

Рис. 4. Спектры протонов в точке 2, измеренные во втором варианте геометрии эксперимента

женная на $\cos \varphi$ и нормированная на 1 первичный протон [1]. Здесь Ω — направление движения регистрируемых спектрометром протонов. Наиболее жестким из приведенных спектров является спектр, измеренный под углом $\varphi = 17^\circ$ в максимуме функции углового распределения

потоков протонов в данной точке. Спектры протонов в точках 1 и 3, измеренные соответственно под углами $\varphi = 30^\circ$ и 0° в первом варианте геометрии эксперимента, показаны на рис. 3. Спектр в точке 1, измеренный в направлении оси пучка первичных протонов, — максимально жесткий из всех полученных. С другой стороны, спектр в точке 3 существенно мягче спектра в точке 2, измеренного при $\varphi = 0$. На рис. 4 показаны спектры протонов, измеренные в точке 2 для второго варианта геометрии эксперимента.

В заключение следует отметить, что для анализа закономерностей формирования спектров излучений за защитой ускорителей необходимо дальнейшее накопление экспериментальных данных для различных вариантов геометрии эксперимента и различных источников первичного излучения, в частности, при более высокой энергии ускоряемых протонов.

Авторы благодарят А. Н. Резунька, В. А. Куликова за помощь при выполнении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алейников В. Е. и др. Препринт ОИЯИ Р16-11894. Дубна, 1978.
2. Алейников В. Е. и др. Препринт ОИЯИ Р16-8179. Дубна, 1974.
3. Алейников В. Е. и др. Препринт ОИЯИ Р16-94006. Дубна, 1975.
4. Тимошенко Г. Н. и др. «Kernenergie», 1978, Bd 21, S. 181.

Поступило в Редакцию 28.09.79

УДК 621.315.592

Распределение медленных нейтронов в поли- и монокристаллических образцах кремния

ЕФИМОВИЧ О. Н., СОЛОВЬЕВ С. П., СТАРИЗНЫЙ Е. С., СТУК А. А., СУМИН В. В., ХАРЧЕНКО В. А.

В настоящее время в производстве полупроводникового кремния все более широко используют метод ядерных превращений [1], который позволяет достаточно точно дозировать вводимую по реакции $^{30}\text{Si}(n, \gamma)^{31}\text{Si}$ примесь фосфора. Получающийся при этом материал характеризуется высокой степенью однородности свойств, недостижимой при применении традиционных методов легирования [2]. Последнее весьма важно в производстве полупроводниковых приборов.

По мере увеличения размеров легируемых кристаллов степень однородности распределения вводимой примеси снижается вследствие самоэкранировки нейтронного потока образцом. Поэтому при практической реализации метода ядерных превращений необходимо знать и учитывать характер распределения плотности потока медленных нейтронов в образцах кремния. Эта задача становится весьма актуальной в связи с наблюдающейся тенденцией к увеличению размеров монокристаллов кремния, используемых в полупроводниковом приборостроении.

Характер распределения плотности потока медленных нейтронов в образце можно определить, зная полное сечение взаимодействия и его составные части — сечение поглощения и сечение рассеяния. Для материалов, в которых сечение рассеяния превышает сечение поглощения, при анализе распределения необходимо также учитывать состояние кристаллической структуры и температуру образца, при которой осуществляется облучение. Однако в литературе такие данные для монокристаллического кремния практически отсутствуют.

В настоящей работе приведены результаты измерений полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами кремния в зависимости от энергии нейтронов, температуры

образца и его кристаллической структуры. Также исследовано ослабление нейтронного потока в образцах кремния, различающихся по своим размерам.

Исследования проводили на установке, описанной в работе [3]. Экспериментально измеряли интенсивность падающего и прошедшего через образец пучка медленных нейтронов в зависимости от их энергии. Сечение взаимодействия находили по соотношению

$$I/I_0 = \exp(-N\sigma x), \quad (1)$$

где I_0 и I — интенсивность пучка до и после прохождения образца соответственно; N — число ядер кремния в единице объема; σ — сечение взаимодействия; x — длина образца.

В исследованном диапазоне энергии нейтронов в поликристаллических образцах изменение плотности потока, как и следовало ожидать, не зависит от энергии. В монокристаллических образцах ослабление различно для групп нейтронов разной энергии. Максимальное ослабление наблюдается для нейтронов энергией $\sim 0,4$ эВ и выше. С уменьшением энергии нейтронов ослабление заметно падает.

Следует заметить, что ослабление нейтронного потока в нашем эксперименте преимущественно определялось процессами рассеяния, так как, во-первых, для кремния $\sigma_a \ll \sigma_s$ и, во-вторых, геометрия опыта такова, что для нейтрона достаточно одного акта рассеяния, чтобы он не был зарегистрирован детектором. Таким образом, по полученным экспериментальным данным можно найти значение транспортной длины λ_{tr} , которая для кремния близка к длине рассеяния λ_s . Конкретные данные приведены в таблице.

Ядерно-физические характеристики поли- и монокристаллического кремния

Энергия нейтронов, эВ	Монокристаллический кремний, $T = 300$ К			Поликристаллический кремний, $T = 300$ К		
	σ_t , б	σ_a , б	σ_s , б	λ_{tr} , см	σ_t , б	λ_{tr} , см
0,4	$1,68 \pm 0,08$	0,04	$1,64 \pm 0,08$	11,9	} 2,25	11
0,054	$0,54 \pm 0,02$	0,11	$0,43 \pm 0,02$	37,0		
0,0256	$0,42 \pm 0,02$	0,16	$0,26 \pm 0,02$	47,6		
0,016	$0,40 \pm 0,02$	0,20	$0,20 \pm 0,02$	47,7		

Характер изменения полного сечения σ_t для поли- и монокристаллического кремния показан на рис. 1. Для поликристалла σ_t практически не зависит от энергии и достаточно хорошо совпадает с известными данными [4]. Для монокристаллических образцов ситуация иная — для групп нейтронов энергией $\geq 0,4$ эВ σ_t совпадает с σ_t для поликристалла; при уменьшении энергии нейтронов значения σ_t уменьшаются от 2 до 0,45 б ($1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$). Результаты вычислений σ_t , σ_s , σ_a для поли- и монокристаллического кремния суммированы в таблице. При расчетах предполагали, что σ_a в зависимости от энергии нейтронов изменяется как $E^{-1/2}$. Абсолютное значение σ_a , равное 0,16 б при $E = 0,025$ эВ, взято из работы [8].

Различный ход зависимости σ_t от E в поли- и монокристаллах объясняется тем, что в них реализуются различные процессы рассеяния. С учетом когерентного и некогерентного упругого рассеяния и того, что в кремнии $\sigma_s \gg \sigma_a$, можно говорить о преобладании в поликристалле в исследуемом диапазоне энергии эффектов, обусловленных дифракцией нейтронов. Характер хода зависимости σ_t от E достаточно хорошо подтверждает это предположение.

В отличие от поликристалла ослабление нейтронного потока в монокристалле происходит в основном за счет неупругого рассеяния. Вклад упругого когерентного рассеяния в общий баланс ослабления невелик в связи с тем, что в ориентированных монокристаллах в данной геометрии эксперимента только для отдельных групп нейтронов выполняются условия брэгговского отражения. Вычисленные на основании данных таблицы значения диффузионной длины для поликристалла достаточно хорошо совпадают с опубликованными данными ($L = 22$ см [4]) и заметно отличаются от значения L для монокристалла, которое по нашим данным оказалось равным 44 см.

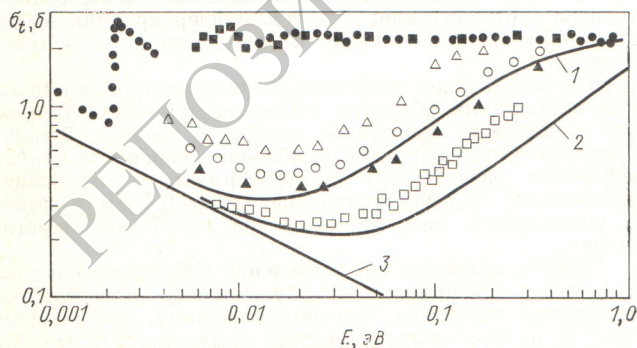


Рис. 1. Зависимость изменения полного сечения от энергии нейтронов в поли- и монокристаллических образцах кремния при температуре 700 (Δ), 500 (○), 300 (▲), 80 К (□): ■ — экспериментальные данные для поликристаллического кремния; ● — данные [4]; 1, 2 — расчет по работе [8] для монокристаллических образцов; 3 — изменение σ_a в зависимости от энергии нейтронов [8]. Размер обозначений соответствует статистической погрешности измерений

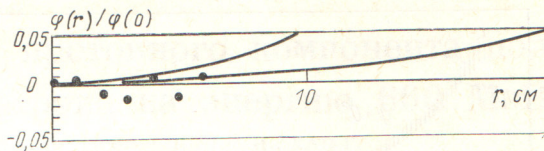


Рис. 2. Зависимость относительного распределения плотности потока нейтронов от радиуса поли- (1) и монокристаллических (2) образцов кремния: ● — эксперимент; — — расчет

Результаты вычислений L использованы для нахождения распределения плотности потока медленных нейтронов в цилиндрических образцах вдоль оси z , которая совпадает по направлению с образующей слитка, и по радиусу двухзонной цилиндрической ячейки «образец кремния — вода». В первом случае расчет проводили по формуле [5]

$$\varphi(0, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\varphi_0}{j_n J_1(j_n)} \frac{\text{sh}[\gamma_n(H-z)]}{\text{sh}(\gamma_n H)}, \quad (2)$$

где $\gamma_n = (j_n/R)^2 + 1/L^2$; J_1 — функция Бесселя первого порядка первого рода; j_n — n -й корень функции Бесселя нулевого порядка первого рода; φ_0 — интенсивность потока медленных нейтронов на торце образца; H и R — экстраполированные длина и радиус образца [5]; L — длина диффузии медленных нейтронов. Результаты вычислений ослабления плотности потока в поли- и монокристаллических образцах достаточно хорошо совпадают с экспериментально измеренным ослаблением нейтронного потока в зависимости от длины исследуемых образцов.

Радиальное распределение плотности потока можно найти в P_1 -приближении из соотношения [6]

$$\frac{\varphi(r)}{\varphi(0)} = \frac{A I_0\left(\frac{r}{L}\right) \Sigma_c + \xi \Sigma_s}{A \Sigma_c + \xi \Sigma_s}, \quad (3)$$

где A — коэффициент, определяемый из граничных условий; Σ_c — макроскопическое сечение захвата тепловых нейтронов материалом образца; $\xi \Sigma_s$ — замедляющая способность материала образца; I_0 — функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента.

Выражение (3) можно существенно упростить. Для этого разложим функцию $I_0(r/L)$ в ряд и, так как для реальных кремниевых образцов $r/L \ll 1$, ограничимся только двумя первыми членами. Учитывая также, что $\xi \Sigma_s / \Sigma_c \approx 0,1$, в конечном счете получим выражение, которое имеет тот же вид, что и в работе [7]:

$$\frac{\varphi(r)}{\varphi(0)} \approx 1 + \frac{r^2}{4L^2}. \quad (4)$$

Характер распределения плотности потока в радиальном направлении в поли- и монокристаллических образцах показан на рис. 2. Из него следует весьма важный для практики легирования вывод о том, что при облучении медленными нейтронами монокристаллических образцов кремния диаметром до 200 мм ослаблением потока нейтронов можно пренебречь [$\varphi(r)/\varphi(0) \leq 1\%$], в то время как ослабление нейтронного потока поликристаллическим образцом становится уже заметным и достигает 5%. Следует заметить, что эти значения могут меняться в зависимости от температуры облучаемых образцов. Это обусловлено тем, что от температуры прежде всего зависит σ_s , которая является составной частью σ_t , а от последней, в свою очередь, зависит L . На рис. 1 показана зависимость σ_t от энергии нейтронов, измеренная при различной температуре одного и того же образца. Характер зависимости σ_t от E практически сохраняется, однако абсолютные значения общего сечения заметно отличаются.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Neutron Transmutation Doping in Semiconductors (Proc. Second. Intern. Conf. Missuori, 25—26 Apr. 1978). N.Y., Plenum Press, 1979.
2. Харченко В. А., Соловьев С. П. «Изв. АН СССР. Сер. неорганические материалы», 1971, т. VII, № 12, с. 2137.
3. Комаров В. Э., Кухто О. Л., Соловьев С. П. «Приборы и техника эксперимента», 1970, № 4, с. 29.
4. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Ядерно-физические константы, М., Госатомиздат, 1963.

5. Глестон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
6. Физика ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. И. А. Стенбока. М., Атомиздат, 1964.
7. Janus H., Malmros O. «IEEE Trans. Electr. Dev.», 1976, v. ED-23, N 8, p. 797.
8. Brugger R., Yelon W. In: Proc. Conf. «Neutron Scattering.» Catlinburg, 6—10 June 1976, v. 11, p. 1117.

Поступило в Редакцию 12.11.79
В окончательной редакции 18.02.80

УДК 621.039.553:621.039.573

Взаимное влияние в водяном отражателе каналов радиационных контуров

РЫБКИН Н. И., СТАРИЗНЫЙ Е. С., НОВГОРОДЦЕВ Р. Б., ТИЩЕНКО В. В.

Рабочие вещества радиационных контуров (РК) содержат, как правило, хорошие поглотители тепловых нейтронов. Так, ^{115}In , входящий в качестве основного компонента в индий-галлиевый или индий-галлиево-оловянный сплавы, имеет микроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов $\sim 190 \text{ б}$ ($1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$). Поэтому генераторы активности (ГА) таких РК сильно возмущают поле тепловых нейтронов.

Методы расчета возмущений, вносимых поглощающими телами классической геометрии (шар, цилиндр, плоскость), рассмотрены в работе [1]. Реальные конструкции ГА выполняются, как правило, в виде многоканальных сборок, расчеты которых сложны из-за учета взаимного влияния каналов, что не всегда обеспечивает в процессе разработки установки с РК требуемую точность в определении радиационных, технологических и экономических параметров.

Поэтому при создании РК проведено экспериментальное моделирование многословых ГА [2, 3], позволившее получить при незначительных затратах рабочего вещества высокую плотность γ -излучения в облучателях. Опыт создания и длительная эксплуатация серии РК при исследовательских ядерных реакторах доказали техническую осуществимость и экономическую целесообразность мощных РК на АЭС с реакторами типа ВВЭР и РБМК [4].

Генераторы активности РК на АЭС должны располагаться в отражателе, чтобы их влияние на реактивность реактора было минимально. Проектные проработки показали, что наиболее технологичными являются трубчатые каналы, образующие пучки, либо решетки стержней, поскольку в этом случае рабочее вещество образует, по сути, поглощающий стержень (назовем такие каналы стержневыми). Попытки путей увеличения мощности γ -излучения в облучателе РК при ядерных реакторах канального типа привели к конструкции ГА в виде коаксиальных цилиндрических слоев рабочего вещества, перемежающихся со слоями воды. Реализация таких ГА не связана с принципиальными техническими трудностями (рабочее вещество перемещается в зазоре между двумя коаксиальными трубами). Поэтому большой интерес представляет информация о взаимном влиянии каналов ГА в замедлителе, особенно в воде, которая является отражателем и теплоносителем в ВВЭР и замедлителем в ГА радиационных контуров при РБМК.

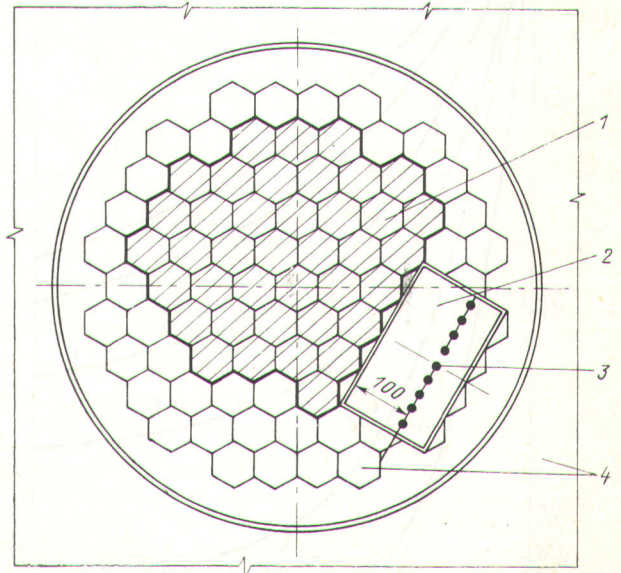
В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования взаимного влияния каналов ГА (образующих либо решетку стержней, либо от одного до трех цилиндрических слоев рабочего вещества) в водяном замедлителе. Под коэффициентом взаимного влияния

для i -го канала $\Gamma_A = f_i^* / \bar{\Phi}_i^*$ — понимается отношение средней активности рабочего вещества в этом канале в окружении остальных каналов \bar{A}_i^* к средней активности рабочего вещества в том же, но изолированном канале \bar{A}_i , т. е.

$$f_i^* = \bar{A}_i^* / \bar{A}_i = \bar{\Phi}_i^* / \bar{\Phi}_i,$$

где $\bar{\Phi}_i^*$, $\bar{\Phi}_i$ — средние значения плотности потоков тепловых нейтронов в рабочем веществе в i -м канале в окружении остальных каналов и в изолированном канале соответственно.

Эксперименты проводили на критическом стенде с такой же размножающей средой, как у реактора ВВР-Ц [5], и водяным отражателем. Стержневые каналы изготовляли из кварцевых трубок, заполненных индий-галлиевым сплавом (внутренний радиус $R_{\text{II}} = 1,5 \div 10 \text{ мм}$, высота 600 мм), и размещали в каркасе из оргстекла с шагом $\Sigma_s d = 0 \div 1$ (Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния замедлителя, d — расстояние между осями стерж-



Р и с 1. Схема размещения стержневых каналов ГА в водяной полости критического стенда: 1 — активная зона; 2 — водяная полость; 3 — решетка стержневых каналов ГА; 4 — водяной отражатель