

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ОБЛУЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НУКЛЕОНАМИ****К. Ларк-Горовиц *)**

В простые полупроводники, как например, германий и кремний, можно умышленно ввести определённое количество примесных центров; при этом, исходя из типа и числа введённых примесей, можно предсказать как количество носителей (на атом примеси), так и их знак. Таким образом, по желанию можно получить полупроводники *n*-типа (электронные) или *p*-типа (дырочные), обладающие проводимостью, значение которой может меняться в широких пределах.

Полупроводники с определёнными электрическими свойствами можно также получить путём нагревания. Если германий нагревается примерно до 850°C и затем резко охлаждается, образуется германий *p*-типа. Если, однако, это же вещество нагревается в течение нескольких часов при температуре 450°C , то получается германий *n*-типа. Нагревание и быстрое охлаждение кремния создаёт вначале высокое сопротивление. Наконец, можно вызвать временные изменения проводимости в результате введения носителей либо путём бомбардировки электронами, либо путём введения дырок через границу полупроводника на его контакте с металлом. Эти изменения исчезают через определённые промежутки времени — порядка микросекунд, — после удаления поля. При нагревании или при воздействии механических напряжений эффект является обратимым; введение же примесных центров вызывает необратимое изменение электрических свойств. Путём введения примесных центров противоположного типа можно получить такое равновесное состояние, при котором дырки и электроны «нейтрализуют» друг друга и вещество в результате приобретает очень высокое сопротивление. Удалить эти центры и восстановить свойства чистого материала можно лишь с помощью специальной химической обработки.

Все эти эффекты могут быть вызваны прохождением нуклеонов (дейтеронов, протонов, нейтронов или α -частиц), а некоторые из них — прохождением электронов через полупроводник. Создание искусственной радиоактивности приводит к появлению конечных продуктов распада, действующих в качестве примесных центров. Таким обра-

*) Semi-Conducting Materials, London, 1951, стр. 47.

зом, если известны тип и сечение реакции, можно получать новые типы полупроводников с искомыми свойствами.

Упругие столкновения между проходящими частицами и атомами полупроводника вызывают появление дефектов, вакантных мест и атомов в междоузлиях решётки, образуя, таким образом, новые энергетические уровни и освобождая носители разных знаков. Эти дефекты решётки действуют так же, как центры рассеяния. Возможно, что при этом имеет место и «точечный нагрев», т. е. что небольшие области вещества плавятся и затем внезапно охлаждаются. Здесь наблюдаются не только явления, близкие к тем, которые вызываются термообработкой, но возможно также, что на границе между твёрдым и расплавленным веществом создаются и «замораживаются»¹³ поверхностные состояния. Наконец, прохождение электронов со средней энергией или γ -излучения через вещество, обладающее высоким сопротивлением, вызывает временные эффекты⁷. Если же энергия достаточно высока, то даже в случае электронов импульс, передаваемый бомбардируемому атому, может оказаться достаточно большим, чтобы вызвать разупорядочение решётки¹⁴. Изучение поведения полупроводников под действием нуклонов особенно интересно потому, что количество носителей, присутствующих в полупроводнике, так мало, что даже кратковременное облучение потоком умеренной мощности может вызывать эффекты, легко наблюдаемые по изменениям электрических свойств вещества.

ВЛИЯНИЕ ЯДЕРНЫХ ТРАНСМУТАЦИЙ НА ПОЛУПРОВОДНИКИ

Прежде всего рассмотрим новые полупроводники постоянного типа, получаемые путём ядерных трансмутаций в веществе *).

Для таких элементарных полупроводников, как, например, бор, кремний, германий, селен и теллур, известно полное сечение для активации тепловыми нейтронами и поэтому легко судить—может ли облучение вызвать заметные эффекты. Механизм проводимости бора ещё не вполне понятен. Теллур и селен изучены очень детально, остаётся, однако, не совсем ясным, насколько примеси влияют на их проводимость. Нам ещё не удалось получить таких образцов теллура, которые обладали бы проводимостью n -типа при всех температурах.

Кремний и германий являются хорошо известными полупроводниками типа замещения, однако кремний обладает полным сечением для поглощения тепловых нейтронов, равным всего $\sigma_A = 0,1 \cdot 10^{-24}$ см, и единственный (n, γ)-процесс, ведущий к образованию примесных центров, это $\text{Si}^{30}(n, \gamma)\text{Si}^{31} \rightarrow \text{P}^{31}$ с Si^{30} в количестве всего 3,08%. Быстрые нейтроны могут привести к образованию Al^{27} в результате реакции $\text{Si}^{28}(n, 2n)\text{Si}^{27} \rightarrow \text{Al}^{27}$. Перечень возможных ядерных трансмутаций в германии приведён в таблице I.

*) Опыты проделаны совместно с И. Клеландом, И. К. Кроуфордом и И. К. Пиггом.

Таблица I

Сводка ядерных реакций в германии

Содержание изотопа, %	Изотоп			
I. Основные реакции с дейтеронами и медленными нейтронами				
		(d, p) (n, γ)	(d, n)	
21,2	Ge ⁷⁰	Ge ⁷¹ $\xrightarrow{11,4 \text{ дня}}$ Ga ⁷¹	As ⁷¹ $\xrightarrow{50 \text{ ч.}}$ Ge ⁷¹ $\xrightarrow{11 \text{ дн.}}$ Ga ⁷¹	
27,3	Ge ⁷²	Ge ⁷³	As ⁷³ $\xrightarrow{76 \text{ дн.}}$ Ge ⁷³	
7,9	Ge ⁷³	Ge ⁷⁴	As ⁷⁴ $\xrightarrow{17,5 \text{ дн.}}$ { Ge ⁷⁴ Se ⁷⁴	
37,1	Ge ⁷⁴	Ge ⁷⁵ $\xrightarrow{82 \text{ мин.}}$ As ⁷⁵	As ⁷⁵	
6,5	Ge ⁷⁶	Ge ⁷⁷ $\xrightarrow{12 \text{ ч. 59 сек.}}$ As ⁷⁷ $\xrightarrow{40 \text{ ч.}}$ Se ⁷⁷	As ⁷⁷ $\xrightarrow{40 \text{ ч.}}$ Se ⁷⁷	
II. Основные реакции с быстрыми нейтронами				
		(n, p)	(n, 2n)	(n, α)
21,2	Ge ⁷⁰	Ga ⁷⁰ $\xrightarrow{20 \text{ мин.}}$ Ge ⁷⁰	Ge ⁶⁹ $\xrightarrow{40 \text{ ч.}}$ Ga ⁶⁹	Zn ⁶⁷
27,3	Ge ⁷²	Ga ⁷² $\xrightarrow{14,3 \text{ ч.}}$ Ge ⁷²	Ge ⁷¹ $\xrightarrow{11,4 \text{ дн.}}$ Ga ⁷¹	Zn ⁶⁹ $\xrightarrow{14 \text{ ч. 52 м.}}$ Ga ⁶⁹
7,9	Ge ⁷³	Ga ⁷³ $\xrightarrow{5 \text{ ч.}}$ Ge ⁷³	Ge ⁷²	Zn ⁷⁰
37,1	Ge ⁷⁴	Ga ⁷⁴ $\xrightarrow{?}$ Ge ⁷⁴	Ge ⁷³	Zn ⁷¹ $\xrightarrow{2,2 \text{ м.}}$ Ga ⁷¹
6,5	Ge ⁷⁶	Ga ⁷⁶ $\xrightarrow{?}$ Ge ⁷⁶	Ge ⁷⁵ $\xrightarrow{82 \text{ мин.}}$ As ⁷⁵	Zn ⁷³ $\xrightarrow{< 2 \text{ м.}}$ Ga ⁷³ $\xrightarrow{5 \text{ ч.}}$ Ge ⁷³

Продолжение табл. I

Содержание изотопа, %	Изотоп			
III. Основные реакции с α -частицами				
		(α , n)	(α , 2n)	(α , p)
21,2	Ge ⁷⁰	Se ⁷³ ^{71 ч.} →As ⁷³ ^{76 дн.} →Ge ⁷³	Se ⁷² ^{9,7 дн.} →As ⁷² ^{26 ч.} →Ge ⁷²	As ⁷³ ^{76 дн.} →Ge ⁷³
27,3	Ge ⁷³	Se ⁷⁵ ^{127 дн.} →As ⁷⁵	Se ⁷⁴	As ⁷⁵
7,9	Ge ⁷³	Se ⁷⁶	Se ⁷⁵ ^{127 дн.} →As ⁷⁵	As ⁷⁶ ^{26,8 ч.} → $\begin{cases} \text{Ge}^{76} \\ \text{Se}^{76} \end{cases}$
37,1	Ge ⁷⁴	Se ⁷⁷	Se ⁷⁶	As ⁷⁷ ^{40 ч.} →Se ⁷⁷
6,5	Ge ⁷⁶	Se ⁷⁹ [?] →Br ⁷⁹	Se ⁷⁸	As ⁷⁹ [?] →Se ⁷⁹ [?] →Br ⁷⁹

В случае германия полное сечение для активации тепловыми нейтронами равно $2,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Померанц¹⁵ недавно определил изотопическое сечение для окислов разделённых изотопов германия и получил значения, приведённые в таблице II. Исходя из этих значений,

Таблица II
Абсолютное сечение захвата разделённых изотопов германия

Изотоп	Количество %	Сечение захвата в 10^{-24} см^2		Конечный продукт
		изотопи- ческое	атомное	
Ge ⁷⁰	21,2	3,25	0,69	Ga
Ge ⁷³	27,3	0,94	0,26	Ge
Ge ⁷³	7,9	13,69	1,08	Ge
Ge ⁷⁴	37,1	0,60	0,22	As
Ge ⁷⁶	6,5	0,35	0,02	Se

можно предполагать образование германия *p*-типа в результате ядерных трансмутаций, так как количество образующегося галлия пре-

вышает количество образующегося мышьяка. По измеренным сечениям можно вычислить избыток числа акцепторов (атомы галлия) над числом доноров (атомы мышьяка), пользуясь формулой

$$N_e = n_n vt \cdot \sigma_e \cdot N_{Ge} \cdot P_i, \quad (1)$$

где N_e — число [наблюдённых актов, $n_n vt$ — интегральный поток

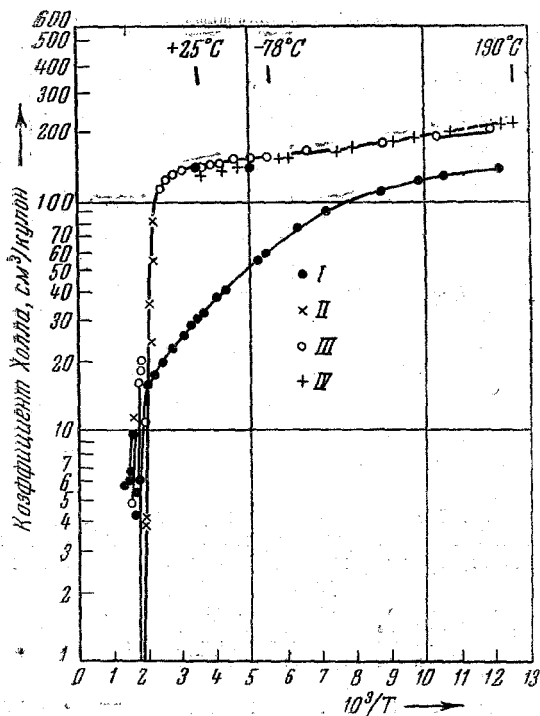


Рис. 1а. Коэффициент Холла как функция обратной температуры германия n -типа, бомбардируемого быстрыми и медленными нейтронами. (Обратите внимание на влияние термообработки: оно вызывает восстановление германия к n -типу.)

- I — после экспозиции (p -тип),
- II — после достижения 400°C ,
- III — после двух добавочных часов при 400°C ,
- IV — после нагревания до 450°C .

нейтронов, σ_e — сечение процесса, N_{Ge} — число атомов германия в см^3 и P_i — процент атомов изотопов данного сорта. Следовательно, если образец германия подвергнуть действию полного потока $n_n vt$, то избыток акцепторов, создаваемых в 1 см^3 образца, будет равняться приблизительно 2% этого числа. Если каждый атом примеси освобождает только по одному носителю (как мы полагаем в наших исследованиях электрических свойств¹⁻³), то это можно проверить

следующим образом¹⁷. Образцы германия с известным количеством примесных центров (*p*- или *n*-типа) помещаются на определённое время *t* в ядерный реактор на пути известного потока тепловых нейтронов. После экспозиции образцы подвергаются нагреву до 450°С в течение суток (или до тех пор, пока дальнейшая термообработка перестаёт вызывать какие-нибудь новые изменения). Далее

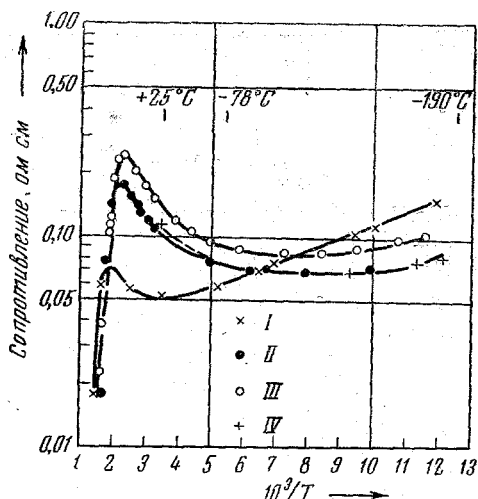


Рис. 16. Сопротивление образца германия, облучённого нейтронами, как функция обратной температуры. (Обратите внимание на сильное влияние рассеяния примесей перед термообработкой и кажущееся высокое значение энергии активации.)

- I — после облучения нейтронами (*p*-тип),
 II — после нагревания до 400°С,
 III — после двух дополнительных часов при 400°С,
 IV — после нагревания до 450°С.

образец медленно охлаждается до комнатной температуры для того, чтобы избежать образования дефектов решётки, возможного при резком охлаждении, и устранить все явления беспорядка в решётке, обусловленные быстрыми нейтронами. Если применяется чистейший германий в виде монокристаллов, то при условии, что все нарушения порядка в решётке, вызванные быстрыми нейтронами, устранены, мы получаем «идеальный» полупроводник, так как вновь введённые атомы точно локализованы в узлах решётки. Иногда столкновения могут изменить их положение и вызвать дополнительный беспорядок, исчезающий, однако, после термообработки. В результате значение проводимости определяется балансом между носителями, освобождёнными из атомов первоначально присутствовавших примесей того или иного знака, и атомов примеси, появившихся в результате трансмутации. Прилагаемые рисунки иллюстрируют характер эффекта Холла (рис. 1а) и ход удельного сопротивления (рис. 1б) после бомбар-

дировки и термообработки образца. Конечные кривые для эффекта Холла типичны для примесных полупроводников, полученных путём замещения, в то время как кривые, полученные непосредственно после экспозиции (при облучении медленными и быстрыми нейтронами) и в образцах с возникшим в результате резкого охлаждения беспорядком в решётке, свидетельствуют о значительно более сложном поведении вещества.

Таблица III даёт сводку результатов и показывает, что в пределах ошибок опыта (сечение и поток известны только с точностью до 20%) количество освобождённых носителей, определённое по измерениям эффекта Холла действительно равно количеству примесных центров, вычисленному по сечению активации и данным о потоке.

Таблица III

Концентрация примесных атомов, появившихся в германии в результате трансмутаций

Номер образца	Исходное число носителей в 1 см^3 , n_0	Полный поток ($n_n vt$)	Конечное число носителей в 1 см^3		Разность, %
			вычисленное из поперечного сечения	измеренное по эффекту Холла	
1 (<i>n</i> -тип)	$-5,25 \cdot 10^{14}$	$+4,56 \cdot 10^{17}$	$+8,82 \cdot 10^{15}$	$+6,16 \cdot 10^{15}$	-27
2 (<i>n</i> -тип)	$-2,28 \cdot 10^{16}$	$+2,54 \cdot 10^{18}$	$+2,92 \cdot 10^{16}$	$+3,21 \cdot 10^{16}$	+9
3 (<i>n</i> -тип)	$-5,47 \cdot 10^{16}$	$+4,37 \cdot 10^{18}$	$+3,48 \cdot 10^{16}$	$+5,25 \cdot 10^{16}$	+33
4 (<i>n</i> -тип)	$-1,17 \cdot 10^{16}$	$+2,54 \cdot 10^{18}$	$+4,03 \cdot 10^{16}$	$+5,20 \cdot 10^{16}$	+22
5 (<i>n</i> -тип)	$-1,48 \cdot 10^{14}$	$+2,54 \cdot 10^{18}$	$+5,05 \cdot 10^{16}$	$+4,45 \cdot 10^{16}$	-13
6 (<i>p</i> -тип)	$+5,02 \cdot 10^{14}$	$+2,54 \cdot 10^{18}$	$+5,15 \cdot 10^{16}$	$+4,95 \cdot 10^{16}$	-4
7 (<i>p</i> -тип)	$+4,60 \cdot 10^{14}$	$+8,04 \cdot 10^{17}$	$+6,25 \cdot 10^{16}$	$+5,22 \cdot 10^{16}$	-20
8 (<i>n</i> -тип)	$-4,04 \cdot 10^{14}$	$+1,06 \cdot 10^{19}$	$+2,15 \cdot 10^{17}$	$+1,90 \cdot 10^{16}$	-13

Так как полупроводники, полученные в результате ядерных трансмутаций, обладают вполне определёнными свойствами, которые не могут измениться при физической обработке, то можно создать полупроводник с высоким сопротивлением путём облучения исходного вещества *n*-типа при определённом увеличении $n_n vt$ и тем самым ввести измеримое количество избытка вещества *p*-типа для «нейтрализации». Такой полупроводник будет обладать несколько меньшей проводимостью, чем собственный полупроводник (вследствие наличия добавочных центров рассеяния и соответственно меньшей длины среднего свободного пробега), но тем же самым наклоном кривой, характери-

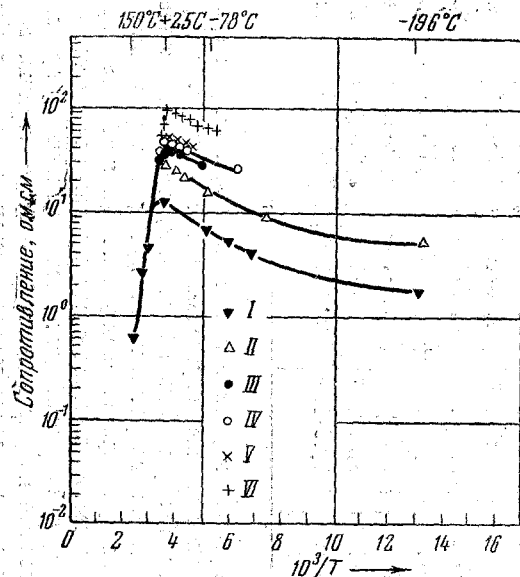


Рис. 2. Сопротивление как функция обратной температуры для германия, облученного нейтронами при постепенно возрастающем числе ядерных трансмутаций. (Сопротивление всё повышается, в то время как коэффициент Холла уменьшается, ср. с рис. 3.)

I	—	перед экспозицией (n-тип).
II	—	после 4,35-час. экспозиции с последующим нагреванием.
III	—	5,85 " " " " " "
IV	—	6,85 " " " " " "
V	—	8,35 " " " " " "
VI	—	10,85 " " " " " "

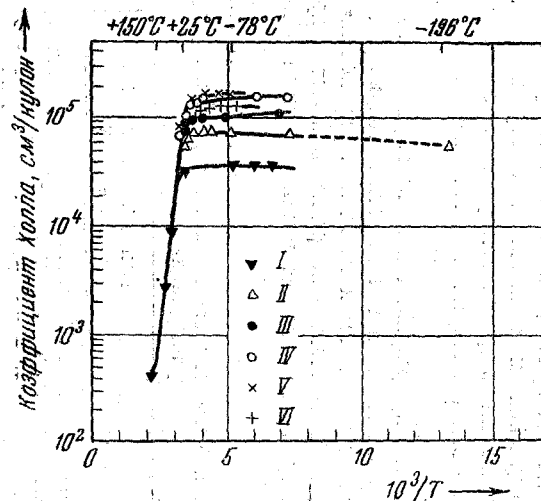


Рис. 3. Коэффициент Холла как функция обратной температуры для германия n-типа, «нейтрализованного» последующими ядерными трансмутациями. Достигнутое максимальное значение совпадает с теоретическим (ср. добавление 1 и рис. 10).

I	—	перед экспозицией (n-тип).
II	—	после 4,35-час. экспозиции с последующим нагреванием.
III	—	5,85 " " " " " "
IV	—	6,85 " " " " " "
V	—	8,35 " " " " " "
VI	—	10,85 " " " " " "

зующей зависимость логарифма сопротивления от $\frac{1}{T}$ (рис. 2). Рис. 3 иллюстрирует соответствующее изменение коэффициента Холла.

Эти вновь введенные доноры и акцепторы одинаково эффективны. Отношение тангенсов углов наклона кривых проводимость — облучение должно было бы равняться отношению подвижностей ($\sigma_e = en_e b_e$, $\sigma_h = ep_h b_h$, где e — заряд, n_e и n_h — числа электронов и дырок, а b_e и b_h — их подвижности). Так как вновь введенные примесные атомы остаются в кристалле, эффект «залечивания» решетки здесь места не имеет.

При облучении быстрыми нейтронами обычно появляются примеси с меньшими атомными номерами. Например, реакция (n, p) приводит к появлению галлия, превращающегося затем в германий; реакция (n, α) даёт цинк, превращающийся частично в галлий и германий. Реакция $(n, 2n)$ даёт германий, превращающийся частично в галлий, и только германий 76, появляющийся в незначительном количестве, даёт мышьяк. Поэтому если медленные нейтроны отфильтровать введением кадмия, то можно было бы получить более резко выраженный сдвиг в направлении примесей типа галлия.

ОБЛУЧЕНИЕ ДЕЙТЕРОНАМИ

Так как влияние облучения нуклеонами на проводимость германия было впервые замечено после бомбардировки германия дейтеронами, существенно было установить, в какой степени этот эффект может быть обусловлен образованием примесей в результате ядерных трансмутаций. Число актов распада N_d , вызванных одним дейтероном (с энергией 10 Мэв), может быть оценено¹⁹ примерно как

$$N_d = \bar{\sigma}_A r_{эфф} N_{Ge}, \quad (2)$$

где $\bar{\sigma}_A$ — сечение для активации, — порядка $5 \cdot 10^{-25}$ см². В этой формуле $r_{эфф}$ является эффективным радиусом, учитывающим уменьшение сечения при более низких энергиях (порядка 0,2 мм), что примерно эквивалентно 0,1 г/см³, N_{Ge} — число атомов германия на один грамм. При этих предположениях мы находим, что число актов распада порядка $5 \cdot 10^{-4}$ на дейтерон, т. е. на несколько порядков величины меньше, чем действительное число носителей, определенное по изменению проводимости, вызванному бомбардировкой дейтеронами, и равное 1—2.

Блейлер и Тендам¹⁹ измерили активности, вызванные облучением образца германия дейтеронами и, проследив за распадом в течение примерно трёх недель, авторы обнаружили наличие шести периодов. Вводя надлежащий поправочный множитель (учитывающий поглощение β -излучения в образце), оказалось возможным оценить сечения, полагая, что: 1) отношение K -захват/ β^+ подчиняется тео-

рии Ферми, 2) все изомеры появляются с одинаковой вероятностью и 3) (d, n) - и (d, p) -сечения (процесс Оппенгеймера-Филлипса) одинаковы.

При этих предположениях можно было оценить сечения для различных процессов; согласно этим наблюдениям оказалось, что один дейтерон вызывает $8,3 \cdot 10^{-5}$ реакций $\text{Ge}^{74} (d, p) \text{Ge}^{73}$. При изотопическом содержании 37,1% это соответствует сечению $2,3 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. Считая для процесса $\text{Ge}^{74} (d, n) \text{As}^{75}$, не вызывающего активности, относительное сечение равным 2,5, получим следующие значения общего числа новых ядер, созданных одним дейтроном: а) сразу после бомбардировки единственной примесью является мышьяк, образовавшийся при (d, n) -процессе, и число ядер мышьяка равно $5 \cdot 10^{-4}$ на один дейтерон, б) после распада всех радиоактивных ядер остаются примеси галлия, мышьяка и селена в следующих количествах; $N_{\text{Ga}} = 2 \cdot 10^{-4}$, $N_{\text{As}} = 2,9 \cdot 10^{-4}$ и $N_{\text{Se}} = 0,27 \cdot 10^{-4}$. Общее число вновь созданных примесных центров равно, таким образом, $5,2 \cdot 10^{-4}$ на один дейтерон. Пересчёт результатов этих опытов с привлечением новых данных о возбуждённых активностях указывает на несколько большее количество образовавшегося селена. Количество мышьяка при этом снова больше, чем количество галлия. Этого можно было ожидать и без подробного расчёта, поскольку галлий образуется только в результате реакции (d, p) на Ge^{70} , тогда как мышьяк является конечным продуктом как (d, p) -, так и (d, n) -реакций на более обильном Ge^{74} .

Хотя эти цифры и не вполне достоверны в связи с отсутствием подробных сведений о схемах распада, они находятся в хорошем согласии с приведёнными выше теоретическими оценками. Таким образом, ясно, что для возбуждения эффективных ядерных трансмутаций дейтронов необходимы достаточно интенсивные потоки последних; но если они имеются, можно ожидать, что мы получим вещество n -типа благодаря избытку доноров в виде атомов мышьяка, а не вещество p -типа, как при облучении нейтронами. Можно также помещать исследуемые вещества в циклотрон, потому что даже в том случае, если будет иметь место их плавление, число ядерных трансмутаций останется при этом неизменным.

Как видно из анализа при реакциях (α, n) и (α, p) , образуются только мышьяк и селен. При добавлении селена к германию химическим путём нам не удалось получить указания на какие-нибудь изменения числа носителей в германии, из чего можно сделать вывод, что облучение α -частицами приведёт к получению вещества n -типа вследствие образования мышьяка. Таким образом, можно предположить, что в то время как облучение нейтронами даёт вещество p -типа, облучение заряженными частицами, например, дейтеронами и α -частицами, может привести к образованию вещества n -типа.

ДЕФЕКТЫ РЕШЁТКИ, ВЫЗВАННЫЕ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ И ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ *)

Как уже упоминалось при обсуждении вопроса об активации дейтеронами, эффекты, наблюдаемые после облучения дейтеронами, столь велики, что их нельзя объяснить одними ядерными трансмутациями. Поэтому следует допустить, что здесь имеет место какое-то другое явление, в связи с чем необходимо вкратце рассмотреть различные процессы, наблюдающиеся при прохождении частиц через бомбардируемое вещество.

При этом подлежат рассмотрению два вопроса. Первый — это вопрос о взаимодействии частицы с бомбардируемым веществом²⁰, являющийся задачей физики излучения^{21, 22} и интересующий нас лишь постольку, поскольку это необходимо для понимания свойств твёрдого состояния. Важнейшим же здесь является вопрос о характере новых энергетических состояний, если их появление вызывается облучением заряженными и незаряженными частицами.

Эффекты ядерного облучения различны в зависимости от типа применяемых частиц. При применении γ -излучения наблюдаются первичные временные эффекты, как например, фотоэффект, эффект Комптона и образование пар. При облучении однократно заряженными частицами основными процессами являются ионизация и возбуждение. Тормозная способность вещества или потери энергии для этого процесса хорошо известны и могут быть выражены формулой

$$-\left(\frac{dW_p}{dx}\right)_{\text{ион}} = 2\pi Z N_s \frac{r_0^2 M_p (mc^2)^2}{m W_p} \cdot \ln \frac{2mv^2}{W_1}. \quad (3)$$

Здесь N_s — число неподвижных атомов/см³, Z — число электронов, которые могут быть освобождены при ионизации, m — масса электрона, M_p — масса, W_p — энергия и v — скорость проникающих частиц. W_1 — средняя энергия ионизации атома, а r_0 — радиус электрона. В результате ядерных столкновений заряженная частица также теряет энергию, равную

$$-\left(\frac{dW_p}{dx}\right)_{\text{столкн}} = \pi N_s Z^2 r_0^2 \frac{M_p}{M_A} \frac{(mc^2)^2}{W_p} \ln \left[\frac{\Delta W_p (\text{макс})}{\Delta W_p (\text{мин})} \right]. \quad (4)$$

В этой формуле Z — заряд неподвижного ядра, а M_A — его масса. Максимальная потеря энергии $\Delta W_p (\text{макс.})$ определяется максимумом передачи энергии при лобовом столкновении, а минимальная потеря энергии $\Delta W_p (\text{мин.})$ — пределом экранирования. В случае ней-

*) Опыты проведены совместно с Р. Е. Девисом, И. Форстером, И. Келландом, И. Кроуфордом, В. Джонсон и И. Пиггом.

тронов (масса $= M_n$) потеря энергии может быть определена следующим образом:

$$\Delta W_p = W_{p0} \frac{4M_n M_A}{(M_A + M_n)^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} = W_{p0} \frac{2A_W}{(A_W + 1)^2} (1 - \cos \theta), \quad (5)$$

где θ — угол отклонения в «системе центра тяжести», вместо M_A и M_n подставлены атомный вес A_W и 1. Средняя потеря энергии на одно столкновение будет

$$\overline{\Delta W_p} = W_{p0} \cdot \frac{2A_W}{(1 + A_W)^2}. \quad (6)$$

Отсюда ясно, что нейтроны и тяжёлые заряженные частицы при столкновении могут создавать дефекты решётки: вакантные места и атомы в междоузлиях, которые существенно изменяют зонную структуру вещества.

Сечение упругого рассеяния дейтронов с энергией W_p можно записать в виде $\sigma(W_p, W_r^0)$ и получить выражение для сечения рассеяния при заданной минимальной энергии отдачи W_r^0

$$\sigma(W_p, W_r^0) = \pi Z^2 r_0^2 \frac{M_D}{M_A} \cdot \frac{(mc^2)^2}{W_p W_r^0} \left(1 - \frac{M_A W_r^0}{4M_D W_p} \right), \quad (7)$$

Здесь M_D — масса дейтерона, а W_r^0 — минимальная энергия отдачи, необходимая для смещения бомбардируемого атома. Если

пренебречь величиной $\frac{M_A W_r^0}{4M_D W_p}$ по сравнению с единицей, то для германия получаем:

$$\sigma(W_r^0) = \frac{1,83 \cdot 10^{-18}}{W_p \cdot W_r^0} \text{ см}^2, \quad (8)$$

где W_p выражено в Мэв , а W_r^0 в эв .

Соотношение между энергией и эффективным радиусом для дейтронов с энергией в интервале между 2 и 10 Мэв для германия было экспериментально определено Блейлером, Геллером и Тендамом и может быть записано как $W_p = 0,480 \cdot r_{\text{эфф}}^{0,614}$, где W_p дано в Мэв , $r_{\text{эфф}}$ в г/см^3 . Ниже 2 Мэв размеры радиуса несколько больше, чем следует из этой формулы. Используя соотношение между энергией и эффективным радиусом и значение сечения (8), можно вычислить общее число первичных столкновений в образце. Если положить, что минимальная энергия отдачи, необходимая для смещения атома, равна 30 эв , мы получим для сечения $0,61 \cdot 10^{-19} \frac{1}{W_p}$. Используя

это значение при рассмотрении соотношения между энергией и эффективным радиусом, приходим к заключению, что для дейтронов с энергией 10 *Мэв* полное число первичных столкновений равно примерно 25. Каждое первичное столкновение может повлечь за собой вторичные столкновения, при этом энергия теряется до тех пор, пока передаваемый импульс не становится слишком малым для того, чтобы вызвать смещение атома. Если рассматривать атом германия как лёгкий продукт деления, то, применяя аналогичные соотношения при более низкой энергии, можно подсчитать, что среднее число вторичных столкновений будет порядка 8. Это приведёт к полному числу столкновений порядка 200. С другой стороны, Зейтц^{21, 22} распространил недавно свои прежние вычисления потерь энергии при столкновениях на случай германия и кремния. Пользуясь его методом, находим, что полное число соударений, вызванных дейтеронами с энергией 10 *Мэв*, равно 175; это значение находится в хорошем согласии с результатами нашей оценки.

Фактическое число носителей, созданных одним дейтроном, значительно меньше, — только 1 или 2, что указывает на большую роль эффектов «залечивания» решётки на протяжении процесса бомбардировки и промежутка времени, прошедшего до начала измерений эффекта Холла. Даже в очень ранних работах, проведённых с α -частицами, мы обнаружили значительное «спадание» проводимости, и это необходимо учитывать при рассмотрении результатов опытов с дейтеронами.

Вычисления, учитывающие наличие каскадного процесса для атомов германия, смещённых нейтронами при некотором определённом распределении энергии вблизи 2 *Мэв*, были проведены Ивенсом²³. Полагая, что искажения решётки обусловлены исключительно смещениями атомов германия, вызванными упругими столкновениями с быстрыми нейтронами, а также что никакое другое облучение не оказывает при этом влияния, и пренебрегая рекомбинацией, обратной диффузией и ролью отжига, Ивенс трактует рассеяние в полупроводнике как рассеяние отдельными атомами. Для каждого данного значения энергии нейтрона W_p он полагает распределение энергий столкновения

равномерным в интервале от 0 до $W_p \frac{4A_w}{(1+A_w)^2}$, где A_w — атомный

вес германия. Для каждого возможного значения энергии нейтрона определяется число и энергия вторичных столкновений. При подсчёте числа вторичных столкновений рассматриваются только такие упругие столкновения, при которых атому передаётся энергия, не меньшая 25 эв, в предположении, что 25 эв есть средняя энергия, необходимая для смещения атома германия из его положения в узле решётки. (Ниже будет видно, что это предположение недалеко от истины.) В результате оказывается возможным проследить рассеяние энергии бомбардируемых атомов и оценить полное число смещённых

атомов германия. Общее число рассеянных атомов оказывается равным $1,19 \cdot 10^{-4} W_p$. Для некоторого частного случая распределения энергии на одно столкновение приходилось около 135 рассеянных атомов. Полагая сечение рассеяния равным $1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, получаем, что фактическое число рассеянных атомов на один падающий нейтрон будет около 6 в 1 см^3 . Эта цифра находится в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными позднее. Следует заметить, однако, что это, казалось бы, хорошее согласие в значительной степени нарушается при другом выборе сечения. Конечно, тот факт, что одновременно воздействует и другое излучение, а также что имеет место залечивание решётки, — должен приниматься во внимание и может заметным образом изменить результаты.

С другой стороны, не исключена возможность того, что процесс «точечного нагрева», наличие которого Дессауер²⁴ предположил для объяснения взаимодействия излучения большой интенсивности с живой материей, может играть существенную роль. Рассматривая этот процесс совершенно элементарно, можно сказать, что имеющейся в наличии энергии достаточно для того, чтобы расплавить лишь небольшую часть образца германия. При резком охлаждении последний превращается из *n*-германия в *p*-германий. Воспользовавшись значениями теплопроводности и скрытой теплоты плавления, можно оценить количество вещества, расплавившегося в результате столкновения атомов, обладающих данной энергией²⁵. Атом германия, обладающий после столкновения с нейтроном энергией 10^5 эв , израсходует свою энергию на плавление области радиусом примерно 10^{-6} см . Однако эта область охладится в предельно короткий срок, 10^{-12} сек .²⁶ и, таким образом, будет иметь место очень быстрое охлаждение. Решение этой задачи физики излучения, т. е. сравнение действия изолированных дефектов с действием, оказываемым нарушениями решётки, вызванными точечным нагревом, потребовало бы большого числа весьма точных и трудоёмких опытов; обсуждение этого вопроса выходит за пределы данной статьи. В обоих случаях независимо от того, вызван ли беспорядок неупругими и упругими столкновениями или же точечным нагревом, в решётке появляется некоторое количество вакантных мест и атомов в междоузлиях. Это значит, что исходная решётка искажена и, следовательно, изменился характер зонной структуры вещества.

Если допустить, что вакантные места и атомы в междоузлиях в решётке германия и кремния влияют так же, как влияло бы замещение атомов германия атомами третьего и пятого столбцов периодической системы, то можно сделать вывод, что вакантные места создают незанятые акцепторные состояния, расположенные над заполненной зоной, а атомы в междоузлиях — незанятые донорные состояния, лежащие ниже зоны проводимости. Если бы эти состояния образовывались так же, как при химическом замещении и в равном количестве, то их влияние на проводимость не могло бы быть

обнаружено, так как они должны были бы нейтрализовать друг друга. Энергия активации примесей, обусловленных химическим замещением, столь мала, что практически все доноры и все акцепторы ионизируются при комнатной температуре. Однако в случае смещений, вызванных в решётке термообработкой или соударениями, мы должны предположить, что имеет место некоторое распределение возможных значений энергий активации, и если уровень донора расположен ниже уровня акцептора, то доноры не будут эффективными. Поэтому вид полученного носителя зависит от характера возмущения решётки и от новых энергетических уровней в запрещённой зоне, возникших при этом возмущении.

В случае кремния и германия ситуация представляется совершенно различной. Различная ширина зон действительно может обусловить различия в поведении вещества. Если в случае германия можно было бы предположить, что как акцепторные, так и донорные состояния располагаются ниже середины запрещённой зоны, то должен был бы получиться полупроводник *p*-типа. В случае кремния, где зона значительно шире, при попадании как акцепторов, так и доноров в середину запрещённой зоны, независимо от того, берётся ли в качестве исходного вещества кремний *p*-типа или *n*-типа, — в конце концов должен получиться кремний, обладающий высоким сопротивлением. Положение уровней доноров и акцепторов определяет окончательное положение уровня Ферми *).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

При облучении быстрыми нейтронами наблюдалось, что проводимость вещества *p*-типа плавно возрастает, между тем как проводимость вещества *n*-типа сперва падает, достигает минимума и затем снова возрастает^{10—12}. Было показано, что на начальном участке кривой, характеризующей ход проводимости, мы имеем дело с *n*-германием, однако после того, как проводимость достигла своего минимума, для второй ветви кривой мы имеем германий *p*-типа^{12, 27}. Чтобы понять это поведение вещества, мы полагаем, что вакантные места решётки действуют в качестве акцепторов, но что энергия активации последних выше энергии активации акцепторов, введённых химическим путём. С другой стороны, атомы в междоузлиях могут рассматриваться как доноры, однако вблизи заполненной зоны имеются глубоко лежащие уровни доноров. Можно было бы ожидать, что акцепторные состояния, лежащие несколько выше заполненной зоны, и донорные состояния, лежащие чуть ниже зоны проводимости, будут нейтрализовать друг друга. Если такие состояния обуславливаются смещением атомов, они не могут быть обнаружены путём электрических измерений.

*) См. добавление II.

Наличие таких глубоко лежащих состояний становится понятным, если учесть, что при возникновении вакантных мест и заполнении междоузлий играют роль не только электрические, но и упругие силы. Следует также учесть, что в случае германия и кремния удаление атома из узла решётки и переход его в междоузлие эквивалентно удалению более чем одного электрона из одного места (вакантного) и добавлению более чем одного электрона в другое место (междоузлие) решётки. В результате мы имеем здесь дело не с водородоподобной, а, скорее, с многоэлектронной задачей. Удаление второго и следующих электронов требует энергии активации, значительно превышающей энергию водородоподобных термов примесей, где во внешней оболочке отсутствует или к ней прибавляется только один электрон.

Ясно, что в случае вещества n -типа как низко, так и высоко расположенные акцепторные уровни будут заполняться электронами из зоны проводимости. Однако ясно и то, что в веществе p -типа уровни акцептора могут стать активными лишь в том случае, если они заполняются электронами, возбуждёнными из заполненной зоны. Если акцепторные состояния находятся слишком далеко от заполненной зоны, они становятся активными только при сравнительно высоких температурах. Точно так же, если донорные состояния находятся значительно ниже зоны проводимости, они могут влиять только при повышенных температурах. С этой точки зрения ясно, что сопротивление n -германия будет возрастать быстрее в начале процесса облучения. Понятно также, что после того как проводимость вновь созданного полупроводника p -типа достигнет минимума, она будет медленно возрастать.

Это было доказано количественно в результате анализа кривых облучения полупроводников p - и n -типа, проведённого недавно Кроуфордом²⁸. Мы полагаем, что в начальных стадиях облучения можно пренебречь фотоэффектом, обусловленным излучением, так же как и эффектом «залечивания» решётки. Точно так же можно пренебречь изменением подвижности, пока не создано большое количество дефектов решётки. При этом имеет место следующее соотношение:

$$\frac{d\sigma}{d(n_e v t)_{\text{быстр}}} = e b_e \frac{dn_e}{d(n_e v t)_{\text{быстр}}}, \quad (9)$$

где n_e — число электронов проводимости, b_e — подвижность электронов, а σ — проводимость. Если допустить, что все акцепторные состояния лежат много ниже первоначально имевшихся уровней доноров, то каждое вновь созданное состояние обуславливает удаление одного электрона из зоны проводимости. Тогда для начального участка кривой мы получим:

$$\frac{d\sigma}{d(n_e v t)_{\text{быстр}}} = e b_e \bar{z}_a. \quad (10)$$

В этом уравнении $\bar{z}_a$ — среднее число эффективных акцепторов, созданных облучением, зависящее в значительной степени от распределения энергии нейтронов. Начальное значение $\bar{z}_a$ может быть определено по начальному наклону кривой, если известны исходные значения подвижностей. Таблица IV даёт результаты такого исследования.

Таблица IV
Экспериментальное определение числа акцепторов на 1 нейтрон

Образец	Температура экспозиции °C	Исходное число носителей в см ³	Изменение числа эффективных носителей на 1 падающий нейтрон в см ³
1	~32	$2,0 \cdot 10^{15}$	— 1,7
2	30	$4,3 \cdot 10^{15}$	— 1,5
3	20	$8,9 \cdot 10^{15}$	— 3,5
4	~32	$2,8 \cdot 10^{16}$	— 2,6
5	~32	$5,5 \cdot 10^{16}$	— 5,2
6	—79	—	— 4,3
7	—79	—	— 3,1
8	—79	—	— 3,2
9 *)	30	$1,02 \cdot 10^{16}$	— 3,9
10	0	$2,5 \cdot 10^{15}$	+ 0,60
11	20	$4,2 \cdot 10^{15}$	+ 0,70
12 **)	30	$1,6 \cdot 10^{15}$	+ 0,77

*) Образцы от 1 до 9 — *n*-типа.
**) Образцы от 10 до 12 — *p*-типа.

ния для измерений, проведённых при различных температурах. Число носителей на падающий нейтрон для вещества *n*-типа равно примерно 3, для вещества *p*-типа — от 0,6 до 0,8, в зависимости от температуры. Это находится в согласии с принятой схемой энергетических уровней. Число носителей, полученных для вещества *n*-типа на падающий нейтрон, при температуре твёрдой углекислоты приблизительно такое же. Это указывает на то, что на первых порах наши предположения подтверждаются.

Данное число находится также в согласии с теоретическим значением, полученным Ивенсом при анализе результатов облучения германия нейтронами с энергией в 2 Мэв. 135 смещений на один рассеянный нейтрон соответствует приблизительно шести смещениям на каждый падающий нейтрон. Поскольку Ивенс не учитывал ни эффекта «залечивания» решётки, ни рекомбинации, — это находится в согласии с экспериментальными данными.

На рис. 4 показана кривая проводимости—облучение для германия n -типа при 32°C . Кривые, полученные при температуре сухого льда, имеют такой же вид. Начальная часть кривой настолько прямолинейна, что можно было точно определить её наклон²⁸. Рис. 5 иллюстрирует кривую облучения для германия p -типа с высоким удельным сопротивлением. Интересно отметить, что эта

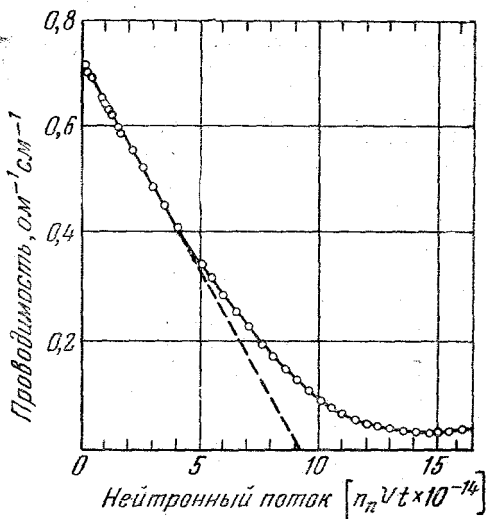


Рис. 4. Проводимость германия n -типа при 32°C как функция потока нейтронов. Начальные характеристики: $\sigma_0 = 0,77 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$; $b = 2920 \text{ см}^2/\text{в сек}$, $R = -3630 \text{ см}^3/\text{кулон}$; $N_0 = 2,03 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3}$. Изменение концентрации носителей, если считать b постоянным,

$$\frac{d\sigma}{d(n_n vt)} \approx -7,8 \cdot 10^{-16} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1} / \text{нейтрон},$$

$$-\frac{dn}{d(n_n vt)} \approx 1,7 \text{ носителя на падающий нейтрон}.$$

кривая строго прямолинейна и что изменения проводимости могут быть измерены за несколько минут. Это делает такой опыт весьма ценным для практических целей. Дополнительные сведения о поведении облучаемых полупроводников могут быть получены при рассмотрении условий, соответствующих минимальной проводимости²⁹. При этом мы видим, в какой степени β - или γ -излучение высокой интенсивности, даваемые котлом, влияет на поведение полупроводника вблизи минимума проводимости. Если такие временные эффекты имеют место, то мы безусловно не имеем дела с полупроводником в состоянии теплового равновесия.

Условие теплового равновесия между дырками и электронами в области концентраций, для которой применима классическая стати-

стика, может быть выражено следующим образом:

$$n_e n_h = K(T) = \frac{4(2\pi \bar{m}^* kT)^3}{h^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{KT}\right), \quad (11)$$

где $\bar{m}^*$ — среднее геометрическое значение эффективных масс носителей, ε^* — ширина запрещенной зоны и $K(T)$ — постоянная равновесия, зависящая только от температуры. В наших предыдущих рассуждениях мы пользовались для K значением $3,7 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-6}$ (300°K).

Наличие множителя $\frac{3\pi}{8}$ в формуле, определяющей постоянную Холла, может быть оправдано только в том случае, если мы пренебрегаем рассеянием на примесях. Этот множитель может меняться, а вместе с ним меняется и вычисляемое значение подвижности. Однако подвижность электронов в решетке, определенная на основании измерений дрейфа⁸⁰, равна $b_e = 3 \cdot 300 \text{ см}^2/\text{вольт сек}$. Если мы введем эту подвижность в уравнение для собственной проводимости, то получим:

$$\sigma_i = ne b_e \left(1 + \frac{1}{\Lambda}\right), \quad (12)$$

где n — число собственных электронов и дырок, Λ — отношение подвижностей электронов и дырок, равное для германия⁸¹ 1,5. Так как $K^{\frac{1}{2}} = n$, мы находим:

$$K_{300^\circ \text{K}} = 3,6 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-6}. \quad (13)$$

Поскольку отношение подвижности электронов к подвижности дырок не меняется с добавлением рассеивающих центров нового типа, уравнение для проводимости может быть записано следующим образом:

$$\sigma = en_e b_e + en_h b_h = eb_h \left[n_e \Lambda + \frac{K(T)}{n_e} \right]. \quad (14)$$

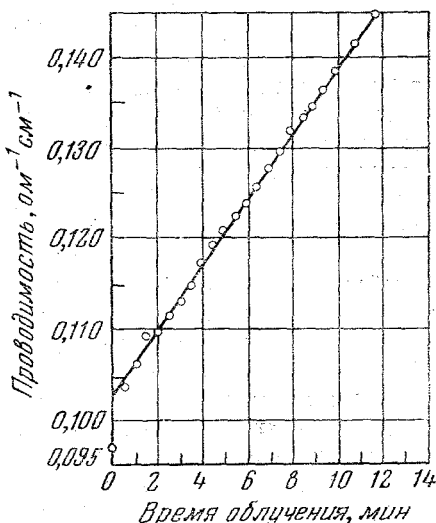


Рис. 5. Проводимость германия p -типа при 0°C как функция времени облучения (быстрые нейтроны). Начальные характеристики: $\sigma_0 = 9,8 \cdot 10^{-2} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$; $R = 2,98 \cdot 10^4 \text{ см}^3/\text{кулон}$, $N_0 = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$;

$$b_h = 2450 \text{ см}^2/\text{в сек}; \frac{d\sigma}{d(n_n vt)_{\text{быстр}}} = 2,36 \cdot 10^{-16} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}/\text{нейтрон};$$

$$\frac{dn}{d(n_n vt)_{\text{быстр}}} = 0,61 \text{ акцептора на падающий нейтрон}.$$

Тогда концентрация электронов при минимальном значении проводимости равна

$$n_e = \left(\frac{K}{A} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

а минимальная проводимость:

$$\sigma_{\min} = 2eb_h (KA)^{\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

Эти соотношения и экспериментальное значение минимальной проводимости позволяют определить подвижности носителей в полупроводнике; последние в свою очередь можно сравнить с первоначальной подвижностью, полученной в результате измерения первичного эффекта Холла и проводимости. Временная ионизация будет увеличивать проводимость, вследствие чего вычисленное кажущееся значение подвижности электронов будет значительно больше первоначального. В действительности, при наличии добавочных центров рассеяния, созданных облучением, подвижность при минимальном значении проводимости должна быть меньше, чем в начале опыта, если полупроводник находится в состоянии теплового равновесия.

Вычисленные значения подвижности всегда указывают на то, что предположение о тепловом равновесии между носителями для облученного полупроводника не выполняется²⁹. То обстоятельство, что наблюдаемое минимальное значение проводимости всегда много выше значения собственной проводимости при той же температуре ($\tau_1 = 0,0164$), может быть обусловлено либо влиянием ионизирующего облучения и возникающими при этом временными эффектами, либо неоднородностями вещества.

Если бы градиенты концентрации примесей были нормальны к направлению тока, то точное значение минимальной проводимости никогда не могло бы быть установлено. Система была бы при этом эквивалентной ряду параллельных сопротивлений, некоторые из которых всегда обладали бы проводимостью, превышающей минимальную. С другой стороны, если градиент концентрации параллелен направлению тока, то бомбардировка создаст ($p-n$)-границы между хорошо проводящими p - и n -полупроводниками; поскольку, как это было показано недавними опытами, ($p-n$)-граница действует в качестве счётчика (см. ниже) и на неё не влияет γ - и β -излучение, ясно, что ожидаемое значение собственной минимальной проводимости при этом не достигается, в результате чего кажущиеся значения подвижности становятся слишком высокими, если вычислять их из уравнения для $\sigma_{\min}$.

Тот факт, что тангенс угла наклона кривой проводимость — время после образования вещества p -типа значительно меньше, чем первичный тангенс угла наклона кривой для исходного вещества n -типа (меньше чем одна десятая первичного значения), объясняется не

только наличием распределения акцепторных состояний, о котором было сказано выше, но также и рекомбинацией дефектов решетки, которая становится заметной лишь после достижения некоторой концентрации. Залечивание дефектов решетки значительно легче изучать по кривой распада после облучения, чем по кривой облучения.

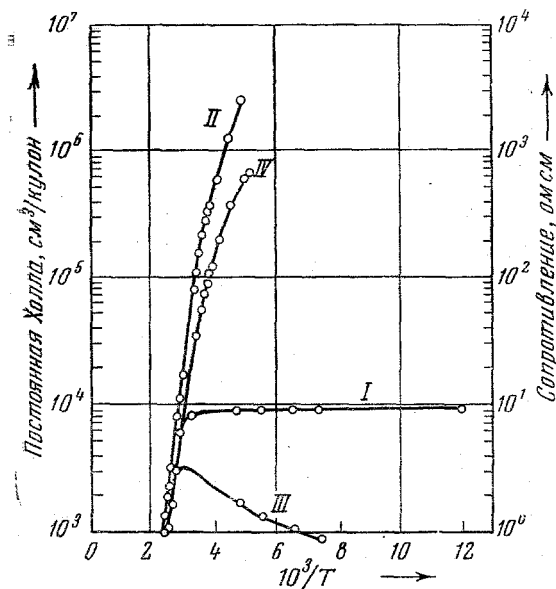


Рис. 6. Эффект Холла и сопротивление германия *n*-типа, бомбардируемого быстрыми нейтронами вплоть до получения минимального значения проводимости.

Зависимость R от $10^3/T$:

I — исходная,
 II — после облучения до минимальной проводимости.

Зависимость ρ от $10^3/T$:

III — исходная,
 IV — после облучения до минимальной проводимости.

Такие опыты с нейтронами сейчас проводятся*). Можно, однако, предвидеть, в какой мере проводимость будет меняться за время облучения как функция рекомбинации. Уравнение, характеризующее образование вакантных мест, целесообразно написать в следующей форме:

$$\frac{dN_v}{dt} = z_d - C_r (N_v - \Delta) N_i. \quad (17)$$

Здесь z_d — скорость образования дефектов, а второй член — скорость рекомбинации атомов в междоузлиях N_i и вакантных мест N_v .

*) Эффект распада был раньше обнаружен в опытах с α -частицами³² в 20 Мэв, а недавно после облучения α -частицами полония.

Эффективное сечение вакантных мест здесь равно $(N_v - \Delta)$ с учётом возможности их коагуляции. Предварительное исследование изменения проводимости германия p -типа при облучении быстрыми нейтронами, проведённое Кроуфордом³⁴, говорит за то, что залечивание решётки скорее представляет собой процесс первого, а не

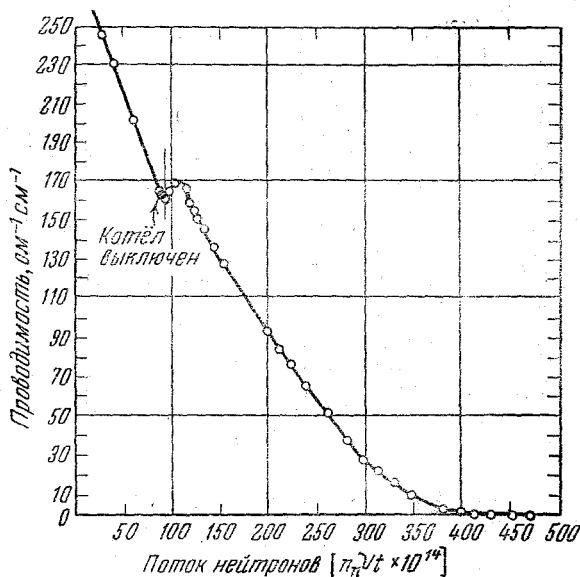


Рис. 7. Проводимость кремния p -типа как функция потока быстрых нейтронов. (Отметьте эффект залечивания решётки.) Скорость изменения концентрации носителей (подвижность предполагается постоянной)

$$\frac{dn}{d(n_n vt)_{\text{быстр}}} = \frac{1}{eb} \frac{d\sigma}{d(n_n vt)_{\text{быстр}}},$$

$$\frac{d\sigma}{d(n_n vt)_{\text{быстр}}} = -1,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-1} \text{ см}^{-1} / \text{нейтрон},$$

$$\frac{dn}{d(n_n vt)_{\text{быстр}}} = -5 \text{ носителей на падающий нейтрон}.$$

второго порядка. Анализ кривой α -облучения ведёт к аналогичным заключениям³³.

Если образец германия остаётся в реакторе до тех пор, пока не достигается минимальное значение проводимости, можно ожидать, что тангенс угла наклона кривой зависимости $\ln \rho$ от $\frac{1}{T}$ приблизится к своему значению для случая собственной проводимости. Рис. 6 показывает, что это действительно так, но что при низких температурах величина энергии активации хотя и значительно выше,

чем это обычно наблюдается у германия, но всё же ниже собственного значения (0,31 эв вместо 0,75 эв). Этот результат следует сопоставить с результатами опытов по трансмутации, когда акцепторы и доноры одинаково эффективны³⁶.

В случае других веществ наблюдаемые явления резко отличаются от описанных выше для германия. Наибольший интерес представляет случай кремния. Поскольку последний обладает такой же структурой, как и германий (решётка алмаза), и химические примеси влияют на него точно так же, — можно было бы ожидать возникновения таких же эффектов при его бомбардировке. Однако это не так. У кремния как *n*-, так и *p*-типа в результате облучения сопротивление увеличивается (см. рис. 7). В случае вещества *p*-типа это увеличение значительно больше, чем в случае вещества *n*-типа³⁶ (см. таблицы V и VI). Этот факт станет понятным, если мы рассмотрим результаты опытов по термообработке кремния и оптические измерения³⁷.

Таблица V

Изменение сопротивления кремния *p*-типа под действием быстрых нейтронов

Время (сек.)	0	10 000	20 000	30 000	40 000
Сопротивление (омы)	29,8	49,9	59,2	78,6	120
Время (сек.)	52 000	62 000	82 000	100 000	158 000
Сопротивление (омы)	190	463	3 518	16 090	68 000

Таблица VI

Изменение сопротивления кремния *n*-типа под действием быстрых нейтронов

Время (сек.)	0	5 000	10 000	22 000	50 000
Сопротивление (омы)	23,4	24,3	25,0	27,5	30,7
Время (сек.)	103 000	150 000	200 000	300 000	400 000
Сопротивление (омы)	32,4	36,6	42,9	63,0	114,5

которые указывают на то, что у облучаемого кремния имеется некоторое количество глубоколежащих уровней, расположенных между 0,7 и 0,9 эв в середине запрещённой зоны. Если в середине зоны, где тепловая ионизация весьма неэффективна, доноры и акцепторы образуются в одинаковом количестве, легко видеть, что проводник *n*-типа должен отдавать все свои электроны проводимости акцепторам. С другой стороны, в случае проводника *p*-типа электроны должны заполнять нижнюю, не вполне заполненную зону. В обоих случаях сопротивление увеличивается.

Опыты показывают, что у кремния *p*-типа сопротивление растёт значительно быстрее, чем у кремния *n*-типа. Это означает, что уровень Ферми смещается в направлении своего предельного положения в верхней половине запрещённой зоны, определяемого одними лишь дефектами.

Самое высокое сопротивление, которое наблюдалось до сих пор при бомбардировке кремния, равно только 10 000 ом·см, что почти в 30 раз меньше ожидаемого собственного значения сопротивления.

Рентгенографические³⁸ исследования облучённого кремния не обнаруживают новых соединений, которые образуются при облучении только на поверхности образца. Порошковые диаграммы двух облучённых образцов дали следующие значения постоянной решётки: $5,4185 \pm 0,0005 \text{ \AA}$ и $5,4187 \pm 0,0005 \text{ \AA}$, что находится в согласии с принятыми значениями этой величины. Облучение кремния дейтеронами даёт такой же результат, как облучение его нейтронами: сопротивление вещества *p*-типа растёт значительно быстрее, чем сопротивление вещества *n*-типа. Термообработка в вакууме при 450°С восстанавливает исходное состояние образца.

БОМБАРДИРОВКА ГЕРМАНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ

Мы уже упоминали, что при облучении германия электронами и γ -лучами следует ожидать появления первичных временных эффектов. Однако М. М. Миллс указал на то, что электроны с высокой энергией могут вызвать в этом случае также и некоторые постоянные эффекты. В наших опытах*) с электронами мы наблюдали лишь временные эффекты либо потому, что электроны не обладали энергией, достаточной, чтобы вызвать смещения атомов, либо потому, что применявшиеся токи были настолько слабыми, что число смещённых атомов было слишком мало, чтобы эффект стал наблюдаемым. Если оценить порядок величины энергии отдачи, необходимой для полного смещения атома из узла решётки, в 25 эв, то можно сказать, что 0,3-Мэв-электроны, применявшиеся в наших прежних работах, обладали слишком малой энергией.

*) Опыты проведены совместно с Е. Клонтцем.

Пользуясь теорией Мотта^{39, 40}, мы можем произвести оценку сечения этого процесса, а также времени, необходимого для создания наблюдаемого эффекта. Пусть электрон (масса покоя m) с энергией W_p и заданным импульсом сталкивается с атомом массы M_A . Тогда угол θ между направлением падения и направлением отдачи связан с энергией отдачи W_r уравнением

$$\cos \theta = \frac{1 - \frac{W_r}{W_p} \left[1 + \frac{(M_A - m) c^2}{W_p + 2mc^2} \right]}{\left[1 - \frac{W_r}{W_p} \left(1 + \frac{W_p - W_r}{W_p + 2mc^2} \right) \right]^2}. \quad (18)$$

При $W_r \ll W_p$ и $m \ll M_A$ это даёт приближённо

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_A c^2}{W_p + 2mc^2} \left(\frac{W_r}{W_p} \right). \quad (19)$$

Для лобового столкновения $\theta = \pi$ и приближённо

$$W_r = \frac{2W_p m}{M_A} \left(\frac{W_p}{mc^2} + 2 \right). \quad (20)$$

Если W_r равно 25 эв, то минимальное значение энергии электрона равно 0,54 Мэв. Пользуясь выражениями, полученными в теории Мотта для интегрального сечения

$$\begin{aligned} \sigma_0^{180^\circ} = & \pi Z^2 \left(\frac{e}{mc^2} \right) \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \right) \left\{ \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + 2\beta^2 \ln \sin \frac{\theta}{2} + \right. \\ & \left. + \frac{2\pi\beta Z}{137} \left(\sin \frac{\theta}{2} + \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2} - 2 \right) \right\} + \\ & + \text{члены более высокого порядка относительно } \frac{Z}{137}, \quad (21) \end{aligned}$$

можно оценить токи и время облучения, необходимые для создания наблюдаемых эффектов $\left(\beta = \frac{v}{c} \right)$. Для электронов с энергией 2 Мэв и плотности тока в 1 мка/см² — время, необходимое для получения наблюдаемого эффекта, порядка 10 минут.

Идея постановки опыта. В случае германия n -типа с высоким сопротивлением число электронов, подлежащих «нейтрализации», мало и если германий n -типа превращается в германий p -типа, то этот эффект становится возможным наблюдать за измеримый промежуток времени. Качественно это может быть обнаружено путём наблюдения изменения характеристики выпрямителя.

При бомбардировке электронами частично экранированного образца германия n -типа можно получить области германия p -типа, ограни-

ченные областями германия *n*-типа (защищенный участок). При измерении характеристики выпрямителя легко различить два типа германия, так как толщина слоя, подвергшегося превращению, велика по сравнению с толщиной барьера. Последнее условие выполняется для энергий, представляющих для нас интерес, поскольку даже 0,3-Мэв электроны, не вызывающие постоянных эффектов, проникают в образец германия на глубину примерно 0,02 см.

Постановка опыта. Образец германия облучался при постоянных энергии и токе в течение различных промежутков времени. Над образцом устанавливалась свинцовая заслонка со щелью, так что одновременно облучалась лишь небольшая часть образца. Облучение образца при различных временах и энергиях

позволяло приблизительно определить положение порога эффекта. Это позволяло также выяснить, обусловлены ли некоторые из наблюдаемых эффектов только нагреванием. Далее образец исследовался, и форма кривой характеристики выпрямителя для различных частей образца наблюдалась на осциллографе. Для того чтобы каждый образец мог подвергаться облучению несколько раз, исследуемые образцы должны быть возможно более однородными.

Экспериментальная установка изображена на рис. 8. В процессе опыта должно иметь место рассеяние большого количества энергии в очень малом объеме кристалла. Поэтому держатель образца был сделан из тяжелой медной полосы, погруженной в жидкий воздух на всё время облучения. Полоса была просверлена по длине и снабжена

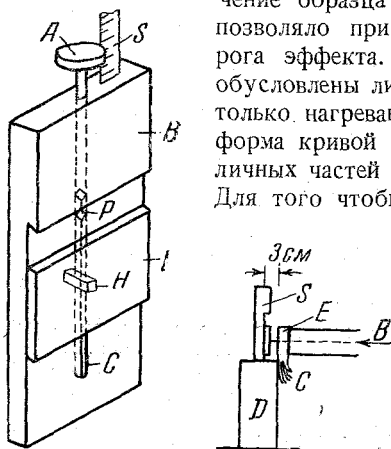


Рис. 8. Держатель образца и экспериментальная установка для бомбардировки германия электронами.

пружинно-поршневым устройством, благодаря которому образец мог оставаться в тепловом контакте с блоком и передвигаться под отверстием свинцовой заслонки. Таким образом, облучаемая область могла подвергаться точному контролю, и после облучения легко было исследовать определенный участок образца. Отверстие для облучения представляло собой квадрат шириной в 3 мм. Каждый образец был снабжен медным проводом, припаянным поперёк одного из его концов для создания контакта при бомбардировке и измерениях. В некоторых опытах регистрировалась температура образца. Скорость роста температуры составляла от 0,07° C/сек (для 0,5-Мэв электронов) до 0,2° C/сек (1-Мэв), так что к концу 30-минутной бомбардировки температура равнялась примерно 0° C.

В некоторых опытах плотный слой инея покрывал весь держатель образца. Это вызвало необходимость поднять температуру медной

полосы выше нуля в промежутках между облучениями для того, чтобы обеспечить возможность точного регулирования.

Результаты опытов. В этих опытах облучению подверглись шесть образцов германия. Результаты опытов даны в таблице VII. Мы приходим к выводу, что порог эффекта лежит между 0,5

Таблица VII

* Результаты непрерывной бомбардировки германия *p*- и *n*-типа электронами с большой энергией

Образец	Сопротивление в ом см	Бомбардировка		Характеристика пучка		Энергия на один образец в джоулях	Результаты бомбардировки	
		№	время в сек.	энергия в Мэв	ток *) в мка		сопротивление облучаемой поверхности в ом см	изменение типа проводимости
<i>n</i> —1	11,6	1	200	2,0	10	400	~ 26 32	Переход к <i>p</i> -типу
		2	2000	2,0	10	4000		
<i>n</i> —2	4,75	1	300	1,5	10	450	44	От хорошей к слабой проводимости <i>p</i> -типа
		2	1200	1,0	10	1200	13	
		3	2000	0,7	9	1260	5	
		4	2400	0,5	6	720	То же	Изменений нет
<i>n</i> —3	16,3	1	42	2,0	10	84	40	Слабая проводимость <i>p</i> -типа
<i>n</i> —4	1,4	1	900	1,0	1,7 **)	1530	2,1	Слабая проводимость <i>p</i> -типа
<i>n</i> —5	5,0	1	900	0,7	1,0 **)	630	—	Слабая проводимость <i>p</i> -типа Изменений нет
		2	1800	0,5	1,0 **)	900	—	
<i>p</i> —1	6,2	1	350	2,0	10	700	4,0	Сопротивление уменьшается

*) Ток, идущий к образцу ~ 0,1 полного тока.

**) Фактический ток, идущий к образцу.

и 0,7 Мэв. Для того чтобы установить его точное значение, необходимо провести дальнейшие опыты. Чтобы выяснить, будет ли эффект наблюдаться через предполагаемый промежуток времени, образец облучался в течение 42 сек. при 2 Мэв. Эффект оказался наблюдаемым. Следовало ожидать, что сопротивление образца *p*-типа уменьшится во время бомбардировки, точно так же, как и в случае облучения нейтронами, что и подтвердилось на опыте.

Эти опыты показывают, что при облучении германия электронами, обладающими высокой энергией, можно наблюдать постоянные эффекты.

Эти предварительные опыты свидетельствуют также о том, что минимальное значение энергии, необходимое для удаления атома германия из узла решётки, порядка 30 эв, т. е. того порядка, какой предполагается в имеющейся литературе. Непосредственно после облучения образца 1-Мэв и 0,7-Мэв электронами в течение 15 минут имеет место полное превращение *n*-германия в *p*-германий. За время измерения этот эффект частично исчезает даже при комнатной температуре. Отсюда примечание в таблице VII: «слабая» проводимость *p*-типа. Тот факт, что нагревание окружающей среды выше комнатной температуры не является причиной наблюдаемого эффекта, вполне очевиден, так как мы подвергали образцы бомбардировке электронами из электронной пушки нашей установки для дифракции электронов, мощность которой была значительно выше, чем в опытах с дейтеронами или электронами, не вызывавших каких-либо изменений проводимости.

То обстоятельство, что бомбардировка вещества в течение 30 минут при 0,5 Мэв не давала никакого эффекта, также указывает на то, что влияние бомбардировки не сводится к простой термообработке. Потребуется значительно большее число опытов количественного характера для решения вопроса: не вызываются ли наблюдаемые эффекты также и процессами ионизации или «точечным нагревом». Эти процессы могут также привести к понижению порога перманентного превращения германия *n*-типа в германий *p*-типа. Тот факт, что для получения измеримого электрического эффекта достаточно создать незначительное число примесных центров, показывают, что в случае полупроводников электрические измерения являются значительно более чувствительным методом обнаружения изменений структуры, чем в случае металлов или других веществ.

ВРЕМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Многие авторы^{41—44} занимались исследованием вопроса о возможности повысить проводимость полупроводника путём электронного или ионизирующего облучения. В связи с нашими опытами по бомбардировке нуклеонами мы облучали образцы германия электронами с энергией 0,3 Мэв из нашего генератора Ван де Граафа. Образцы

германия толщиной в 0,02 см были «прозрачными» для такого облучения; таким образом мы наблюдали объёмные эффекты.

Образец германия n -типа с сопротивлением в 18 ом·см помещался в откачанную камеру, прикрепленную одним концом к разрядной колонке электрического генератора. Образец облучался электронами с энергией в 340 кэв микросекундными импульсами, создаваемыми тиратронной цепью. Частота импульсов равнялась 200 в сек., а ток — 300 мка на импульс. Сопротивление в 2200 ом и постоянное напряжение были последовательно соединены с образцом. Изменения во времени тока, проходящего через образец, и напряжения на нём наблюдались с помощью осциллографа, развёртка которого была синхронизирована с генератором импульса. Исходя из этих изменений, сопротивление вычислялось как функция времени; результаты указывают на падение сопротивления от 1460 до 400 ом на протяжении каждого импульса. В дальнейшем наблюдалось полное восстановление сопротивления до его начального значения; этот процесс происходил, однако, не мгновенно, а примерно за 10 мксек (рис. 9).

($p-n$) барьеры в качестве счётчиков. В некоторых из наших опытов по созданию ($p-n$)-границ в германии путём облучения дейтеронами и α -частицами было обнаружено, что после бомбардировки изменение характеристик границ прекращается. Было высказано предположение, что это может быть обусловлено радиоактивностью, вызываемой в веществе, и что такая ($p-n$)-граница может действовать в качестве счётчика для ионизирующего излучения⁴⁵. Оказалось, что наши предположения правильны.

Автор исследовал как естественные границы, созданные в расплаве, так и искусственные границы, созданные бомбардировкой дейтеронами. Естественные ($p-n$)-границы имеют протяжённость 1·0,3·0,1 см, а искусственные границы — 0,5·0,2·0,02 см. Поведение естественных и искусственных границ в основном одинаково, за исключением различий, вызванных разницей в их толщине, а именно, их неодинаковой прозрачности по отношению к β - γ -излучению. Эффективная площадь счётчика — порядка 10^{-4} см². Время нарастания импульса меньше 0,05 мксек. Максимум высоты импульсов порядка 2 мв.

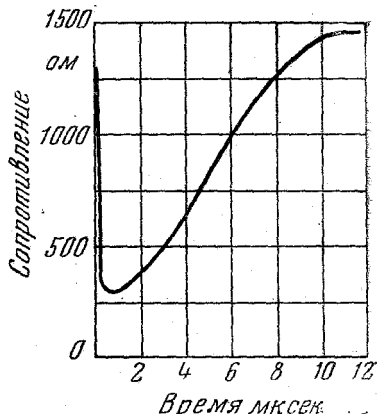


Рис. 9. Изменение сопротивления в германии n -типа (под действием импульсного облучения электронами). Характеристики импульсов: длительность = 1 мксек; частота = 200/сек; пик = 300 мка; энергия = 230 кэв.

Так как $(p - n)$ -граница очень чувствительна к свету, весьма существенно, чтобы она находилась в абсолютно светонепроницаемом термостате. Её свойства исследовались при разных температурах, начиная от комнатной до температуры жидкого азота. В области комнатной температуры измерения температуры проводились с точностью до $\pm 0,05^\circ \text{C}$. Сопротивление нагрузки равнялось 10^5 ом (при полном падении напряжения в 100 в) и смещающее напряжение через границу было 10 в, вызывая ток смещения порядка 1 ма. При температуре жидкого воздуха сопротивление границы порядка 100 Мом. $(p - n)$ -граница очень чувствительна к излучению при комнатной температуре, поэтому она должна быть тщательно защищена. Она чувствительна по отношению к α -, β - и γ -излучению. После облучения $(p - n)$ -границы более чем 10^7 α -частицами максимум распределения высот импульсов медленно смещается в сторону более низких значений. $(p - n)$ -граница устойчива по отношению к малым изменениям температуры, но максимум распределения высот импульсов очень чувствителен к незначительным колебаниям температуры. Распределение высот импульсов типично для кристаллических счётчиков с малым поперечным сечением. Оно обладает очень резким максимумом для α -частиц, однако этот максимум размазывается в случае β - и γ -частиц. $(p - n)$ -граница является наиболее интересным объектом для изучения механизма действия кристаллического счётчика. В этом случае можно изменять большое число параметров, как то: сопротивление, размеры и т. д., которые сравнительно мало меняются у ионных кристаллических счётчиков. Число носителей можно при этом изменять по желанию либо путём регулирования температуры образца, либо облучая его светом. Кроме того, мы надеемся путём более тщательного и количественного исследования действия $(p - n)$ -границы как счётчика подойти глубже к изучению свойств как самой границы, так и германия, подвергнутого ионизирующему облучению.

ВЫВОДЫ

1. Ядерные трансмутации, вызванные в германии медленными нейтронами, ведут к образованию избытка германия p -типа, а значения сечений, определённых для разделённых изотопов германия, указывают на то, что количество ожидаемого избытка примесей p -типа должно равняться 2% полного потока медленных нейтронов. При облучении медленными нейтронами было получено примерно в три раза больше примесей p -типа (галлия), чем n -типа (мышьяка).

Сравнивая результаты, полученные для интегрального потока с результатами измерения эффекта Холла после облучения и термообработки, можно показать, что каждый примесный центр освобождает по одному носителю и что примесные центры n - и p -типа одинаково эффективны. Путём облучения в течение определённых промежутков времени и постепенного увеличения интенсивности

облучения можно создать вещество, обладающее свойствами собственных полупроводников благодаря наличию равновесия между двумя типами примесей.

2. Германий n -типа превращается в германий p -типа, причём проводимость последнего возрастает при облучении α -частицами, дейтеронами, нейтронами и быстрыми электронами. Применение хорошо сфокусированных пучков заряженных частиц даёт возможность получить $(p - n)$ -границы, расположенные в определённых местах образца.

Сопrotивление вещества n -типа достигает максимума, когда электроны проводимости «нейтрализованы»; когда имеет место превращение в p -германий, сопротивление снова уменьшается. Число смещённых атомов германия может быть вычислено как при бомбардировке заряженными частицами, так и при облучении нейтронами, однако истинное число обнаруженных носителей значительно меньше числа таких смещений. Это обстоятельство вызвано эффектом заличивания решётки и ещё тем, что уровни акцепторов и доноров, созданные дефектами решётки, частично компенсируют друг друга.

Анализ кривых облучения нейтронами показывает, что в германии n -типа при облучении быстрыми нейтронами каждый падающий нейтрон удаляет три носителя, в то время как в случае вещества p -типа в зависимости от температуры на один падающий нейтрон прибавляется примерно 0,7 носителя. Это говорит за то, что дефекты решётки, вызванные бомбардировкой, действуют в качестве доноров и акцепторов, обладая более высокими и распределёнными в более широком интервале значений энергиями активации, чем химические примеси.

Можно показать, что число ядерных трансмутаций, вызванных дейтеронами, нельзя считать достаточным для объяснения тех больших изменений проводимости, которые обнаружены при облучении дейтеронами с энергией в 10 Мэв. Термообработка при температуре 450°С восстанавливает исходные свойства облучаемого полупроводника, как об этом уже упоминалось выше.

3. Облучение электронами с энергией от 0,7 Мэв и выше вызывает в германии те же постоянные эффекты, что и облучение тяжёлыми частицами: превращение германия n -типа в германий p -типа. По нижнему пределу энергии, необходимой для того, чтобы вызвать этот эффект, можно вычислить минимальную энергию, необходимую для полного удаления атома германия из занимаемого им узла решётки. Эта энергия оказалась порядка 30 эв. Электроны с энергией 0,5 Мэв не вызывают таких эффектов; это указывает на то, что нагревание окружающей среды не может быть ответственным за явления, наблюдаемые при 0,7 Мэв. На это указывают также опыты с длительным облучением электронами, обладающими значительно более низкой энергией (50 кэв).

4. Применяя электроны с энергией ниже $0,7 \text{ Мэв}$ и пользуясь соответственным осциллографическим оборудованием, можно показать, что такое облучение германия создаст импульсы проводимости и уменьшает сопротивление примерно в 10 раз; эти импульсы проводимости длятся однако не более 10 мксек .

Временные эффекты наблюдались также в том случае, когда естественные и искусственные ($p-n$)-границы в германии подвергались ионизирующему облучению. Можно создать кристаллический счётчик, который при комнатной температуре реагирует на α -, β - и γ -излучение. При этом время нарастания импульса меньше $0,05 \text{ мксек}$; максимум высоты импульса порядка 2 мв , а его смещение не превышает 10 в .

ДОБАВЛЕНИЕ

Влияние облучения на классический полупроводник, находящийся в тепловом равновесии*)

Поведение германия при бомбардировке его нейтронами весьма сходно с поведением сернистого свинца при воздействии на него кислорода. Точно так же, как и в случае облучаемого германия, мы наблюдаем в сернистом свинце переходы от n -типа к p -типу, и рост сопротивления до некоторого максимума, за которым следует падение сопротивления, когда мы получаем вещество p -типа в результате введения достаточного количества кислорода. Поэтому представляют интерес следующие общие соображения относительно проводимости, эффекта Холла и термоэлектродвижущей силы полупроводника при тепловом равновесии как функций облучения.

Если положить, что применима классическая статистика**) и что полупроводник пребывает в тепловом равновесии, то для проводимости можно написать выражение

$$\sigma = n_e e b_e + n_h e b_h = e b_h (n_e \Lambda + n_h) = e b_h \left(\frac{\Lambda K}{n_h} + n_h \right), \quad (22)$$

где Λ — снова отношение подвижности электрона к подвижности дырки, а $n_e n_h = K$ — постоянная равновесия при данной температуре. Аналогичным образом для коэффициента Холла можно написать

$$R = \frac{3\pi}{8e} \frac{n_h b_h^2 - n_e b_e^2}{(n_h b_h + n_e b_e)^2} = \frac{3\pi}{8} \frac{(n_h - \Lambda^2 n_e)}{(n_h - \Lambda n_e)^2} = \frac{3\pi n_h (n_h^2 - \Lambda^2 K)}{8e (n_h^2 + \Lambda K)^2}, \quad (23)$$

*) В. А. Джонсон и К. Ларк-Горовиц.

**) При температуре 300°К уровень Ферми лежит ниже зоны проводимости (или выше заполненной зоны) на $3 kT$ (или дальше, при всех концентрациях носителей, которые меньше 10^{18} на см^3). Это условие обеспечивает применимость классической статистики рассматриваемого здесь типа.

и для термоэлектродвижущей силы

$$\frac{dE}{dT} = -\frac{k}{e} \left[2(n_e \Lambda - n_h) - n_e \Lambda \ln \frac{n_e h^3}{2(2\pi m_e^* kT)^{3/2}} + \right. \\ \left. + n_h \ln \frac{n_h h^3}{2(2\pi m_h^* kT)^{3/2}} \right] (n_e \Lambda + n_h)^{-1}. \quad (24)$$

Проводимость достигает минимального значения, когда

$$n_h = \Lambda n_e = (\Lambda K)^{1/2}. \quad (25)$$

Минимальное значение проводимости определяется формулой

$$\sigma_{\min} = 2eb_h (\Lambda K)^{1/2}. \quad (26)$$

Для сравнения заметим, что собственная проводимость при той же температуре равна

$$\sigma_i = (1 + \Lambda) eb_h K^{1/2} \quad (27)$$

и, таким образом *)

$$\frac{\sigma_{\min}}{\sigma_i} = \frac{2\Lambda^{1/2}}{1 + \Lambda}. \quad (28)$$

Таким образом: $\sigma_{\min} = \sigma_i$, если $\Lambda = 1$; $\sigma_{\min} < \sigma_i$, если $\Lambda > 1$, и $\sigma_{\min} > \sigma_i$, если $\Lambda < 1$.

Теперь рассмотрим значение коэффициента Холла в тот момент, когда $\sigma = \sigma_{\min}$. Если положить $n_h = (\Lambda K)^{1/2}$ и $n_e = \left(\frac{K}{\Lambda}\right)^{1/2}$, мы получаем:

$$R' = \frac{3\pi}{32e} \frac{1 - \Lambda}{(\Lambda K)^{1/2}}. \quad (29)$$

Таким образом, R' отрицательно, равно нулю или положительно в зависимости от того, будет ли Λ больше, равно или меньше единицы. В случае германия отношение подвижностей $\Lambda > 1$ и поэтому, когда проводимость достигает минимума, знак эффекта Холла

*) Это соотношение справедливо, если значения b_h одинаковы для $\sigma_{\min}$ и σ_i . Облучение, создающее добавочные центры рассеяния, стремится понизить b_h для $\sigma_{\min}$; в результате отношение $\frac{\sigma_{\min}}{\sigma_i}$ становится меньше, чем указанное. Этот эффект зависит от исходной концентрации свободных электронов, обусловленных примесями.

Здесь не наблюдается заметного снижения b_h для $n \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$, около 1% снижения — для $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и 10% — для $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

оказывается всё же отрицательным, даже если число дырок при этом больше числа электронов. Коэффициент Холла проходит через 0, чтобы стать затем положительным, когда $n_h = \Lambda K^{1/2}$ и $n_e = K^{1/2} \Lambda$.

Точно так же, исследуя термоэлектродвижущую силу при $\sigma = \sigma_{\min}$, находим:

$$\left(\frac{dE}{dT}\right)' = \left(-\frac{k}{2e}\right) \ln \left(\frac{\Lambda m_e^{3/2}}{m_h^{3/2}}\right). \quad (30)$$

Это приводит к формуле

$$\left(\frac{dE}{dT}\right)' = \left(-\frac{k}{2e}\right) \ln \frac{m_h}{m_e}, \quad (31)$$

если считать отношение ⁴⁶ подвижностей Λ равным $\left(\frac{m_h}{m_e}\right)^{1/2}$. Таким образом, находим, что $\frac{dE}{dT}$ отрицательно, обращается в нуль или положительно в зависимости от того, будет ли m_h больше, равно или меньше m_e ; последним условиям отвечают соответственно $\Lambda > 1$, $\Lambda = 0$, $\Lambda < 1$. Если допустить, что полупроводник остаётся в тепловом равновесии, можно детально изучить эффект Холла и изменение проводимости как функции облучения. Вычисления этого рода были проведены Путлеем ⁴⁷ и Фрайем ⁴⁸ в упрощённой форме в связи с изучением свойств сернистого свинца. Мюзер ⁴⁹ провёл подробные исследования положения уровня Ферми также для случая сернистого свинца. Предполагается, что в опытах с исходным образцом германия *n*-типа бомбардировка обуславливает плотность дефектов, пропорциональную потоку, и что электроны из зоны проводимости переходят на акцепторные уровни, связанные с дефектами решётки, это приводит к уменьшению числа свободных электронов практически до нуля и последующему образованию дырок в заполненной зоне, т. е. к превращению *n*-германия в *p*-германий.

Условие теплового равновесия ⁵⁰

$$n_h n_e = K = 3,61 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \text{ при } 300^\circ \text{ К.} \quad (32)$$

Перед началом облучения $n_e = N + n$ и $n_h = n$, где N — исходная плотность электронов, обусловленная примесями, и n — соответствующая плотность собственных электронов или дырок. Пусть N' — плотность дефектов, обусловленных облучением и последующей ядерной трансмутацией. Тогда, поскольку $N' \leq N$, можно записать

$$n_e = N - N' + n, \quad n_h = n. \quad (33)$$

Заметим, что n изменяется с изменением N и N' так, что $n_e n_h = K$ в течение всего времени. Когда $N' \geq N$, мы полагаем

$$n_h = n + N' - N; \quad n_e = n. \quad (34)$$

В начале облучения, поскольку $N' < N$, коэффициент Холла определяется формулой

$$R = \frac{r_e}{e} \frac{\left[(1 - \Lambda^2) \left(K + \frac{N_1^2}{4} \right)^{1/2} - (1 + \Lambda^2) \frac{N_1}{2} \right]}{\left[(1 + \Lambda) \left(K + \frac{N_1^2}{4} \right)^{1/2} + (\Lambda - 1) \frac{N_1}{2} \right]^2}, \quad (35)$$

где $N_1 = N - N'$ и r_e — численный коэффициент порядка единицы, точное значение которого зависит от характера рассеяния носителей.

Когда $N' = N$, находим, что

$$R = \left(-\frac{r_e}{eK^{1/2}} \right) \frac{\Lambda - 1}{\Lambda + 1}. \quad (36)$$

Таким образом, коэффициент Холла всегда отрицателен, если $\Lambda > 1$. Когда $N' > N$, коэффициент Холла приобретает значение

$$R = \frac{r_e}{e} \frac{\left[(1 - \Lambda^2) \left(K + \frac{N_2^2}{4} \right)^{1/2} + (1 + \Lambda^2) \frac{N_2}{2} \right]}{\left[(1 + \Lambda) \left(K + \frac{N_2^2}{4} \right)^{1/2} - (\Lambda - 1) \frac{N_2}{2} \right]^2}, \quad (37)$$

где $N_2 = N' - N$.

Соответствующие выражения для проводимости имеют вид

$$\sigma = eb_e \left[\left(1 + \frac{1}{\Lambda} \right) \left(K + \frac{N_1^2}{4} \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{1}{\Lambda} \right) \frac{N_1}{2} \right] \quad (38)$$

и

$$\sigma = eb_e \left[\left(1 + \frac{1}{\Lambda} \right) \left(K + \frac{N_2^2}{4} \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{1}{\Lambda} \right) \frac{N_2}{2} \right]. \quad (39)$$

Рис. 10 изображает зависимость R и σ от N' , вычисленную для образца германия при $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом r_e было принято равным 1, $\Lambda = 1,50$ и b_e равным $2800 \text{ см}^2/\text{в сек}$.

Выражения для R были продифференцированы для нахождения максимума и минимума. Положения последних зависят от Λ и K . Результаты вычислений таковы:

$$R = R_{\text{мин}}^- \text{ для } N_1 = 1,245 \cdot K^{1/2} = 2,36 \cdot 10^{13} / \text{см}^3$$

и

$$R_{\text{мин}}^- = -\frac{0,330 r}{eK^{1/2}} \approx -108\,000 \text{ см}^3/\text{кулон}.$$

Точно так же

$$R = R_{\text{макс}}^+ \text{ для } N_2 = 3,005 \cdot K^{1/2} = 5,71 \cdot 10^{13} / \text{см}^3$$

и

$$R_{\text{макс}}^+ = \frac{0,1858 r}{e K^{1/2}} \approx 61\,000 \text{ см}^3 / \text{кулон}.$$

Таким образом, по мере облучения мы наблюдаем, что отрицательный коэффициент Холла возрастает по величине до некоторого максимума, в то время как проводимость падает; далее отрицательная постоянная



Рис. 10. Коэффициент Холла и проводимость германия в состоянии теплового равновесия как функция концентрации примесных центров, созданных облучением нейтронами.

Холла начинает убывать по своей величине, в то время как проводимость продолжает понижаться. Затем проводимость достигает своего минимума и начинает увеличиваться, прежде чем коэффициент Холла достигает нуля; далее проводимость продолжает увеличиваться, тогда как коэффициент Холла проходит через положительный максимум и затем падает.

ДОБАВЛЕНИЕ II

Уровни Ферми при облучении полупроводников*)

При исследовании вопроса о положении уровня Ферми в облучаемых полупроводниках мы будем считать, что все донорные состояния, созданные облучением, обладают одинаковой энергией активации и что все акцепторные состояния также обладают одинаковой энергией.

*) Х. М. Джемс и Дж. У. Леман.

Принятые обозначения иллюстрируются рис. 11. За нуль энергии взят уровень, расположенный в середине запрещённой зоны, ширина которой ϵ^* ; таким образом, краю зоны проводимости соответствует энергия $+\frac{\epsilon^*}{2}$, а краю заполненной зоны — энергия $-\frac{\epsilon^*}{2}$. Принимается далее, что плотность N_+ донорных уровней с энергией ϵ_D и плотность N_- акцепторных уровней с энергией ϵ_A ,

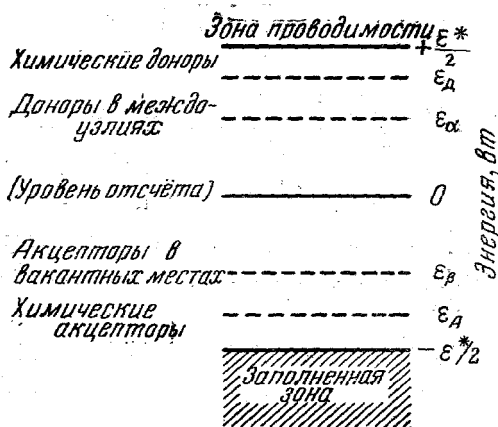


Рис. 11. Диаграмма зоны для полупроводника, подвергшегося бомбардировке. За нуль энергии взят уровень, расположенный в середине запрещённой зоны.

введённых химическим путём, остаётся постоянной. Облучение создаёт новые донорные уровни с энергией ϵ_α и акцепторные уровни с энергией ϵ_β .

Суммарная концентрация доноров и акцепторов, созданных бомбардировкой, равняется N' ; долю f_α этой концентрации составляют доноры, а долю $f_\beta = 1 - f_\alpha$ — акцепторы.

Если μ — уровень Ферми, то вероятность ионизации донора n -типа равна

$$P^+(\omega; \mu) = \frac{1}{1 + \exp \left[-\frac{\omega - \mu}{kT} \right]}, \quad (40)$$

а вероятность ионизации акцептора p -типа

$$P^-(\omega; \mu) = \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{\omega - \mu}{kT} \right]}, \quad (41)$$

где в обоих случаях ω — энергия соответствующего уровня.

Концентрация электронов в зоне проводимости равна

$$n_e(\mu) = \frac{4\pi (2m_e^*)^{3/2}}{h^3} \int_0^\infty \frac{w^{1/2} dw}{1 + \exp \left[\frac{w + \frac{\varepsilon^*}{2} - \mu}{kT} \right]}, \quad (42)$$

а концентрация дырок в заполненной* зоне

$$n_h(\mu) = \frac{4\pi (2m_h^*)^{3/2}}{h^3} \int_0^\infty \frac{w^{1/2} dw}{1 + \exp \left[\frac{w + \frac{\varepsilon^*}{2} + \mu}{kT} \right]}, \quad (43)$$

где m_e^* и m_h^* — эффективные массы, соответственно, электронов и дырок.

Положение μ -уровня определяется условием электрической нейтральности кристалла

$$n_h(\mu) - n_e(\mu) + N_+ P^+(\varepsilon_D; \mu) - N_- P^-(\varepsilon_A; \mu) + N' [f_\alpha P^+(\varepsilon_\alpha; \mu) - f_\beta P^-(\varepsilon_\beta; \mu)] = 0. \quad (44)$$

Здесь будут исследованы три специальные модели, причём во всех случаях положим $\varepsilon^* = 0,75 \text{ эВ}$, что примерно соответствует ширине запрещённой зоны германия и $m_e^* = m_h^* = m$. Температура равна 20°C .

Модель I. Предполагается, что все присутствующие химические примеси полностью ионизованы, так что условие, определяющее положение μ , приобретает вид

$$n_e(\mu) - n_h(\mu) + N_- - N_+ = N' [f_\alpha P^+(\varepsilon_\alpha; \mu) - f_\beta P^-(\varepsilon_\beta; \mu)]. \quad (45)$$

Предполагается далее, что в каждом случае имеется химическая примесь только одного типа. Облучение создаёт уровни $\varepsilon_\alpha = 0,175 \text{ эВ}$ и $\varepsilon_\beta = -0,175 \text{ эВ}$. Рассматриваемые значения f_α равны 0,4; 0,5 и 0,6, что соответствует наличию избытка акцепторов, равенству числа акцепторов и доноров и наличию избытка доноров.

Рис. 12 даёт зависимость μ от N' для исходного образца p -типа. Соответствующие кривые для вещества n -типа получены в результате зеркального отображения этих кривых от нулевого уровня и замены N_- на N_+ и f_α на $1 - f_\alpha$.

Если $f_\alpha = 0,6$, то каждой паре акцепторов соответствуют три донорных уровня, и исходное вещество p -типа при бомбардировке превращается в вещество n -типа. Избыток числа доноров над числом акцепторов равен $N'/5$. Заметим, что в том случае, когда $N'/5$ равно исходному избытку акцепторов, μ -уровень каждый раз проходит че-

рез $w=0$. Предельное положение μ -уровня при больших значениях N' , 0,1575 эв полностью определяется характером дополнительных уровней, появившихся в результате облучения, и соответствует вероятности ионизации доноров порядка $2/3$.

Если $f_\alpha = f_\beta = 0,5$, то ввиду симметрии этой модели μ -уровень приближается к середине зоны. Сопротивление образца будет при этом

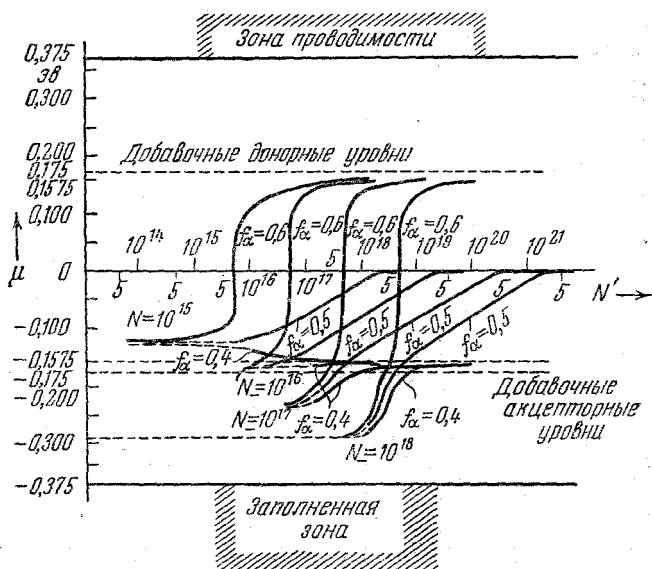


Рис. 12. Положение уровня Ферми как функция N' для вещества, которое перед бомбардировкой было p -типа.

плавно возрастать во время облучения независимо от того, имели ли мы вначале дело с материалом n - или p -типа. Если $f_\alpha = 0,4$, то облучение увеличивает избыток акцепторов, и вещество попрежнему будет p -типа. Интересно отметить, что тем не менее μ -уровень будет повышаться и сопротивление возрастать, если исходная концентрация полностью ионизованных атомов акцепторов высока. Это происходит потому, что доноры заполняют большую часть мест в «заполненной» зоне; большая часть дырок в облученном веществе захвачена трудно ионизируемыми акцепторными уровнями.

Модель II. Здесь принимается, что энергия активации акцепторов, введенных химическим путем, равна нулю; $\epsilon_D = -\epsilon_A = 0,375$ эв. (Заметим, что это не означает наличия полной ионизации.) Снова предполагается, что в каждом случае присутствует химическая примесь только одного типа. Принимается, далее, что облучение создаёт одинаковые концентрации донорных и акцепторных уровней ($f_\alpha = f_\beta = 0,5$) с энергиями $\epsilon_\alpha = -0,225$ эв и $\epsilon_\beta = -0,325$ эв соответственно.

Рис. 13 изображает зависимость μ от $N'/2$ (числа дополнительных донорных или акцепторных уровней) для различных исходных концентраций химических примесей. Во всех случаях по мере роста N' μ -уровень стремится к пределу $\varpi = -0,275$ эв.

Поведение этой модели аналогично поведению образца германия: вначале n -германий превращается в p -германий, а сопротив-

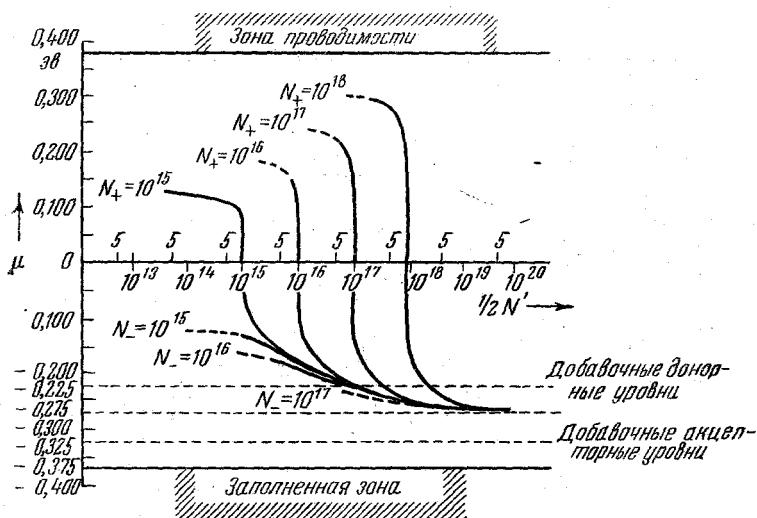


Рис. 13. Положение уровня Ферми как функция концентрации дополнительных донорных и акцепторных уровней для различных исходных концентраций.

ление p -германия сперва уменьшается, если концентрация химических акцепторов невелика. В случае очень загрязнённого германия p -типа, с другой стороны, сопротивление в ходе облучения увеличивается. Следует ожидать, что во всех случаях, когда подвижности одинаковы, значение сопротивления стремится к одному и тому же пределу.

Модель III. Эта модель предназначена для исследования поведения германия, содержащего примеси, созданные ядерными трансмутациями при условии, что атомы, находившиеся в междоузлиях, и вакантные места удалены путём термообработки.

Принято, что энергия активации исходных примесей как n -, так и p -типа равна нулю; поэтому примеси n - и p -типа, созданные облучением, содержатся в отношении 1:3. Положение μ -уровня определяется уравнением

$$n_e(\mu) - n_h(\mu) + \left[N_- + \frac{3}{4} N' \right] P+(-0,375; \mu) - \left[N_+ + \frac{1}{4} N' \right] P-(+0,375; \mu) = 0. \quad (46)$$

Рис. 14 даёт зависимость μ от $N'/2$, т. е. от избытка акцепторов над донорами. Снова следует отметить, что вещество n -типа превращается в вещество p -типа, а сопротивление вещества p -типа уменьшается.

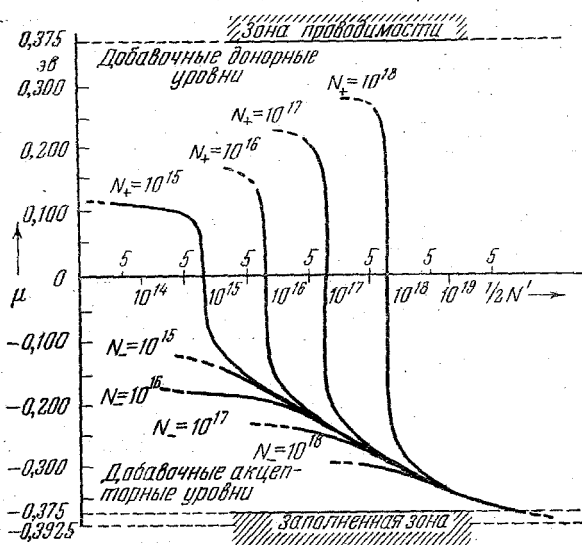


Рис. 14. Соотношение между положением уровня Ферми и избытком акцепторов над донорами, вызванными ядерной трансмутацией.

Во всех случаях предельное положение μ -уровня на $-0,3925$ эв ниже края заполненной зоны.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. K. Lark-Horovitz, Nat. Def. Res. Comm. Rep. № 14—585, стр. 7—57, май 1942 г. — ноябрь 1945 г.
2. J. Bardeen and G. L. Pearson, Phys. Rev. **75**, 865 (1949).
3. J. H. Scaff, H. C. Theuerer and E. E. Schumacher, Trans. Amer. Inst. Min. (metal) Eng. **185**, 383 (1949).
4. J. Bardeen and W. Brattain, Phys. Rev. **75**, 1216 (1949).
5. R. Bray, Purdue, Prog. Rep. февр. 1946 г. — янв. 1949 г., стр. 70.
6. Там же, сент. 1949 г. — ноябрь 1949 г. стр. 62.
7. E. Klontz and K. Lark-Horovitz, Progr. Rep., Contract No W 36—039—32020 (Signal Corps) август—октябрь 1948 г., стр. 41.
8. R. E. Davis and K. Lark-Horovitz, Progr. Rep., Contract No W 36—039—3220 (Signal Corps) ноябрь—1947 г. — январь 1948 г.
9. K. Lark-Horovitz, E. Bleuler, R. E. Davis and D. L. Tendam, Phys. Rev. **73**, 1256 (1948).
10. R. E. Davis, W. E. Johnson, K. Lark-Horovitz and S. Siegel, Phys. Rev. **74**, 1255 (1948).
11. R. E. Davis, W. E. Johnson, K. Lark-Horovitz and S. Siegel, A. E. C. D. Report No 2054 (1948).

12. W. E. Johnson and K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. **75**, 442 (1949).
13. H. M. James, Частное сообщение.
14. E. Klontz and K. Lark-Horovitz, Progr. Rep. дек. 1949 г. — февр. 1950 г., стр. 52.
15. H. L. Pomerance, Частное сообщение.
16. J. Cleland, K. Lark-Horovitz and J. C. Pigg, Phys. Rev. **78**, 814 (1950).
17. J. H. Crawford, K. Lark-Horovitz and J. C. Pigg, O. R. N. L. Quart. Rep. June 1950.
18. V. F. Weisskopf, Los Alamos Lectures, 1946.
19. E. Bleuler and D. J. Tendam, Progr. Rep. ноября 1947 — январь 1948.
20. N. Bohr, K. danske vidensk., Selsk. Skr. **8**, 8 (1948).
21. E. O. Allen and F. Seitz, Irradiation Chemistry and Physics. O. R. N. L. Rep. 1946.
22. F. Seitz, Discuss. Farad. Soc. **5**, 271 (1949).
23. G. E. Evans, Частное сообщение.
24. F. Dessauer, Z. Phys. **12**, 38 (1923).
25. H. Brooks and A. L. Lawson, Частное сообщение.
26. H. M. James, Частное сообщение.
27. J. Cleland and K. Lark-Horovitz, Progr. Rep. июнь 1949 — август 1949, стр. 106.
28. J. H. Crawford and K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. **78**, 815 (1950).
29. J. H. Crawford and K. Lark-Horovitz, Phys. Rev., в печати.
30. V. A. Johnson and K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. **79**, 176 (1950).
31. W. Shokley G. L. Pearson and J. R. Haynes, Phys. Rev. **78**, 295 (1950).
32. R. E. Davis and K. Lark-Horovitz, Progr. Rep. ноябрь 1947 — январь 1948, стр. 43.
33. N. H. Brattain and G. L. Pearson, Bull. Amer. Phys. Soc. **25**, 15 (1950).
34. J. H. Crawford J. H., O. R. N. L., Quart. Rep., в печати.
35. J. Cleland, J. H. Crawford, K. Lark-Horovitz and J. C. Pigg, O. R. N. L., Rep. Mar., 1950.
36. W. E. Johnson and K. Lark-Horovitz, N. E. P. A. Radiation Damage Symposium, декабрь 1948; Rep. No 1178—IER—23.
37. K. Lark-Horovitz, M. Becker, R. Davis and H. Y. Fan, Phys. Rev. **78**, 334 (1950).
38. I. G. Geib, Частное сообщение.
39. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc., Lond. **A124**, 429 (1929).
40. A. Barber and F. C. Champion, Proc. Roy. Soc. Lond. **A168**, 159 (1938).
41. E. S. Rittner, Phys. Rev. **73**, 1212 (1948).
42. K. G. McKay, Phys. Rev. **74**, 1606 (1948).
43. K. G. McKay, Phys. Rev. **74**, 1537 (1949).
44. A. Ansbacher and W. Ehrenberg, Nature, Lond. **A 164**, 144 (1949).
45. G. Orman, H. Y. Fan, G. J. Goldsmith and K. Lark-Horovitz, Bull. Amer. Phys. Soc. **25**, 15 (1950); Phys. Rev. **78**, 646 (1950).
46. K. Lark-Horovitz, Contractor's Final Rep. N. D. R. C. No 14—585, ноябрь 1945, стр. 49.
47. E. H. Putley, T. R. E., Memo. No 235 (1950).
48. T. M. Fry, Частное сообщение.
49. H. Muser, Zeits. Naturf. **5a**, 18 (1950).
50. V. A. Johnson and H. Y. Fan, Phys. Rev. **79**, 899 (1950).
51. W. Scanlon and K. Lark-Horovitz, Phys. Rev. **73**, 1256 (1948).