтепловых нейтронов методом кадмиевых отношений для резонансных детекторов

ВАСИЛЬЕВ Р. Д., ЯРЫНА В. П.

УДК 621.039.5

Кадмиевое отношение — это отношение скорости реакций активации в исследуемом поле нейтронов для одного и того же образца (или идентичных образцов) в открытом виде и при экранировании кадмием.

Пренебрегая тепловой и резонансной самоэкранировкой и ослаблением резонансных нейтронов кадмием, получаем следующую очевидную связь между кадмиевым отношением $r_{\text{Cd}}^{1/v}$ для $1/v$ -детектора и кадмиевым отношением r_{Cd} для резонансного детектора:

$$r_{\text{Cd}}^{1/v} = r_{\text{Cd}} + \frac{I'}{I^{1/v}} (r_{\text{Cd}} - 1), \quad (1)$$

где $I^{1/v}$ — резонансный интеграл части сечения активации, пропорциональной $1/v$, а I' — избыточный над этой частью сечения резонансный интеграл. Это соотношение справедливо при любом спектре нейтронов, если резонансные интегралы I' и $I^{1/v}$ определены для данного спектра и данной эффективной граничной энергии E_{Cd} .

Соотношение, аналогичное (1), можно записать в представлении Весткотта. С учетом всех поправок получим

$$r_{\text{Cd}}^{1/v} = r_{\text{Cd}} \frac{1 - wk_{\text{Cd}}}{G_{\text{T}}} + \frac{G_{\text{P}} s_0}{G_{\text{T}} g} k_{\text{Cd}} (F_{\text{Cd}} r_{\text{Cd}} - 1), \quad (2)$$

где $s_0 = 2 I' / (\sqrt{\pi \sigma_0})$ и g — параметры Весткотта; σ_0 — сечение реакции активации при скорости нейтронов $v_0 = 2,2 \cdot 10^3$ м/с; $k_{\text{Cd}} = (\sqrt{\pi/4}) \sqrt{E_{\text{Cd}}/E_0}$ (здесь $E_0 = 0,0253$ эВ — энергия нейтронов, соответствующая скорости v_0), G_{T} и G_{P} — коэффициенты самоэкранирования в тепловой и резонансных областях соответственно; w — небольшой ($0,024$ для золота) поправочный коэффициент, учитывающий отклонение от закона $1/v$ сечения активации в области граничной энергии кадмия. Параметр s_0 в формуле (2) определен в предположении $1/E$ -спектра надтепловых нейтронов. Попутно отметим, что

$$s_0 k_{\text{Cd}} = I' / I^{1/v}. \quad (3)$$

Рассмотрим далее спектр надтепловых нейтронов, пропорциональный $E^{-(1-\alpha)}$, где α — некоторое положительное или отрицательное число. Будем считать, что резонансный детектор имеет один резонанс при энергии E_{R} . Тогда для спектра $E^{-(1-\alpha)}$

$$I' / I^{1/v} = (I' / I^{1/v}) (E_{\text{R}} / E_{\text{Cd}})^{\alpha} (1 - 2\alpha). \quad (4)$$

В этом случае формула (2) примет вид

$$r_{\text{Cd}}^{1/v} = r_{\text{Cd}} \frac{1 - wk_{\text{Cd}}}{G_{\text{T}}} + \frac{G_{\text{P}} s_0}{G_{\text{T}} g} k_{\text{Cd}} (F_{\text{Cd}} r_{\text{Cd}} - 1) \times \times (1 - 2\alpha) \left(\frac{E_{\text{R}}}{E_{\text{Cd}}} \right)^{\alpha}. \quad (5)$$