

Все сказанное не исключает, однако, возможности влияния (при подходящих условиях) длительности импульса облучения на скорость вторичного дефектообразования. В [12] мы сообщали, что не только скорости образования, но и типы образующихся дефектов в кремнии оказываются различными при облучении импульсами электронов различной длительности (3.7 и 200 мкс). Существование таких зависимостей представляется вполне объяснимым, поскольку постоянные времени целого ряда квазихимических реакций в облученном кремнии, по-видимому, превышают 3.7 мкс и могут быть меньше или сравнимыми с 200 мкс.

Список литературы

- [1] Панов В. И., Смирнов Л. С. // ФТП. 1974. Т. 5. В. 2. С. 346—348.
- [2] Золотухин А. А., Коваленко А. К., Мещерякова Т. М. и др. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 6. С. 1201—1202.
- [3] Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 345—347.
- [4] Войцеховский А. И., Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В. и др. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 17. С. 1054—1057.
- [5] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Ломасов В. Н. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 164—167.
- [6] Emtsev V. V., Mashovets T. V., Mikhnovich V. V., Vitovskii N. A. // Mater. Sci. Forum / Ed. by G. Ferenzi. Switzerland—Germany—UK—USA, 1989. P. 1151—1156.
- [7] Ершов С. Н., Пантелеев В. А., Нагорных С. Н. и др. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 1. С. 322—323.
- [8] Перель В. И., Ясевич И. Н. // Матер. VIII зимней школы по физике полупроводников ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1977. С. 61—93.
- [9] Рывкин С. М. Фотозлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [10] Song L. W., Benson B. W., Watkins G. D. // Phys. Rev. 1986. V. B33. P. 1452.
- [11] Watkins G. D., Brower K. L. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. N 22. P. 1329—1332.
- [12] Емцев В. В., Машовец Т. В., Абдусаттаров А. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2106—2109.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 14.06.1989
Принято к печати 29.06.1989

ФТП, том 23, вып. 12, 1989

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$

Мартяхин В. А.

Рекомбинационные свойства полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ к настоящему времени изучены еще недостаточно. Наиболее полно результаты таких исследований изложены в работе [1], в которой авторы исследовали температурную зависимость времени релаксации возбужденных электрическим полем неравновесных носителей заряда. В результате этих исследований был сделан вывод, что в полупроводниковых сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ рекомбинация неравновесных носителей заряда осуществляется через центры типа Шокли—Рида. Однако следует заметить, что в работе [1] фактически измерялось время жизни электронов, так как время релаксации возбужденных электрическим полем носителей определяется временем жизни тех носителей, концентрация которых больше [2].

Настоящая работа посвящена исследованию температурных зависимостей времен жизни неравновесных электронов и дырок в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ в диапазоне температур 4.2—40 К и определению на основе этих исследований доминирующего механизма рекомбинации в этих материалах.

Температурные зависимости времен жизни неравновесных электронов τ_n и дырок τ_p в исследуемых образцах определялись из исследований полевых зависимостей фотопроводимости (ФП) и фотомагнитного эффекта (ФМЭ) при различных температурах при воздействии на образцы излучения лазера с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм [3, 4]. Обработка экспериментальных результатов про-

изводилась с помощью основных выражений для фотоэлектрических эффектов [5]. При расчетах (согласно проведенным оценкам) полагалось, что скорость поверхностной рекомбинации невелика. Кроме того, измерения коэффициента собственного поглощения в исследуемых образцах показали, что $\alpha \approx 800 \text{ см}^{-1}$, а квантовый выход, согласно работе [6], был принят равным единице.

Результаты эксперимента для двух характерных типов образцов показаны на рис. 1 и 2 точками. Представленные на этих рисунках температурные зависимости τ_n и τ_p нельзя объяснить прямыми межзонными процессами, поскольку в этом случае, как правило, характерным является равенство времен жизни

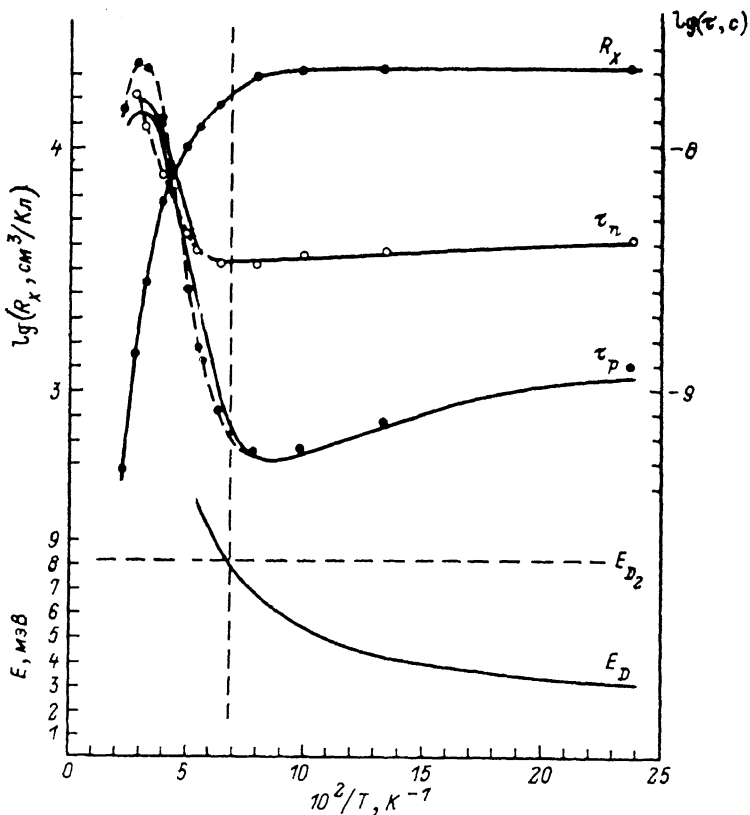


Рис. 1. Температурные зависимости τ_n , τ_p , E_D и коэффициента Холла R_H для образца 18-5-1.

Здесь и на рис. 2 для τ_n и τ_p сплошные линии — теория, точки — эксперимент.

неравновесных электронов и дырок [4]. Кроме того, экспоненциальный характер температурных зависимостей времен жизни неравновесных носителей заряда, наблюдаемый на рис. 1 и 2, характерен для рекомбинационных процессов через примесные состояния. Поэтому прямые межзонные переходы в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ при температурах $T < 40 \text{ K}$, по-видимому, несущественны в сравнении с переходами через примесные состояния. А тот факт, что для всех исследованных образцов было получено $\tau_n > \tau_p$, указывает на захват неравновесных дырок ловушками [2].

Для объяснения полученных экспериментальных результатов предполагалось, что рекомбинация неравновесных носителей заряда в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ происходит через глубокие донорные состояния, находящиеся вблизи валентной зоны [7], причем захват неравновесных дырок осуществляется этими рекомбинационными центрами. Тогда для описания наблюдаемых зависимостей можно воспользоваться выражениями Шокли—Рида для случая большой концентрации рекомбинационных центров [2]. Анализ формул Шокли—Рида применительно к $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ показал, что при температурах

$T < 40$ К и концентрации рекомбинационных центров $N_s < 10^{18}$ см $^{-3}$ температурные зависимости времен жизни неравновесных носителей заряда хорошо описываются выражениями

$$\tau_n \approx \tau_{p_0} + \tau_{n_0} \frac{p_1 + N_s}{n_0}, \quad (1a)$$

$$\tau_p \approx \tau_{p_0} + \tau_{n_0} \frac{p_1}{n_0}. \quad (1b)$$

Используя полученные в [7] значения энергии активации E_{NS} глубоких примесных состояний в полупроводниковых сплавах n -Bi $_{1-x}$ Sb $_x$, с помощью

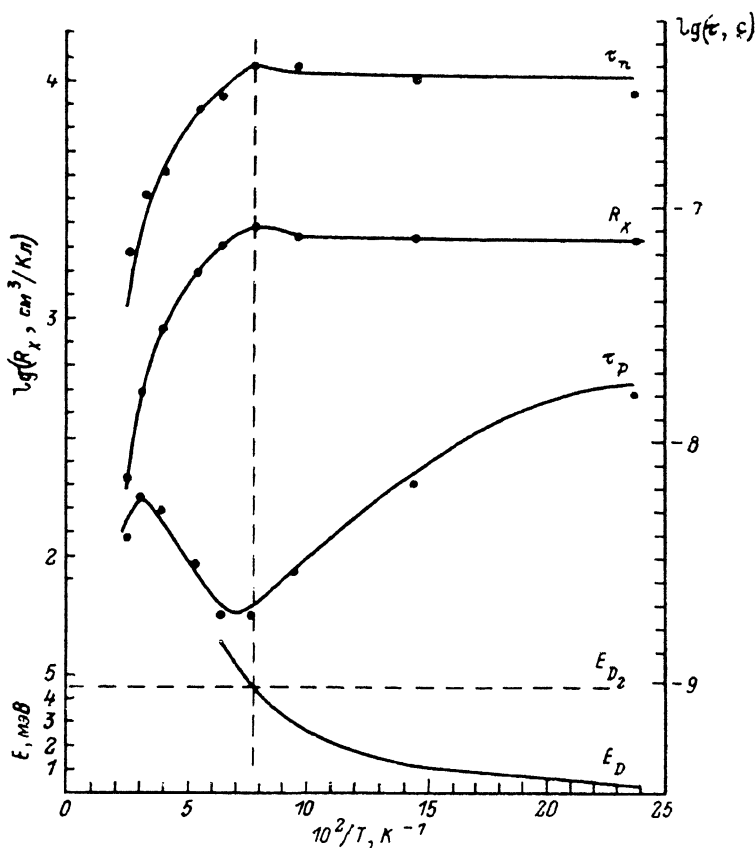


Рис. 2 Температурные зависимости τ_n , τ_p , E_D и коэффициента Холла R_H для образца М-18-1.

выражений (1) проводили подгонку расчетных температурных зависимостей τ_n и τ_p к экспериментальным. Подгоночными параметрами были τ_{n_0} , τ_{p_0} и N_s . Кроме того, требовалась корректировка величины E_{NS} для конкретных образцов. При расчетах полагалось, что τ_{n_0} не зависит от температуры, а τ_{p_0} выражалось температурной зависимостью вида

$$\tau_{p_0} = \tau'_{p_0} (1 + ae^{-b/T}). \quad (2)$$

В результате численных расчетов для образцов, представленных на рис. 1 и 2, были получены параметры, приведенные в таблице. Причем оказалось, что $\tau_{n_0} \gg \tau_{p_0}$, т. е. вероятность захвата дырок примесными центрами намного превосходит вероятность захвата электронов, что вполне соответствует природе рекомбинационных центров (доноры) и их энергетическому положению. Такие же по порядку величины значения τ_{n_0} и τ_{p_0} были получены и на других образцах.

Это указывает на слабую концентрационную зависимость времен захвата носителей заряда на рекомбинационные центры.

№ образца	E_g , мэВ	E_{N_s} , мэВ	$N_s \cdot 10^{-14}$, см ⁻³	$\tau_{n_0} \cdot 10^7$, с	$\tau'_{p_0} \cdot 10^{-10}$, с	$n_0 \cdot 10^{-15}$, см ⁻³	a	b'	Размеры, мм
18-5-1	19.7	8	0.015	6	1.74	0.3	7.27	0.4	5.9×1.4×0.11
М-18-1	17.5	4.5	50	1.85	4	2.7	17.7	0.33	2.8×1.11×0.07

Рассчитанные температурные зависимости τ_n и τ_p представлены на рис. 1 и 2 сплошными линиями. Очевидно, что выражения (1) вполне удовлетворительно описывают экспериментальные зависимости времен жизни неравновесных электронов и дырок.

Анализ выражений (1) и численные расчеты показывают, что рекомбинационные центры, не оказывая влияния на τ_p , сильно влияют на температурную зависимость τ_n . Так, при $N_s \rightarrow 0$ мы имеем во всем температурном интервале $\tau_n \approx \tau_p$, т. е. с повышением температуры при $\tau_{n_0} (p_1/n_0) > \tau_p$ начинается экспоненциальный рост τ_n . При увеличении концентрации рекомбинационных центров второй член в выражении (1а) играет все более заметную роль, и в случае, если $N_s \gg p_1$ в широком температурном интервале, время жизни неравновесных электронов будет равно

$$\tau_n \approx \tau_{n_0} \frac{N_s}{n_0}, \quad (3)$$

а поскольку N_s и τ_{n_0} от температуры не зависят, то τ_n изменяется обратно пропорционально n_0 .

С учетом изложенного температурная зависимость τ_n , представленная на рис. 2, характерна для образцов, имеющих большую концентрацию рекомбинационных центров. А температурная зависимость τ_n , представленная на рис. 1, относится к образцам, у которых концентрация рекомбинационных центров невелика, но тем не менее они оказывают существенное влияние на процессы рекомбинации, вызывая захват неравновесных дырок. Теперь, возвращаясь к результатам работы [1], можно заключить, что в этой работе исследовались образцы, имеющие небольшую концентрацию рекомбинационных центров.

Из выражения (3) можно сделать полезный вывод. В полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с доминирующим механизмом рекомбинации через центры типа Шюкли—Рида для достижения при низких температурах максимального времени жизни основных носителей заряда (в данном случае — электронов) необходимо, чтобы концентрация рекомбинационных центров была как можно больше. Это бывает иногда необходимым при создании фотоприемников с максимальной чувствительностью.

При изучении рекомбинационных процессов через примесные состояния полезным является введение так называемых демаркационных уровней. В случае низкого уровня возбуждения в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($\Delta E, \Delta p \ll n_0$) положение демаркационного уровня E_D можно определить следующим образом [2]:

$$E_D = -E_F + kT [\ln (\tau_{n_0}/\tau_{p_0})], \quad (4)$$

где E_D отсчитывается от потолка валентной зоны. Здесь учтено, что в полупроводниковых сплавах $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ $m_p \approx m_n$ [7].

Рассчитанные с помощью выражения (4) температурные зависимости положения демаркационного уровня E_D для представленных образцов приведены в нижней части рис. 1 и 2. На этих же рисунках штриховыми линиями показаны энергетические положения рекомбинационных центров, полученные описанным выше способом. Из представленных рисунков видно, что при низких температурах, когда имеет место примесная проводимость, примесные состояния в исследованных образцах являются центрами прилипания. При более высоких температурах, когда температурные зависимости проводимости образцов и вре-

мен жизни неравновесных носителей заряда носят экспоненциальный характер, примеси становятся центрами рекомбинации.

Таким образом, представленные в настоящей работе результаты показывают, что полученные экспериментально температурные зависимости τ_n и τ_p хорошо объясняются рекомбинацией неравновесных носителей заряда через рекомбинационные центры, роль которых выполняют глубокие примесные состояния, описанные в [7].

Автор признателен В. И. Трифонову за полезные обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] Богданов Е. В., Брандт Н. Б., Мананков В. М., Флейшман Л. С. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 7. С. 1263—1268.
- [2] Рывкин С. М. Фотозлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [3] Трифонов В. И., Мартяхин В. А., Стукан В. А., Заец Н. Ф. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 8. С. 1641—1644.
- [4] Равич Ю. И. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М., 1967. 96 с.
- [5] Смит С. Полупроводники. М., 1982. 560 с.
- [6] Мартяхин В. А., Олейников А. Я., Смирнов А. Я., Стукан В. А., Трифонов В. И. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 9. С. 1716—1719.
- [7] Мартяхин В. А., Трифонов В. И. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 3. С. 407—411.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Получено 23.05.1986
Принято к печати 10.07.1989

ФТП, том 23, вып. 12, 1989

ВЛИЯНИЕ КИСЛОРОДА И УГЛЕРОДА НА ПОВЕДЕНИЕ МАРГАНЦА В *n*-Si

Лебедев А. А., Абдурахманов К. П., Витман Р. Ф.,
Гусева Н. Б., Далиев Х. С., Утамурадова Ш. Б.

Среди примесей, создающих глубокие уровни в запрещенной зоне и обладающих высокой миграционной способностью и поэтому зачастую ответственных за деградацию различных характеристик полупроводниковых приборов, особое место занимают переходные металлы, в частности марганец. Известно, что полная концентрация введенного марганца $N_{Mn}^{от}$, определенная методами активационного анализа или меченых атомов, примерно на 1.5—2 порядка больше его электроактивной доли $N_{Mn}^{э}$, вычисленной из измерений спектров [1—3]. Этот факт свидетельствует о нахождении большей части атомов Mn на неактивных стоках, скоплениях примесей, дефектов или в составе неактивных комплексов.

В данной работе методами DLTS, ИК поглощения, рентгеновской топографии и электронной микроскопии проведено комплексное исследование поведения электрически активного и неактивного марганца и участия в этих процессах O и C. Кислород и углерод — примеси роста всегда присутствуют в Si в значительной концентрации.

В качестве исходных образцов использовался *n*-Si с концентрацией оптически активного кислорода $N_{O}^{от} \sim 10^{16}$ и $(6.2 \div 13) \cdot 10^{17}$ см⁻³ и углерода $N_{C}^{от} = (2 \div 20) \cdot 10^{15}$ см⁻³, удельным сопротивлением $\rho \sim 5$ Ом·см и плотностью дислокаций $N_d \approx (0 \div 5) \cdot 10^3$ см⁻². Методики изготовления образцов Si <Mn> и измерения спектров DLTS и ИК поглощения описаны в [4, 5].

Измерения спектров DLTS показали, что эффективность образования глубоких уровней (ГУ), связанных с атомами марганца в состояниях Mn⁰ и (Mn⁰)₄ в *n*-Si ($E_c - 0.42$ и $E_c - 0.54$ эВ с $\sigma_n \sim 8 \cdot 10^{-15}$ и $2 \cdot 10^{-14}$ см² соответственно [3]), зависит от содержания в образцах кислорода и углерода. Эффективность обра-