

05.2

© 1991

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВВЕДЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 40-200 К

И.В. Ж а л к о - Т и т а р е н к о,
А.Н. К р а й ч и н с к и й, Н.И. О с т а ш к о,
И.С. Р о г у ц к и й

Температурная зависимость эффективности введения дефектов (ЭВД) в кремнии при электронном облучении многократно исследована в диапазоне 77-300 К. Например, в [1, 2] было установлено, что в $n-Si$ ЭВД увеличивается с ростом температуры T в диапазоне 100-300 К и может быть описана экспоненциальной функцией T^{-1} . Кроме того, было замечено [2, 3], что при $T \leq 100-130$ К темп уменьшения ЭВД с понижением T замедляется. Ход ЭВД при понижении температуры от 77 до 4.2 К неизвестен, хотя было установлено [4], что при 20.4 К ЭВД в $n-Si$ намного меньше, чем в $p-Si$. А при 100 К в $p-Si$ ЭВД уменьшена по сравнению с облучением при 20.4 К. Задачей настоящей работы было получение данных о температурной зависимости ЭВД в кремнии в диапазоне низких температур.

Облучение проводилось на линейном ускорителе электронов с энергией 1 мэВ, длительностью импульсов 2.5 мкс, частотой повторения 400 Гц. Доза облучения выбиралась такой, чтобы концентрация равновесных носителей изменялась не более, чем на 30%. Используются образцы кремния, выращенного по методу Чохральского, — электронный, с концентрацией фосфора $1.1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и дырочный, с концентрацией бора $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Измерялись напряжение Холла и проводимость образцов до и после облучения и после отжига при комнатной температуре.

На рис. 1 приведена температурная зависимость ЭВД, измеренная из изменений концентрации равновесных носителей при 100 К (для $n-Si$) и 150 К (для $p-Si$) после облучения образцов и последующего отжига при комнатной температуре для трех типов экспериментов: 1 — образцы $p-Si$, амплитуда электронного импульса $J_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$; 2 — $n-Si$, $J_e = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$; 3 — $p-Si$, $J_e = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Из рисунка видно, что в обоих типах образцов ЭВД является немонотонной функцией температуры. При этом можно выделить три температурных диапазона: 40-60 К — с ростом T ЭВД растет в $n-Si$ и падает в $p-Si$; 60-120 К — ЭВД падает в обоих типах образцов; 120-200 К — ЭВД растет. Сравнение кривых 1 и 2 рис. 1 показывает, что ЭВД в $n-Si$ в диапазоне 45-110 К растет с увеличением J_e .

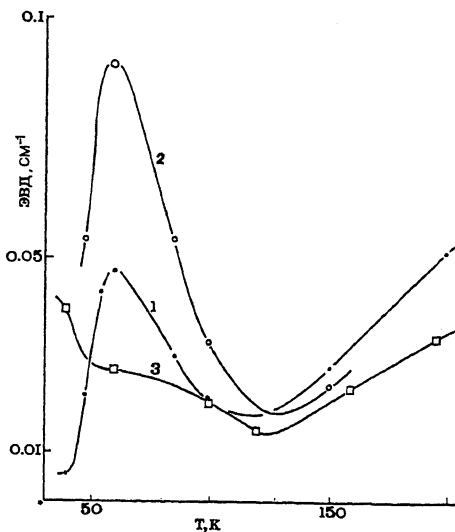


Рис. 1. Зависимость ЭВД от температуры образцов при облучении: 1, 2 - n -Si; 3 - p -Si; 1 - $J_e = 2 \cdot 10^{14}$ эл/см².с; 2, 3 - $J_e = 2 \cdot 10^{15}$ эл/см².с.

В настоящий момент можно высказать следующие суждения о причинах такого хода температурной зависимости ЭВД. При используемых J_e за один электронный импульс вводится $\sim 10^9$ – 10^{10} пар Френкеля (ПФ)/см³. Эта величина намного меньше концентраций легирующих примесей. Поэтому взаимодействием ПФ между собой можно пренебречь. В то же время за один импульс генерируется $5 \cdot (10^{14} - 10^{15})$ см⁻³ неравновесных носителей, что существенно больше концентрации легирующей примеси и (тем более) концентрации равновесных носителей. Поэтому изменение J_e сильно меняет соотношение неравновесных n и равновесных носителей n_0 . Следовательно, рост ЭВД в n -Si с ростом J_e может быть свидетельством того, что ЭВД определяется уровнем ионизации электронной подсистемы кристалла. При этом, по-видимому, основное влияние на величину ЭВД оказывает изменение зарядовых состояний ПФ или их компонентов, т.к. для проявления примесно-ионизационного механизма [5] уровень ионизации кажется недостаточным.

Рассмотрим ПФ как изолированный дефект по отношению к захвату носителей заряда.¹ Тогда в стационарных (по электронному

¹ Этот подход можно использовать без оговорок для близких ПФ, т.е. таких, у которых расстояние между вакансией V и междузельным атомом $I r_{VZ} \ll r_0$ - расстояние, характеризующее захват носителя дефектом [6].

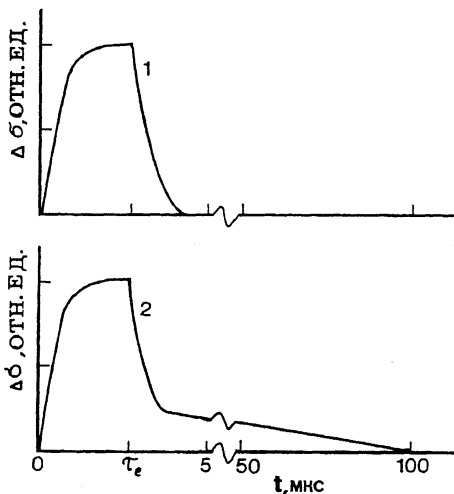


Рис. 2. Зависимость неравновесной проводимости $\Delta\sigma - Si$ от времени t при воздействии импульса электронов $J_e = 2 \times 10^{14}$ эл/см².с при T: 1 - 40 К, 2 - 60 К.

возбуждению) условиях имеем

$$\frac{(\text{ПФ})^-}{(\text{ПФ})^0} = \frac{\sigma_n^0 v_n (n_0 + \Delta n)}{\sigma_p^- v_p \Delta p}; \quad \frac{(\text{ПФ})^+}{(\text{ПФ})^0} = \frac{\sigma_p^0 v_p \Delta p}{\sigma_n^+ v_n (n_0 + \Delta n)}, \quad (1)$$

где $(\text{ПФ})^-$, $(\text{ПФ})^0$, $(\text{ПФ})^+$ - концентрации ПФ в соответствующих зарядовых состояниях, σ_n^0 , σ_p^0 , σ_p^- , σ_n^+ - соответствующие сечения захвата носителей, v_n , v_p - тепловые скорости носителей. Из (1) видно, что с изменением T меняется соотношение ПФ в различных зарядовых состояниях как из-за температурной зависимости n_0 , так и из-за температурных зависимостей сечений захвата носителей.

В диапазоне 40-60 К имеет место прилипание основных носителей заряда на электронные уровни легирующих примесей [7]. Это иллюстрируется рис. 2, на котором приведена величина неравновесной проводимости $\Delta\sigma$ образцов p-Si в процессе и после окончания импульса дефектообразующих электронов для двух температур - 40 и 60 К. Видно, что при T = 40 К (рис. 2, кривая 1) спад $\Delta\sigma$ происходит за время ~ 1.5 мкс, в то время как при 60 К (рис. 2, кривая 2) после процесса быстрой релаксации наблюдается длинновременная задержка ($\Delta t_{\text{прил}} \lesssim 100$ мкс) уменьшения $\Delta\sigma$. В течение интервала $\Delta t_{\text{прил}}$ в p-Si будет увеличено число ПФ в зарядовом состоянии $(\text{ПФ})^+$ и уменьшено число $(\text{ПФ})^-$, а в p-Si соответственно увеличится $(\text{ПФ})^-$ и уменьшится $(\text{ПФ})^+$. Согласно рис. 1, в этом температурном диапазоне ЭВД в p-Si увеличивается с ростом T, а в p-Si уменьшается.

Так как ЭВД в нашем эксперименте определяется стабильным при температуре отжига радиационными дефектами, образованными в результате взаимодействия γ или I с атомами примесей, то можно сделать вывод о том, что ПФ в состоянии $(\text{ПФ})^+$ имеют склонность к разделению на невзаимодействующие друг с другом V и I .

В диапазоне 60–120 К с ростом T ЭВД падает и в p - и в n - Si . Поэтому можно предположить, что характер изменения ЭВД при увеличении T не зависит от типа проводимости кристалла, а определяется свойствами самих ПФ или их компонентов. При этом необходимо отметить, что процессы аннигиляции и разделения ПФ, определяющие температурную зависимость ЭВД, скорее всего, происходят за время, не большее времени существования неравновесной проводимости или неравновесных зарядовых состояний ПФ. Последнее предположение следует из того, что в этом температурном диапазоне ЭВД зависит от J_e , т.е. от уровня ионизации электронной подсистемы кристалла.

При $T > 120$ К ЭВД и в n - и в p - Si растет с увеличением T . В [2] было показано, что в рассматриваемом интервале T рост ЭВД может быть связан с уменьшением радиуса аннигиляции противоположно заряженных компонентов ПФ.

Таким образом, наблюдаемая немонотонность хода ЭВД в кремнии от T может быть связана с температурной зависимостью процессов аннигиляции или распада ПФ, для объяснения которых следует привлечь неравновесные зарядовые состояния ПФ или их компонентов, определяемые уровнем ионизации кристалла при облучении.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Вавилов В.С., Глазман В.Б., Исаев Н.У., Мукашев Б.Н., Спицын А.В. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 3. С. 471–475.
- [2] Крайчинский А.Н., Осташко Н.И., Рогунский И.С. // ФТП. 1990. Т. 16. В. 8. С. 1487–1490.
- [3] Stein H.J., Vook F.L. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 3. P. 790–800.
- [4] Watkins G.D. In: Radiation Effects in Semiconductors, N.Y.: Plenum Press, 1968. P. 67–81.
- [5] Емцев В.В., Клиנגер Н.И., Машовец Т.В., Назарян Е.Х., Рывкин С.М. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 5. С. 933–937.
- [6] Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 3–31.
- [7] Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.