

- [3] Мильвидский Н. Г., Освенский В. Б. Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. М., 1984. 256 с.
- [4] Usami A., Fujii Y., Morioka K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. N 6. P. 899—910.
- [5] Graff K., Pieper H. // J. Electron. Mater. 1975. V. 4. N 2. P. 281—298.
- [6] Шейхет Э. Г., Латышенко В. Ф., Шаповалов В. П., Назаренко В. Н. // УФЖ. 1982. Т. 27. В. 11. С. 1679—1682.
- [7] Wang T. M., Cizek T. F., Schuyler T. // Sol. Cell. 1988. V. 24. N 1-2. P. 135—145.
- [8] Graff K., Pieper H. // Phys. St. Sol. (a). 1978. V. 49. N 1. P. 137—144.
- [9] Weber J. B. // Appl. Phys. 1983. V. A30. N 1. P. 1—22.
- [10] Глинчук К. Д., Литовченко Н. М., Бондарь Н. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 152—157.
- [11] Концевой Ю. А. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 6. С. 1184—1187.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
им. А. Н. Севченко при БГУ
им. В. И. Ленина
Минск

Получено 30.05.1991
Принято к печати 24.07.1991

ФТП, том 26, вып. 1, 1992

НЕПЕРЕОРИЕНТИРУЕМАЯ ДИВАКАНСИЯ В КРЕМНИИ

Жалко-Титаренко И. В., Крайчинский А. Н., Рогуцкий И. С.

В результате облучения кремния при температуре ниже 100 К наряду с вторичными радиационными дефектами, являющимися продуктами распада пар Френкеля (ПФ), при не очень низкой энергии дефектообразующих электронов ($E_e \geq 1$ МэВ) образуются первичные радиационные дефекты более сложной структуры по сравнению с ПФ — непереориентируемые дивакансии — дефекты V_2I , состоящие из двух вакансий V и междоузельного атома кремния I . Установлено [1], что V_2I отжигаются в диапазоне температур $100 \div 150$ К. Так как с ростом энергии электронов доля V_2I в общем числе дефектов растет и они могут оказывать существенное влияние на физические свойства кремния, представляет интерес более детальное изучение этих дефектов.

Исходным материалом служил n -Si, выращенный методом бестигельной зонной плавки. Концентрация фосфора в исходном материале составляла $2.7 \cdot 10^{13}$ см⁻³, содержание кислорода и углерода, определенное по интенсивности ИК поглощения, было $\sim 10^{16}$ см⁻³. Размеры образцов $2 \times 2.4 \times 10$ мм. Поверхность образцов обрабатывалась алмазной пастой для уменьшения рассеяния ИК излучения, падающего на образец при получении спектров примесной фотопроводимости. Оптическая схема была собрана таким образом, что контакты не освещались и тем самым не давали вклад в сигнал примесной фотопроводимости. Омичность контактов обеспечивалась вжиганием эвтектики золото—кремний с последующей подпайкой тонких медных проводов. Контакты считались омическими при температуре жидкого азота, если сопротивление образца с током в одну и в другую сторону менялось не больше чем на 3 %.

Образцы в азотном криостате в режиме одиночных импульсов облучались электронами с энергией 4 МэВ при $T=100$ К. Суммарная доза составила $5 \cdot 10^{12}$ эд/см². После облучения компенсация проводимости образцов составила 80—90 %. Такая большая компенсация необходима для повышения чувствительности метода примесной фотопроводимости.

На базе инфракрасного спектрометра ИКС-21 была собрана установка по получению спектров примесной проводимости в диапазоне энергий падающего

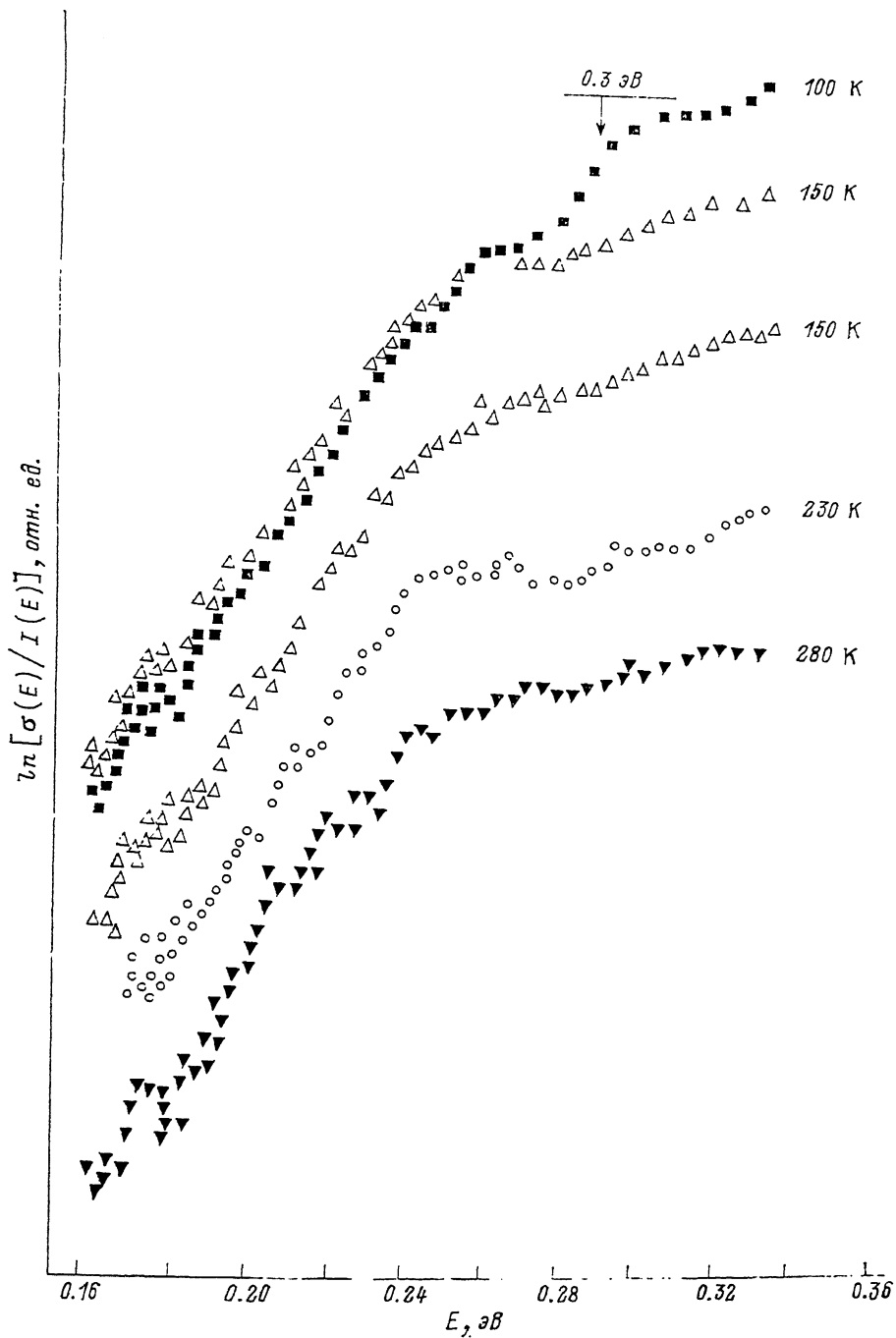


Рис. 1. Спектр фотопроводимости образцов n-Si после облучения (100 К) и после отжига при 150, 230 и 280 К.

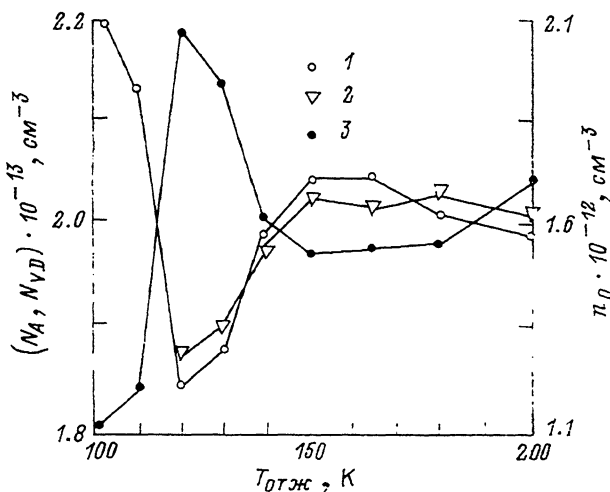


Рис. 2. Зависимость концентрации равновесных носителей заряда n_0 (3), вакансионных дефектов N_{VD} (1) и А-центров (2) от температуры отжига.

света от 0.15 до 1.1 эВ. Непосредственно после облучения измерялся спектр примесной фотопроводимости при температуре 100 К. Затем проводился изохронный отжиг дефектов в диапазоне температур 100–280 К и при 100 К снимался спектр примесной фотопроводимости после каждой температуры отжига.

Кроме того, методом эффекта Холла в образцах, облученных в идентичных условиях, определялась концентрация электронов в зоне проводимости n_0 . Проводился изохронный отжиг в диапазоне температур 100–200 К (через 10 К по 15 мин) и измерялась температурная зависимость n_0 от 100 К до температуры отжига. Затем данные по температурной зависимости n_0 обрабатывались на ЭВМ.

На рис. 1 приведено семейство спектров примесной фотопроводимости облученного *n*-Si в диапазоне энергий падающего ИК излучения от 0.16 до 0.35 эВ. Для большей наглядности спектры фотопроводимости после температур отжига $T_{отж} = 150, 230$ и 280 К (обозначения на рисунке) смещены относительно каждого последующего, а спектр после $T_{отж} = 150$ К повторен дважды. По оси ординат отложен логарифм отношения примесной фотопроводимости к интенсивности падающего ИК света, по оси абсцисс — энергия падающего света. Большой разброс экспериментальных точек в области малых энергий связан с малой величиной сигнала фотопроводимости. Формы спектров фотопроводимости, снятые непосредственно после облучения и после 15-минутного отжига при температуре 150 К, повторяют друг друга вплоть до энергий 0.28 эВ. Дальнейшее различие форм спектров связано с отжигом радиационных дефектов. Как видно из рис. 1, исчез уровень с глубиной залегания $E_c - 0.3$ эВ. Из [1] известно, что в этом температурном диапазоне отжигается непереоориентируемая дивакансия. Спектры, полученные после отжигов при 230 и 280 К, не содержат радиационный дефект с глубиной залегания $E_c - 0.3$ эВ. Таким образом, можно сделать вывод, что уровень $E_c - 0.3$ эВ принадлежит дефекту V_2I .

На рис. 2 (кривая 3) приведена зависимость n_0 от температуры отжига образцов. Рост n_0 происходит в диапазоне 100–120 К и уменьшение — при 120–150 К. Для анализа кривой n_0 ($T_{отж}$) воспользуемся известными данными [2], что основными радиационными дефектами акцепторного типа в *n*-Si являются: А-центр (комплекс V +кислород O_2 , глубина залегания электронного уровня $E_c - 0.18$ эВ), дивакансия ($E_c - 0.23$), Е-центр (V +атом фосфора,

$E_c - 0.44$), междоузельный углерод C_i (образованный реакцией $I + C_i \rightarrow C_i$, $E_c - 0.12$ эВ) и V_2I ($E_c - 0.30$ эВ). В нашем случае при температуре измерений 100 К глубина залегания уровня Ферми после облучения и каждой температуры изохронного отжига находилась в пределах от $E_c - 0.12$ до $E_c - 0.125$ эВ, т. е. при 100 К электронные уровни всех радиационных дефектов, кроме C_i , были заполнены электронами, а заполнение C_i изменялось после каждой $T_{отж}$. В этом случае уравнение электронейтральности имеет вид

$$kN_{V_2I} + N_A + 2N_E + 2N_{V_2} = N_p - n_0 - N_{C_i}F(100), \quad (1)$$

где N — концентрации соответствующих дефектов, коэффициенты перед концентрациями — число электронов, захваченных одним дефектом, $F(100)$ — статистика заполнения электронами C_i при 100 К. Предполагая концентрацию C_i неизменной в диапазоне $T_{отж} = 100 \div 200$ К [3], из температурных зависимостей n_0 после $T_{отж} = 200$ К определили величину N_{C_i} . Теперь после каждой $T_{отж}$ можно определить изменение концентрации электронов, захваченных вакансионными дефектами. На рис. 2 (кривая 1) представлена зависимость этой величины $N_{VD} = kN_{V_2I} + N_A + 2N_E + 2N_{V_2}$ от температуры отжига, а также концентрации А-центров (кривая 2) от $T_{отж}$. Видно, что в диапазоне $120 \div 120 \div 150$ К изменение N_A полностью повторяет изменение величины N_{VD} . Известно [4], что при отжиге V_2I происходит аннигиляция VI и освобождается вакансия. При этом вакансия, если она подвижна при температуре отжига, взаимодействует с атомами примесей и образует устойчивые радиационные комплексы, перечисленные в (1). Данные рис. 2 говорят о том, что после отжига V_2I дообразовываются в основном А-центры. Таким образом, схема процессов отжига следующая:



Так как при отжиге V_2I в итоге образуются только А-центры, имеет место равенство

$$N_{V_2I} = N_A. \quad (3)$$

Промежуточным дефектом при этом является вакансия. Возникает вопрос, в каких зарядовых состояниях в условиях эксперимента находятся V_2I и V . Для ответа запишем (1) с учетом (2) и того факта, что А-центр в зарядовом состоянии A^- :

$$kN_{V_2I} + mN_V + A = N_{VD}, \quad (4)$$

где k и m — количество электронов, захваченных на V_2I и V соответственно. Для того чтобы функция (4) имела экстремум и выполнялось условие $N_{VD}(T_{отж} = 100 \text{ К}) > N_{VD}(T_{отж} = 150 \text{ К})$ (рис. 2, кривая 1), необходимо предположить, что $m < 1$, а $k > 1$. Так как m и k целые положительные числа, их значения будут: $m = 0$ и $k \geq 2$. Кроме того, из рис. 2 следует, что

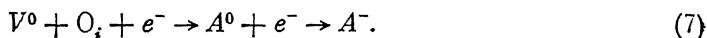
$$N_{VD}(T_{отж} = 100 \text{ К}) - N_{VD}(T_{отж} = 120 \text{ К}) \approx N_{VD}(T_{отж} = 150 \text{ К}) - N_{VD}(T_{отж} = 120 \text{ К}) \approx 2\Delta N_A, \quad (5)$$

где ΔN_A — прирост концентрации А-центров при отжиге.

Сравнивая (3) и (5), получаем, что $k = 2$. Таким образом, можно сделать вывод, что при отжиге облученных образцов в диапазоне $100 \div 120$ К исчезает дефект V_2I в зарядовом состоянии $(V_2I)^{--}$. При этом образуется нейтральная вакансия V^0 и в зону проводимости возвращается два электрона:



На следующем этапе отжига ($120\div 150$ К) вакансии при взаимодействии с атомом кислорода образует А-центр. При этом из зоны проводимости удаляется один электрон на каждый образовавшийся А-центр:



Так как нам известно положение уровня Ферми после каждой температуры отжига ($E_F \approx E_c - 0.12$ эВ) и зарядовое состояние вакансии, можно оценить максимальную глубину электронного уровня вакансии E_{V^-} для перезарядки $V^- \rightarrow V^0$:

$$|E_{V^-}| < |E_F| = |E_c - 0.12 \text{ эВ}| \quad (8)$$

Суммируя вышесказанное, сделаем следующие выводы. Образованный при низкотемпературном облучении *n*-Si радиационный дефект V_2I находится в зарядовом состоянии $(V_2I)^{-}$; энергия фотоперехода электрона с основного состояния $(V_2I)^{-}$ в зону проводимости равна 0.30 эВ; при отжиге V_2I образуется вакансия в зарядовом состоянии V^0 , глубина электронного уровня вакансии $|E_{V^-}| < |E_c - 0.12 \text{ эВ}|$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Вавилов В. С., Глазман В. Б., Исаев Н. У., Мукашев Б. Н., Слицын А. В. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 3. С. 471—475.
- [2] Емцев В. В., Машовец Г. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [3] Литвинко А. Г., Макаренко Л. Ф., Мурын Л. Н., Ткачев В. Д. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 4. С. 776—780.
- [4] Watkins G. D. // Symp. Rad. Eff. in Semicond. Toulouse, 1968.

Институт физики
АН Украины
Киев

Получено 7.06.1991
Принято к печати 24.07.1991

ФТП, том 26, вып. 1, 1992

РАДИОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СВЕРХРЕШЕТКАХ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ ОБЛУЧЕНИЯ

Вязовский М. В., Крючков С. В.

Радиоэлектрический (светоэлектрический) эффект (РЭЭ) в одномерных полупроводниковых сверхрешетках (СР) в непрерывном режиме облучения исследовался в работах [1, 2]; в [3] рассмотрено увлечение электронов электромагнитными импульсами (солитонами). Основное отличие РЭЭ в СР от такового в однородных полупроводниках заключается в нелинейной зависимости тока увлечения (и/или светоэлектрического поля) от интенсивности электромагнитной волны.

В отмеченных выше работах РЭЭ рассматривался только в одной геометрии: вектор напряженности электрического поля волны параллелен оси СР, так что электромагнитная волна распространяется вдоль слоев СР. В настоящем сообщении мы покажем возможность нелинейного РЭЭ при распространении электромагнитного импульса вдоль оси СР.

Будем решать задачу в одномерном приближении, а также предположим, что длительность импульса Δt значительно меньше времени релаксации