

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ХОЛЛОВСКОЙ ПОДВИЖНОСТИ В ЛЕГИРОВАННЫХ И НЕКОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Банная В. Ф., Веселова Л. И., Гершензон Е. М.

На примере легированного и слабо компенсированного Si<В> проведены исследования особенностей температурной зависимости подвижности при различных механизмах рассеяния.

Уточнен метод определения концентрации компенсирующей примеси по $\mu_I(T)$.

Полученные результаты обсуждаются и для Ge.

В последние годы созданы легированные полупроводники с очень малой компенсацией примесей, важные для применения при низких температурах. Оказалось, что в них проявляется ряд новых эффектов: образуются H^- -подобные центры [1], непривычно протекают кинетические процессы [2]. В частности, это заставляет вернуться к традиционному вопросу изучения температурной зависимости подвижности носителей μ для определения границ диапазонов параметров, когда проявляются механизмы рассеяния (МР) на акустических колебаниях решетки, нейтральных центрах и на ионах. В последнем случае интересно выяснить, наблюдается ли обсуждаемая в [3] немонотонность зависимости $\mu(T)$ при рассеянии на ионизованных центрах из-за роста их числа с повышением температуры.

1. В работе на примере Si<В> выполнены измерения холловской подвижности $\mu(T)$ в темновых условиях для широкого диапазона температур (20–300 К), концентраций и компенсаций примесей (параметры образцов приведены в таблице). Результаты эксперимента представлены на рис. 1. Видно, что подвиж-

№ образца	$N_d, \text{см}^{-3}$	$N_a, \text{см}^{-3}$	Т, К	$N_d, \text{см}^{-3}$ (расчет)
1	$3.5 \cdot 10^{12}$	$2.6 \cdot 10^{11}$	—	—
2	$3.0 \cdot 10^{14}$	$1.0 \cdot 10^{12}$	20	$1.0 \cdot 10^{12}$
			18	$1.5 \cdot 10^{12}$
			25	$1.4 \cdot 10^{12}$
			29	$2.0 \cdot 10^{12}$
3	$1.4 \cdot 10^{15}$	$2.6 \cdot 10^{13}$	25	$9.1 \cdot 10^{12}$
			28	$1.0 \cdot 10^{13}$
			30	$9.8 \cdot 10^{12}$
			40	$1.5 \cdot 10^{13}$
			45	$2.3 \cdot 10^{13}$
			50	$5.0 \cdot 10^{13}$
4	$7.6 \cdot 10^{14}$	$1.3 \cdot 10^{14}$	25	$8.5 \cdot 10^{13}$
			30	$1.0 \cdot 10^{14}$
			40	$1.5 \cdot 10^{14}$
			50	$1.7 \cdot 10^{14}$
60	$2.6 \cdot 10^{14}$			
5	$2.3 \cdot 10^{16}$	$3.5 \cdot 10^{12}$	—	—
6	$3.5 \cdot 10^{16}$	$7.5 \cdot 10^{12}$	—	—

ность падает с ростом температуры во всем диапазоне T (за исключением образца 6). Изменение происходит по-разному: чем чище образец, тем круче зависимость $\mu(T)$ и ближе к значениям подвижности для самого чистого об-

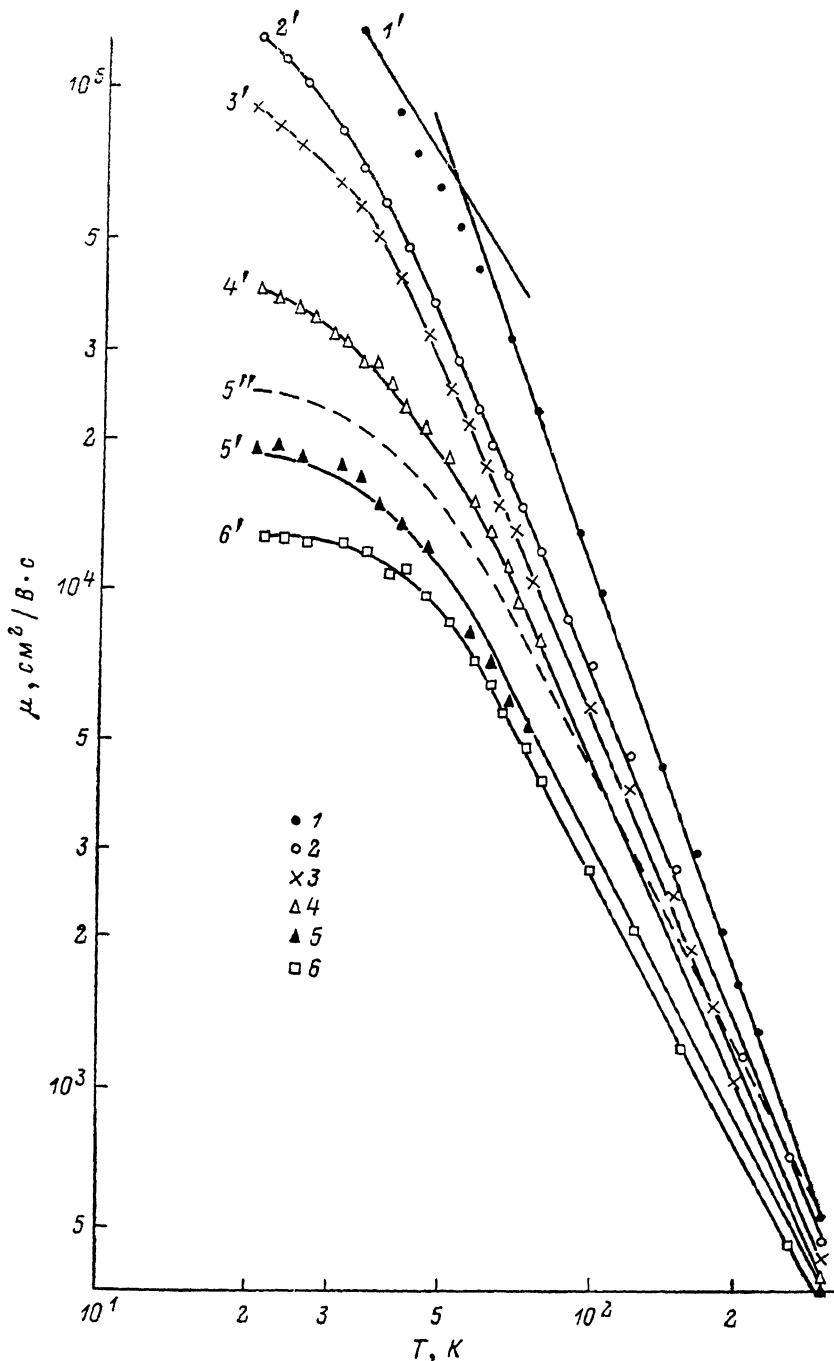


Рис. 1. Температурные зависимости подвижности для образцов Si.

1—6 соответствуют номерам образцов в таблице; 1'—6' — расчет по формуле (9); 5'' — расчет $\mu(T)$ для образца 5 по формуле (1).

разца 1. В области высоких температур все зависимости переходят в степенные с различающимися показателями степени. Кроме того, к уменьшению подвижности при всех температурах приводит и увеличение концентрации легирующей примеси. Особенно это сказывается при низких температурах. С ростом T

значения μ для разных образцов сближаются, однако различие сохраняется вплоть до 300 К. Особенностью образца 6 является наличие небольшого плато в области самых низких температур.

Для одного из образцов (5) был выполнен простейший расчет [4] суммарной подвижности μ_{Σ} :

$$\mu_{\Sigma}^{-1} = \sum_i \mu_i^{-1}, \quad (1)$$

где μ_i — подвижность, соответствующая i -му МР. Вклад каждого из указанных ранее МР учитывался просто аддитивно. Результат представлен кривой 5^а рис. 1. Видно, что полученная зависимость $\mu_{\Sigma}(T)$ качественно повторяет ход экспериментальной кривой $\mu(T)$, оставаясь выше ее во всем диапазоне температур. При комнатной температуре $\mu_{\Sigma}/\mu \approx 2$. Это хотелось бы подчеркнуть особо, так как принято считать, что при высоких температурах в Si существует только один МР — на акустических фононах и подвижность не зависит от концентрации примеси. Эксперимент показывает, что это не так. Нужно найти способ правильно описать полученные результаты.

2. Обсудим влияние каждого из МР — на тепловых колебаниях решетки, ионизованных и нейтральных центрах; влиянием H^- -центров в отсутствие подсветки можно пренебречь.

а) В рассматриваемых материалах подвижность, обусловленная рассеянием на ионизованных примесях, хорошо описывается формулой Брукса—Херринга, согласно которой $\mu_I(T) \sim T^{3/2}$ только для тех интервалов значений T , когда можно считать $N_I = \text{const}$.

На рис. 2 приведены кривые $\mu_I(T)$ для Si B, рассчитанные по формуле Брукса—Херринга с учетом изменения концентрации свободных носителей заряда и ионизованных центров с температурой. Результаты расчета представлены в виде трех серий (I—III). Концентрация акцепторов N_a в каждой серии менялась от $\sim 10^{14}$ до $\sim 10^{17}$ см⁻³, а концентрация доноров N_d в каждой серии была постоянной.

Видно, что для всех кривых при низких температурах существует такой интервал, где подвижность растет с температурой по закону, близкому к $\mu_I \sim T^{3/2}$, независимо от величины N_a . Сами значения μ_I (при каждой температуре) уменьшаются с ростом N_a . При увеличении температуры все кривые имеют максимум, а затем наблюдается спад подвижности, который тем сильнее, чем меньше степень компенсации образца ($K = N_d/N_a$). При значениях $K \leq 10^{-2}$ существует область температур ($T \geq 50$ К), где μ_I определяется только концентрацией основной примеси ($p > N_a$). Как только примесь истощается ($p = N_a - N_p$), подвижность снова меняется по закону $\mu \sim T^{3/2}$.

б) При очень низких температурах основную роль может играть рассеяние на нейтральных центрах μ_n . Расчет μ_n проводился по формуле

$$\mu_n = 5 \cdot 10^2 / N_n(T), \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с},$$

коэффициент получен авторами из статистической обработки измерений $\mu(T)$ для большого числа образцов в диапазоне температур, где обсуждаемый МР заведомо является преобладающим. Зависимости μ_n от T также представлены на рис. 2 для различных концентраций нейтральных центров ($N_n = 10^{14} \div 10^{17}$ см⁻³). Видно, что, начиная с некоторых температур (увеличивающихся с ростом N_n), значения μ_n сильно возрастают с температурой, т. е. увеличение концентрации ионизованных центров приводит к уменьшению концентрации нейтральных.

в) Рассеяние на акустических фононах в Si имеет степенную зависимость от температуры с различающимися показателями степени в разных температурных областях (рис. 2): при $T < 50$ К $\mu_{ак} \sim T^{-3/2}$, при более высокой T $\mu_{ак} \sim T^{-2.7}$ [4].

Теперь можно сравнить температурные зависимости подвижности, обусловленной различными МР. Их удобно сопоставлять с рассеянием на акустических фононах, так как оно не зависит от параметров материала. Из рис. 2 видно, что только для достаточно чистых образцов ($N_a \sim 10^{14}$, $N_d \leq 10^{12}$ см⁻³) μ_n и μ_I достаточно велики по сравнению с $\mu_{ак}$ для всех температур, и, следовательно,

основной вклад в μ дает $\mu_{ак}(T)$. По мере увеличения N_a и N_x уже нельзя выделить температурную область преобладания какого-либо одного МР. Так, например, для образцов с $N_a \geq 10^{15}$ и $N_x = 10^{12}$ см $^{-3}$ необходимо учесть при $T \leq 40$ К вклад рассеяния на нейтральных центрах, а при $N_a = 10^{15}$, $N_x =$

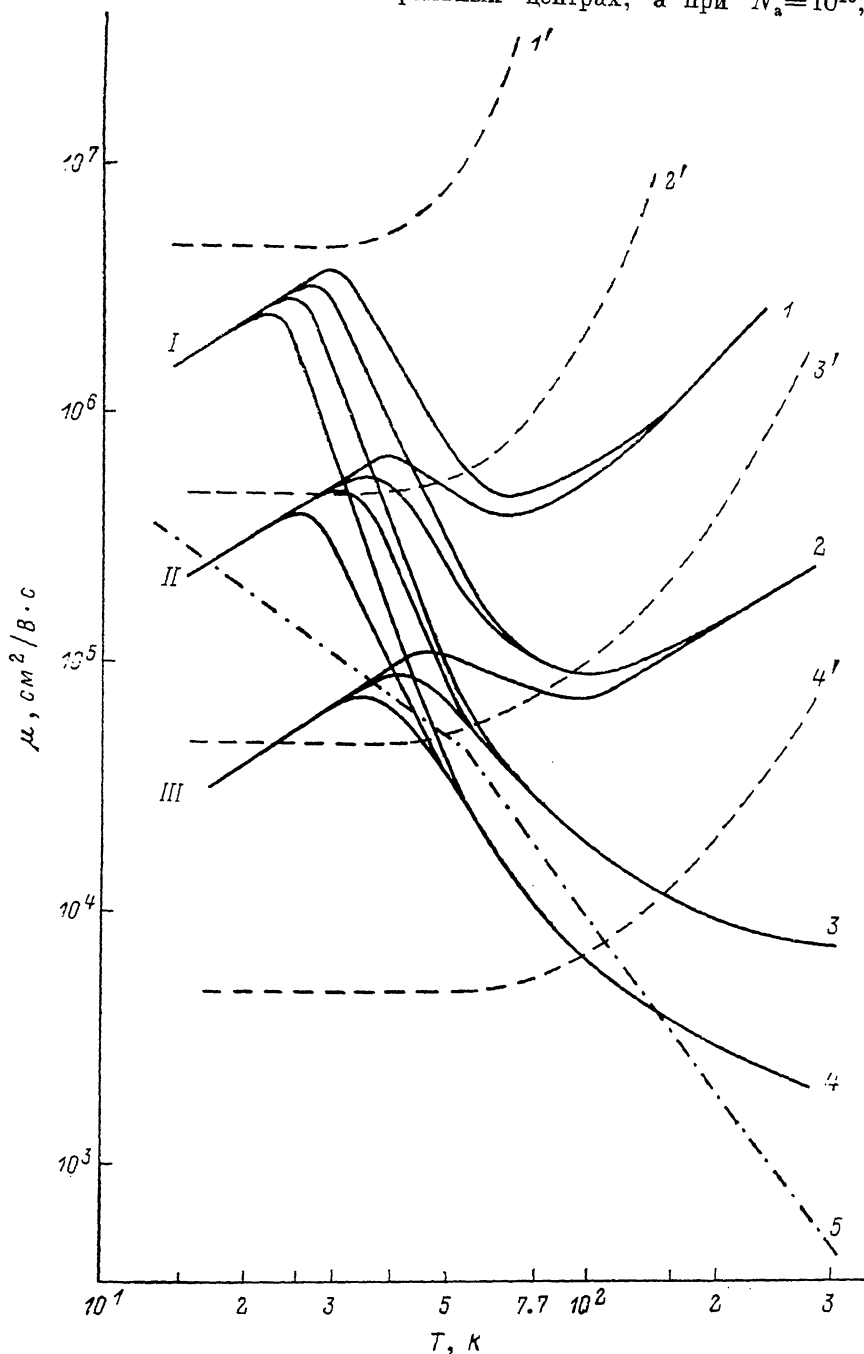


Рис. 2. Теоретические температурные зависимости μ_I (1—4), μ_n (1'—4') и $\mu_{ак}$ (5) для Si. N_x , см $^{-3}$: I — 10^{12} , II — 10^{13} , III — 10^{14} ; 1—4 — N_a , 1'—4' — N_n ; N_a , N_n , см $^{-3}$: 1, 1' — 10^{14} , 2, 2' — 10^{15} , 3, 3' — 10^{16} , 4, 4' — 10^{17} .

$= 10^{13}$ см $^{-3}$ — еще и на ионизованных примесях вплоть до $T \approx 100$ К. Для сильно легированных образцов ($N_a = 10^{16}$, 10^{17} см $^{-3}$) $\mu(T)$ определяется рассеянием на нейтральных центрах при низких температурах, а при более высокой — на акустическом и ионизованном.

Таким образом, из общих соображений следует, что в кремнии невозможно подобрать такие значения параметров N_a и N_d , чтобы определяющим МР было рассеяние на ионизованных примесях, и, следовательно, нельзя «в чистом виде» наблюдать немонотонность $\mu_I(T)$. С другой стороны, при $N_a > 10^{15}$ необходимо, по-видимому, учитывать вклад рассеяния на ионизованных центрах практически до $T \approx 300$ К.

3. Проведем вычисление результирующей подвижности, более строго учитывая вклад различных механизмов рассеяния. Для полного времени релаксации τ имеем

$$\tau^{-1}(\varepsilon) = \sum_i \tau_i(\varepsilon)^{-1}, \quad (2)$$

$\varepsilon = E/kT$, E — энергия носителей. Для расчета τ необходимо усреднить выражение (2), где от энергии зависят только $\tau_{ак}(\varepsilon)$ и $\tau_I(\varepsilon)$; следовательно, усреднению по энергии подлежит выражение

$$\tau'(\varepsilon) = \tau_I(\varepsilon) \tau_{ак}(\varepsilon) / [\tau_I(\varepsilon) + \tau_{ак}(\varepsilon)]. \quad (3)$$

В общем случае время релаксации есть степенная функция энергии

$$\tau(\varepsilon) = \tau_0(kT) \varepsilon^{r-1/2}, \quad (4)$$

где $\tau_0(kT)$ — коэффициент, имеющий размерность времени и зависящий от температуры и МР ($\tau_{0 ак}$, $\tau_{0 I}$), r зависят только от МР [5].

Подставляя в (3) выражения для соответствующих τ , имеем

$$\tau'(\varepsilon) = \tau_{0 ак} \varepsilon^{3/2} / (\varepsilon^2 + a^2), \quad (5)$$

где $a^2 = \tau_{0 ак} / \tau_{0 I}$.

После усреднения выражения (5) получим

$$\langle \tau'(\varepsilon) \rangle = \frac{\tau_{0 ак}}{\Gamma(5/2)} [1 + a^2 (\cos a Ci a - \sin a Si a)], \quad (6)$$

а для подвижности —

$$\mu_{ак+I} = \frac{\mu_{0 ак}}{\Gamma(5/2)} I, \quad (7)$$

где

$$I = [1 + a^2 (\cos a Ci a - \sin a Si a)], \quad (8)$$

$Ci a$, $Si a$ — интегральные косинус и синус соответственно, $\Gamma(5/2)$ — гамма-функция [6, 7].

На рис. 3 (кривая 1) приведена зависимость $I = f(a)$, рассчитанная по формуле (8) в широком диапазоне значений a . Видно, что при $a \rightarrow 0$ $\mu_{ак+I} \rightarrow \mu_{0 ак} / \Gamma(5/2)$, так как $I \rightarrow 1$. С увеличением a значения I убывают и составляют ~ 0.6 при равном вкладе указанных механизмов рассеяния. Дальнейшее возрастание a приводит к медленному спаду I .

Зная зависимость $I = f(a)$, можно в $\mu_{ак+I}$ разделить вклады МР на акустических фононах и на ионизованных примесях. Так как при заданной температуре коэффициент при I в (7) — число, то, зная $\mu_{ак+I}$, легко рассчитать I , а затем и $a^2 = \mu_{0 ак} / \mu_{0 I} [\mu_{0 ак}(T)]$ известно]. Теперь сравним зависимости $\mu(T)$, рассчитанные по (7) и (1). На рис. 3 приведена кривая 2 для $\Delta \mu / \mu_{ак+I}$, где $\Delta \mu = \mu_{\Sigma} - \mu_{ак+I}$. Видно, что эта зависимость немонотонна, максимум достигает ~ 0.7 при значениях $a \sim (1 \div 2)$, т. е. когда $\mu_{ак}$ и μ_I сравнимы. Таким образом, при стандартном расчете подвижности по (1) есть область значений a , где ошибка в определении подвижности может составить $\sim 70\%$.

Для примера рассчитаем зависимость $\mu(T)$ для образца p -Si, в котором вклад μ_I оказывает максимальное влияние на суммарную подвижность. Из анализа рис. 2 видно, что параметры такого образца должны быть следующими: $N_a = 10^{16}$, $N_d = 10^{14}$ см $^{-3}$.

Результирующая подвижность может быть определена из выражения

$$\mu^{-1} = \mu_{\text{ак}+I}^{-1} + \mu_{\text{н}}^{-1}. \quad (9)$$

Здесь аддитивность правомочна, так как рассеяние на нейтральных центрах не зависит от энергии. Результаты расчета представлены на рис. 4. Видно, что при низких температурах величины $\mu_{\text{ак}}$ и $\mu_{\text{н}}$ сравнимы; кривая 3 — $\mu_I(T)$ немонотонна, а значения μ_I и $\mu_{\text{ак}}$ довольно близки во всем интервале температур. Однако в суммарной зависимости $\mu(T)$ (кривая 4) практически не проявляется температурный ход

4. Для сравнения результатов расчета по (9) с экспериментальными данными был выполнен расчет суммарной подвижности для всех рассматриваемых образцов. Видно, что теория (кривые 1'—6' на рис. 1) хорошо описывает экспериментальные результаты во всем диапазоне температур и концентраций.

Видно также, что подвижность определяется рассеянием только на нейтральных центрах лишь для образцов 5 и 6, да и то при самых низких температурах. Во всех остальных случаях (кроме образца 1, о котором будет сказано далее)

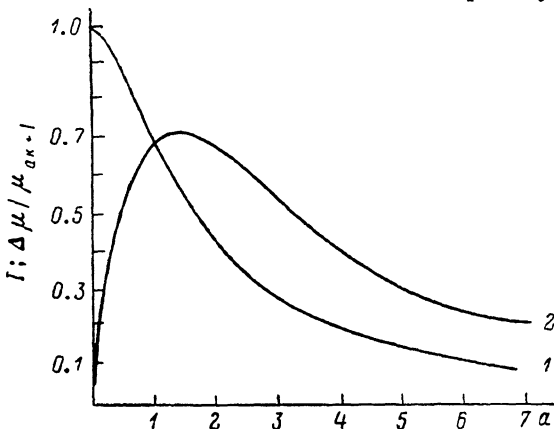


Рис. 3. Зависимость интеграла I (1) и $\Delta\mu/\mu_{\text{ак}+I}$ (2) от параметра a .

измеренная подвижность обусловлена смешанным механизмом рассеяния во всей области T .

Кривая 1 соответствует зависимости $\mu(T)$ для самого чистого образца ($N_{\text{а}} = 3.5 \cdot 10^{12}$, $N_{\text{д}} = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и во всем температурном интервале хорошо описывается рассеянием на акустических фононах. Это дает возможность считать для этого образца $\mu = \mu_{\text{ак}}$.

Следует обратить внимание на то, что расчет хорошо описывает и различие в значениях μ при комнатных температурах. Следовательно, вплоть до 300 К имеется некоторый вклад рассеяния на ионизованных примесях. С этим также могут быть связаны и различные степенные зависимости $\mu(T)$ в легированных образцах при высоких температурах; обычно они объясняются только вкладом рассеяния на оптических фононах.

5. После проведенного анализа интересно выяснить, насколько полученные результаты характерны и для Ge. Был выполнен аналогичный расчет подвижности для Ge (Sb) в широком диапазоне температур ($4.2 \div 300 \text{ К}$) и концентраций примесей ($N_{\text{а}} = 10^{11} \div 10^{14}$, $N_{\text{д}} = 10^{13} \div 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Значения $N_{\text{а}}$ выбраны так, что примесные центры можно считать изолированными. Полученные кривые $\mu_{\text{ак}}(T)$, $\mu_I(T)$ и $\mu_{\text{н}}(T)$ представлены на рис. 5. Видно, что, как и в Si, зависимости $\mu_I(T)$ и $\mu_{\text{н}}(T)$ имеют аномальный характер. Однако при больших $N_{\text{а}}$ значения $\mu_I(T)$ в области немонотонности по абсолютной величине существенно меньше, чем $\mu_{\text{ак}}$. Казалось бы, что в таких образцах немонотонность должна проявиться в результирующей подвижности.

Расчет температурной зависимости суммарной подвижности μ был выполнен для максимальных концентраций ($N_{\text{д}} = 5 \cdot 10^{15}$, $N_{\text{а}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$). На рис. 4 приведены зависимости $\mu_{\text{ак}}(T)$, $\mu_{\text{н}}(T)$, $\mu_I(T)$, $\mu(T)$ для Ge. Видно, что $\mu_{\text{ак}}(T)$

и $\mu_n(T)$ подобны соответствующим кривым для Si. Ход $\mu_I(T)$ существенно различается при высоких температурах. Начиная с $T \sim 70$ К, μ_I в Ge возрастает, а в Si продолжает уменьшаться. Однако вид $\mu(T)$ в Ge, так же как и в Si, отличается от вида $\mu_I(T)$: с ростом температуры подвижность сначала проходит через максимум подобно $\mu_I(T)$, но затем монотонно падает, приближаясь при $T \gg 10$ К к $\mu_{ак}(T)$. Видно также, что μ практически во всем температурном интервале определяется влиянием всех механизмов рассеяния. Таким образом, в Ge, как и в Si, невозможно выбрать образцы и интервалы температур, где подвижность определялась бы только $\mu_I(T)$.

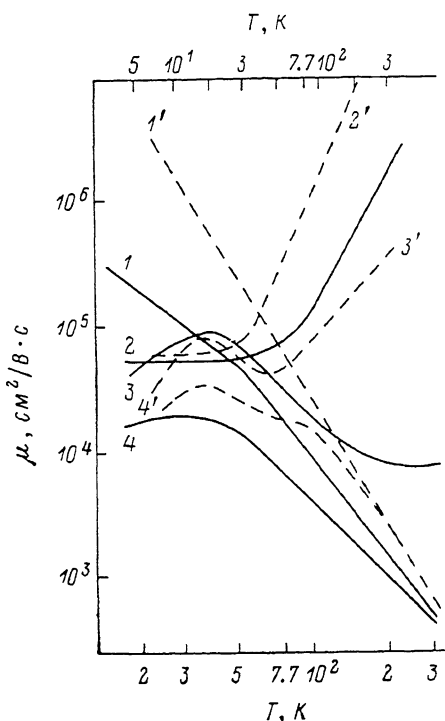


Рис. 4. Температурные зависимости $\mu_{ак}(I, I')$, $\mu_n(2, 2')$ и $\mu_I(3, 3')$ для образцов Si (1-4) и Ge (1'-4').

Для Si: $N_a=10^{16}$, $N_d=10^{14}$ см⁻³; для Ge: $N_a=5 \cdot 10^{15}$, $N_d=10^{14}$ см⁻³; 4, 4' — суммарные подвижности по (9) для Si и Ge соответственно.

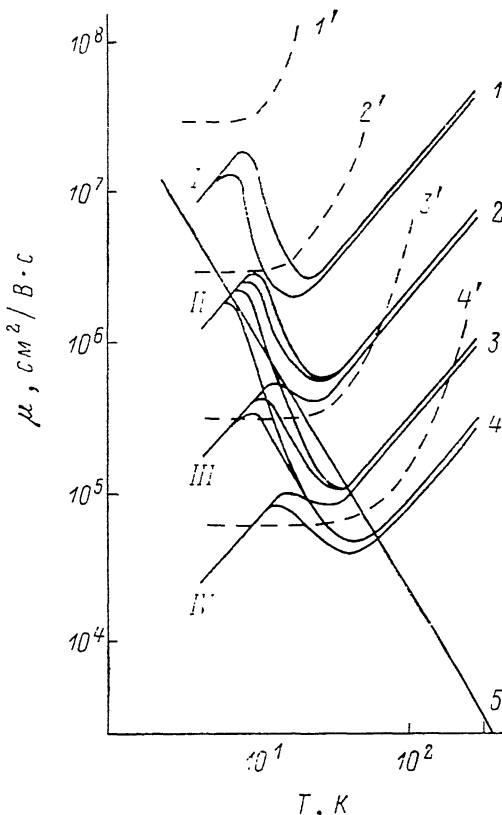


Рис. 5. Теоретические температурные зависимости $\mu_I(I-4)$, $\mu_n(I'-4')$ и $\mu_{ак}(5)$ для Ge<Sb>.

N_a , см⁻³: I — 10^{15} , II — 10^{12} , III — 10^{13} , IV — 10^{14} ; I-4 — N_d , I'-4' — N_n ; N_n , см⁻³: 1, 1' — 10^{13} , 2, 2' — 10^{14} , 3, 3' — 10^{15} , 4, 4' — $5 \cdot 10^{15}$.

6. Исходя из сказанного, можно уточнить способ определения концентрации компенсирующей примеси в полупроводнике по зависимости $\mu_I(T)$:

— выделив при данной температуре из измеренной подвижности по (9) $\mu_{ак+I}$, можно найти $\mu_0 I$ по указанной выше схеме [используя кривую I — I(a), рис. 3];

— с учетом (4) вычислить значения μ_I ;

— зная μ_I и концентрацию свободных носителей при данной температуре, по формуле Брукса—Херринга найти концентрацию компенсирующей примеси.

Важно отметить, что зависимость I(a) носит достаточно универсальный характер.

Полученные таким образом в интервале температур $\sim 20 \div 60$ К значения $N_{x, расч}$ от T представлены в таблице. Видно, что они отличаются от определяемых по стандартной холловской методике не более чем вдвое. Метод ограничен как со стороны низких ($a < 1$), так и со стороны высоких температур ($N_x \sim p$).

Кроме того, в сильно легированных материалах этот способ определения может дополнительно ограничиваться влиянием нейтрального рассеяния.

Следует отметить, что предлагаемый метод определения N_d особенно перспективен в случае, когда образцы содержат несколько видов основных примесей, так как он практически не зависит от их химической природы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. // УФН. 1980. Т. 132. В. 1. С. 353—378.
- [2] Ворожцова Л. А., Гершензон Е. М., Гурвич Ю. А., Исмаилова Ф. М., Литвак-Горская Л. Б., Мельников А. П. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 4 (10). С. 1419—1430.
- [3] Джакели В. Г., Качлишвили З. С. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 583.
- [4] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 558 с.
- [5] Блатт Ф. Дж. Теория подвижности электронов в твердых телах. М., 1963. 320 с.
- [6] Аскеров Б. М. Теория явлений переноса в полупроводниках. Баку, 1963. 416 с.
- [7] Ансельм А. И., Клячкин В. И. // ЖЭТФ. 1952. Т. 22. В. 1. С. 297—301.

Московский государственный
педагогический институт
им. В. И. Ленина

Получена 29.06.1988
Принята к печати 10.10.1988