

*Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 9, стр. 575 – 579*                    5 мая 1974 г.

## О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕРМАНИИ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

*B.B.Емцев, M.I.Клингер, T.B.Машовец*

Рассматривается новый механизм рассеяния носителей заряда на областях упругих деформаций в полупроводниках. Такой механизм рассеяния позволяет в частности, объяснить резкое уменьшение подвижности электронов в *n*-Ge при введении точечных дефектов определенного типа.

Сильное уменьшение подвижности электронов проводимости при облучении  $n$ -Ge электронами или  $\gamma$ -квантами с энергией  $\sim 1 \text{ МэВ}$  отмечалось уже в первых работах по исследованию радиационных дефектов в этом материале [1, 2]. Эти результаты качественно интерпретировались на основе механизма рассеяния на ионизованных центрах. Количественные оценки не могли быть сделаны, поскольку в [1, 2] не определялись изменения полной концентрации заряженных центров; в частности, концентрация мелких донорных состояний примесных атомов у группы полагалась неизменной. В [3, 4] показано, что при  $\gamma$ -облучении  $n$ -Ge в результате взаимодействия первичных дефектов с примесными атомами V группы последние теряют свою электрическую активность: концентрация мелких донорных состояний примесных атомов V группы  $N_D$  уменьшается и после  $n \rightarrow p$  конверсии в облученном материале электрически активные мелкие доноры отсутствуют. Оказалось, кроме того, что изменение этой концентрации  $\Delta N_D$  во всех случаях больше полного числа образующихся при облучении глубоких акцепторных центров  $\Delta N_A$  ( $\Delta N_D > \Delta N_A$ ). Такое изменение концентрации заряженных центров должно было бы приводить к росту подвижности носителей заряда в области примесного рассеяния. Этого, однако, не наблюдается. Напротив, подвижность падает с ростом дозы облучения; при больших значениях интегральной дозы становится заметным уменьшение подвижности даже при комнатной температуре (рис. 1).

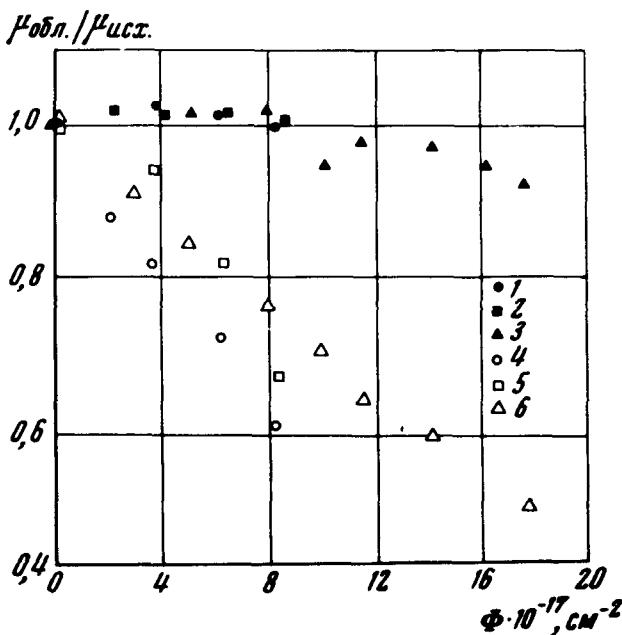


Рис. 1. Зависимости холловской подвижности электронов от интегральной дозы  $\gamma$ -облучения при 290°K (1 – Ge · P, 2 – Ge : Sb, 3 – Ge : Bi) и при 77°K (4 – Ge · P, 5 – Ge : Sb, 6 – Ge : Bi)

Исследование процессов образования и отжига дефектов в  $n$ -Ge позволило установить, что столь сильное рассеяние электронов связано с радиационными центрами, обладающими акцепторными состояниями

$E_c = 0,2$  эв. На рис. 2 показана зависимость парциального рассеяния электронов на радиационных дефектах при 77°К от концентрации  $M_{0,2}$ <sup>1</sup>, изменяющейся как в процессе облучения, так и в процессе отжига:

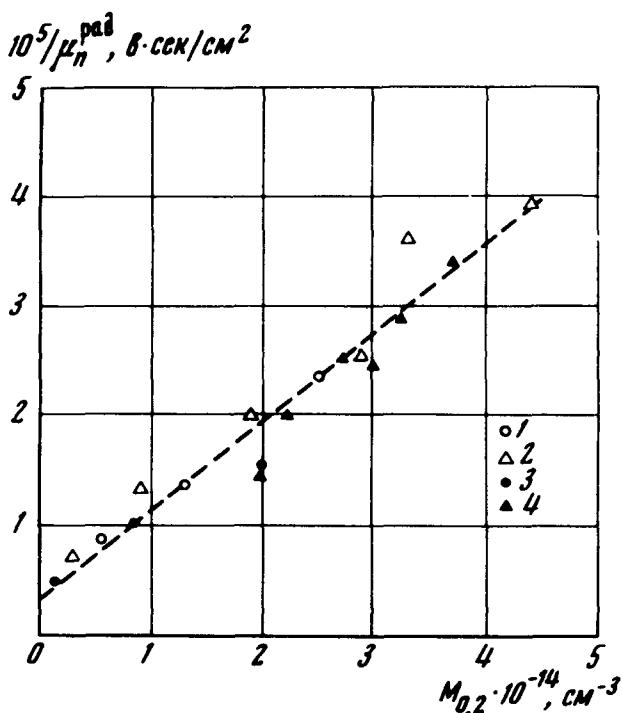


Рис. 2. Зависимость парциального рассеяния электронов на радиационных дефектах от концентрации акцепторных центров  $E_c = 0,2$  эв, изменяющейся при  $\gamma$ -облучении (1 – Ge : P, 2 – Ge : Bi) и отжиге (3 – Ge : P, 4 – Ge : Bi)

В [5] показано, что акцепторные уровни  $E_c = 0,2$  эв, по-видимому, принадлежат межузельным примесным атомам V группы; при этом необходимо рассматривать не только изолированные межузельные положения (тетраэдрическое или гексагональное), но и "связанные" конфигурации (гантельная или на середине связи между двумя регулярными атомами германия, см. [6]).

<sup>1</sup> Концентрация этих центров  $M_{0,2}$  приблизительно равна концентрации акцепторов радиационного происхождения  $\Delta N_A$ , и следовательно, эти центры однократно заряжены [3].

Оценка сечения рассеяния на центрах  $E_c = 0,2$  эв показывает, что это сечение  $\sigma$  превышает значение сечения рассеяния на ионизованном центре  $\sigma_i$  (определенное по формуле Брукса – Херринга при  $Z = 1$  [7]) не менее, чем в 16 раз ( $\sigma \geq 16\sigma_i$ ). Если не рассматривать маловероятную возможность  $Z > 3$ , но принять во внимание отмеченную выше конфигурацию рассеивающих центров, то естественно связать наблюдаемое уменьшение подвижности со значительными упругими деформациями кристаллической решетки вокруг этих центров.

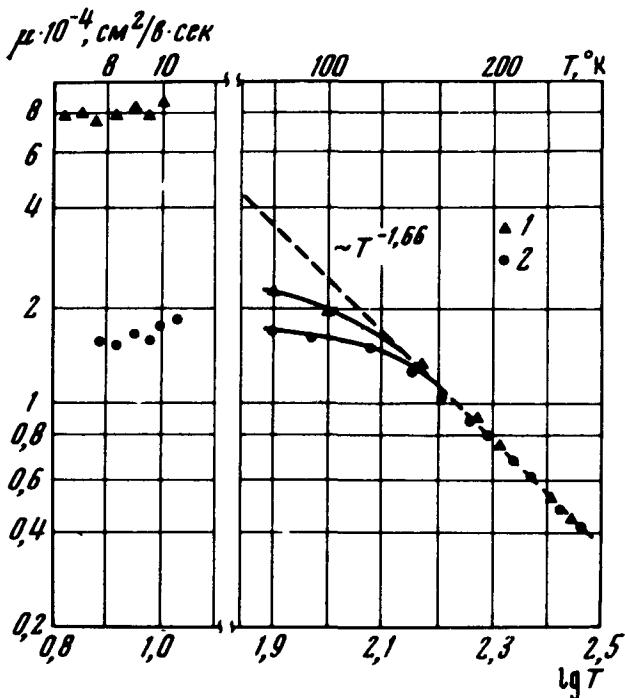


Рис. 3. Температурные зависимости подвижности электронов в германии: 1 – до облучения ( $N_D = 2,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $k = N_A/N < 0,05$ ) 2 – после  $\gamma$ -облучения  $\Phi = 6,8 \cdot 10^{17} \text{ кэ/см}^2$  ( $N_D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $k = 0,15$ ). Для исходного материала значения подвижности во всем температурном интервале согласуются с расчетными [7, 10]

В свете изложенного ниже рассматривается альтернативный механизм рассеяния электрона, определяемый упругим взаимодействием  $U(r) = C_o (a/r)^3$  со статическим дефектом (рассеяние на области упругой деформации вокруг точечного дефекта). Здесь  $C_o \sim M \omega_D^2 a^2 \frac{(\Delta V)_d}{a^3} \frac{(\Delta V)_e}{a^3}$  ( $M$  – масса ячейки,  $(\Delta V)_d$  и  $(\Delta V)_e$  – общее изменение объема кристалла при его упругой деформации, соответственно, дефектом и электроном) [8]. Полагая, как обычно, такое взаимодействие значительным в области радиуса  $r_0$  порядка нескольких  $a$ , можно приближенно рассматривать соответствующее рассеяние как борновское (хотя  $|U|_{max} \equiv |U(a)| =$

$|C_o|$  может стать несколько больше, чем  $\hbar^2/m^*a^2$ , порядковая оценка сечения рассеяния  $\sigma_{\text{упр}}$  не должна значительно измениться). При этом

$$\sigma_{\text{упр}} \sim \sigma_{\text{упр}}^o \equiv 4\pi \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^2 \left| \int U(r) r^2 dr \frac{\sin |k - k'| r}{|k - k'| r} \right|^2 \approx 4\pi (\pi^2 a)^2 \left( \frac{C_o}{E_o} \right)^2$$

$$\text{при } E_o = \hbar^2/m^*a^2.$$

Сравнивая  $\sigma_{\text{упр}}^o$  с сечением брукс – херринговского рассеяния  $\sigma_i$ , нетрудно убедиться, что при разумных значениях  $C_o$  отношение  $\sigma_{\text{упр}}^o/\sigma_i$  может быть порядка единицы и даже больше (порядка 10). Так, в интересующем нас случае ( $m^* \approx 0,2 m_e$ ,  $a \approx 3 \text{ \AA}$ ,  $E_o \approx 1 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_i \approx 10^{-12} \text{ см}^2$ )

$$\sigma_{\text{упр}}^o/\sigma_i \approx 10, \text{ если } |C_o| \approx 10 \text{ эВ. Это возможно при } \frac{|(\Delta V)_d|}{a^3} \frac{|(\Delta V)_e|}{a^3} \approx 1,$$

последнее вполне реально. В этой связи можно отметить, что такая

оценка  $\frac{|(\Delta V)_d|}{a^3} \frac{|(\Delta V)_e|}{a^3}$ , по крайней мере, не противоречит оцен-

кам величины упругой деформации кристалла, полученных при исследовании ЭПР в облученном  $n$ -Ge [9]. Отметим, что при действии предложенного механизма рассеяния подвижность электронов не должна заметно зависеть от температуры; это и наблюдается на опыте (рис. 3).

Можно, таким образом, считать, что в рассматриваемом случае предлагаемый механизм упругого рассеяния может объяснить качественно и в аспекте порядковых оценок эффект уменьшения подвижности электронов в облученном  $n$ -Ge. Заметим, что такой механизм, ранее по-видимому, не обсуждавшийся, может быть доминирующим при низких температурах и в других случаях.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
25 марта 1974 г.

### Литература

- [1] J.W.Cleland, J.H.Crawford Jr. J. Appl. Phys., **30**, 1204, 1959.
- [2] J.C.Pigg, J.H.Crawford Jr. Phys. Rev., **126**, 1342, 1962.
- [3] В.В.Емцев, Т.В.Машовец. Письма в ЖЭТФ, **13**, 675, 1971.
- [4] Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман, В.В.Емцев, Т.В.Машовец, С.М.Рыбкин. Письма в ЖЭТФ, **14**, 360, 1971.
- [5] Т.В.Машовец. ФТП, **8**, 1162, 1974.
- [6] C.Weigel, D.Peak, J.W.Corbett, G.D.Watkins, R.P.Messmer. Phys. Rev., **B8**, 2906, 1973.
- [7] E.G.S.Paige. Progr. in Semicond. **8**, (Temple Press Book, London, 1964).
- [8] D.Eshelby. Sol. St. Phys. (N.Y.) **3**, 79, 1956.
- [9] A.Hiraki. Radiat. Eff., **9**, 51, 1971.
- [10] O.P.Sinha. Canad. J. Phys., **49**, 781, 1971.