

УДК 621.315.592

ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ АКЦЕПТОРОВ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ И МОНОПОЛЯРНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Корнилов Б. В.

Получены теоретические формулы, устанавливающие для предельной оптической перезарядки связь между степенью заполнения верхнего уровня, отношениями сечений захвата и фотоионизации при комбинированном фотовозбуждении (фотогенерации носителей с верхнего локального уровня в обе зоны). Показано, что оптическая перезарядка может быть осуществлена в полупроводниках способом непосредственного фотовозбуждения электрона из валентной зоны на верхний уровень и обменом носителями между валентной зоной и двумя локализованными энергетическими состояниями многозарядного акцептора. Получены количественные соотношения для этого типа оптической перезарядки.

Рассмотрены методологические возможности использования полученных формул для определения величин сечений захвата и фотоионизации.

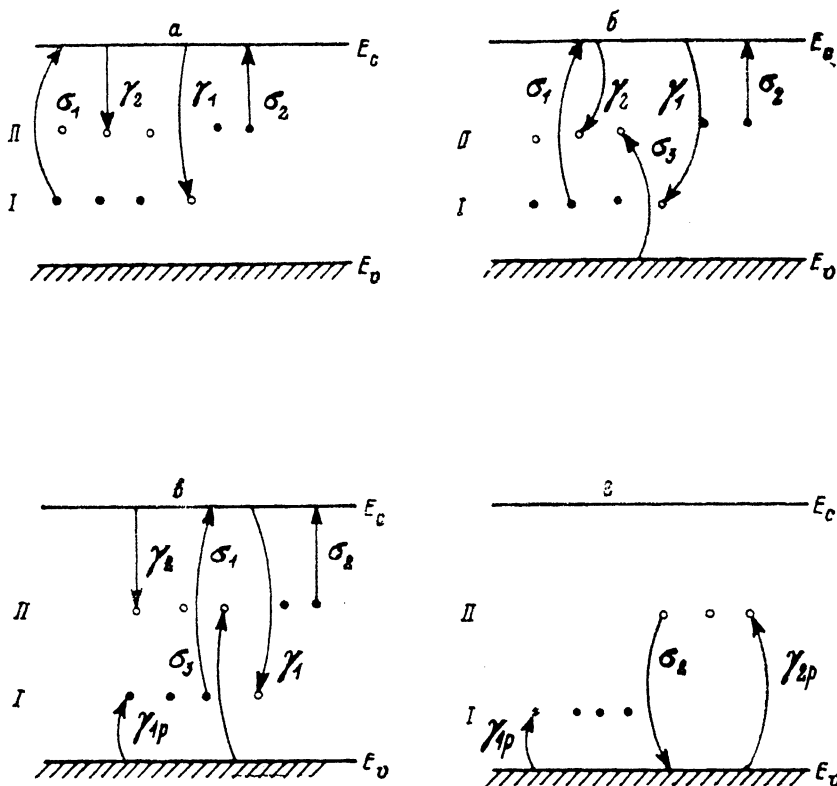
В работах [1, 2] рассмотрен стационарный случай предельной оптической перезарядки различных состояний многозарядного акцептора при монополярном возбуждении для германия, компенсированного медью. При некоторых предположениях была найдена концентрация электронов (n), накопившихся на верхнем уровне меди в германии $E_c - 0.26$ эВ в результате их перекачки под действием света с уровня меди $E_c + 0.32$ эВ (процесс σ_1) и последующего захвата на верхний уровень $E_c - 0.26$ эВ (процесс γ_2). Энергетическая схема, поясняющая процесс перезарядки, представлена на рисунке, а. В [2] указывается на возможность использования полученных формул для определения отношений сечений захвата и сечений фотоионизации глубоких центров. Такой метод был использован нами для оценки сечения захвата электрона на однократно отрицательно заряженный центр цинка в кремнии [3].

Следует, однако, отметить, что монополярный случай (см. рисунок, а), справедливый для германия, компенсированного медью, практически не осуществим для других элементарных полупроводников, компенсированных многозарядными акцепторами. Им свойственно комбинированное фотовозбуждение, при котором процесс фотоионизации нижнего уровня (σ_1) обязательно сопровождается процессом фотогенерации дырки с верхнего уровня (σ_2), так как энергетический порог для такого процесса меньше, чем для процесса (σ_1) (см. рисунок, б). Такое положение характерно для ряда двухзарядных примесей в германии и кремнии, в частности для двухзарядной примеси цинка в кремнии с уровнями $E_c + 0.31$ и $E_c - 0.51$ эВ [4, 5].

В настоящей работе изучено явление предельной оптической перезарядки в более общем виде, т. е. при комбинированном, биполярном фотовозбуждении. Наряду с этим рассматривается возможность осуществления оптической перезарядки при непосредственном фотовозбуждении дырки с верхнего уровня и последующего обмена носителями заряда между валентной зоной и двумя локальными энергетическими уровнями.

**Предельная оптическая перезарядка атомов
многочарядной примеси при комбинированном
фотовозбуждении носителей заряда
в полупроводниках**

Исследуем эффект предельной оптической перезарядки в более общем случае (комбинированное возбуждение и учет захвата фотогенерированных дырок) на примере кремния, компенсированного цинком $\text{Si}\langle\text{Zn}\rangle$, в котором $N_{\text{Zn}} \geq N_{\text{P}}$ (N_{Zn} и N_{P} — концентрации цинка и фосфора). Энергетическая диаграмма, соответствующая этой модели, представлена на рисунке, б. Предполагается, что в материале реализуется условие $N_{\text{Zn}} \gg \Sigma N_{\text{ai}} - N_{\text{di}}$ (N_{ai} и N_{di} — концентрации неконтролируемых акцепторов и доноров).



Схематическое изображение на энергетической диаграмме процессов фотогенерации [и] рекомбинации для уровней двухзарядного акцептора при различных видах оптической перезарядки.]

a — монополярное возбуждение носителей с нижнего уровня *I* и их последующий захват на верхний уровень *II*; *б* — биполярное возбуждение носителей, фотогенерация электрона (процесс σ_1) с нижнего уровня *I* и дырки (процесс σ_2) с верхнего уровня, сопровождаемое захватом (γ_2) и генерацией (σ_2) электрона с верхнего уровня; *в* — случай *б* с учетом захвата дырок (процесс γ_{1p}) на нижний уровень *I*; *г* — монополярное возбуждение дырки в валентной зоне (процесс γ_{2p}) и последующий захват дырок на оба уровня.

Установившееся после начала освещения стационарное состояние характеризуется тем, что интенсивность оптических забросов в *s*- и *v*-зоны и обратных захватов для каждого из уровней одинакова:

$$n\gamma_2(m_1 - m_2) + \sigma_3 I(m_1 - m_2) = m_2 \sigma_2 I, \quad (1)$$

$$n\gamma_1(N - m_2) - pm_1\gamma_{p1} - pm_2\gamma_{p2} = m_1\sigma_1 I. \quad (2)$$

Здесь γ_1 , γ_2 и σ_1 , σ_2 — сечения захвата соответственно электронов и фотонов для двух уровней, σ_3 — сечение фотоионизации верхнего уровня при оптическом переходе из *v*-зоны на верхний уровень, *I* — интенсивность падающего света, γ_{p1} , γ_{p2} — коэффициенты захвата дырок на нижний и верхний уровни.

Исключая n из (1), (2) и учитывая, что $m_2 + m_1 + n = N$, получаем

$$m_2 = \frac{N \left(\frac{3\sigma_1\gamma_2}{\gamma_1} + 3\sigma_3 + \sigma_2 \right) - \sqrt{\left(\frac{3\sigma_1\gamma_2}{\gamma_1} + 3\sigma_3 + \sigma_2 \right)^2 N^2 - 4 \left(\frac{2\sigma_1\gamma_2}{\gamma_1} + 2\sigma_3 + \sigma_2 \right) N^2 \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \sigma_1 + \sigma_3 \right)}}{2 \left(\frac{2\sigma_1\gamma_2}{\gamma_1} + 2\sigma_3 + \sigma_2 \right)} \quad (3)$$

в предположении малой интенсивности света, при которой можно пренебречь рекомбинацией дырок и концентрацией электронов по сравнению с их концентрациями на уровнях I и II .

Соотношение (3) после преобразований можно привести к виду

$$m_2 = N \frac{\left(\sigma_3 + \sigma_1 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)}{\left(\sigma_2 + 2\sigma_3 + \frac{2\sigma_1\gamma_2}{\gamma_1} \right)}. \quad (4)$$

Если $\sigma_1\gamma_2/\sigma_3\gamma_1 \ll 1$, то формула (4) упрощается:

$$m_2 = \frac{N}{2} \frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma_2}{2\sigma_3} \right)}. \quad (5)$$

Рассмотрим теперь эффект оптической предельной перезарядки с учетом захвата фотогенерированных дырок на уровни I и II . Этому случаю соответствует энергетическая диаграмма, приведенная на рисунке, θ .

Для простоты будем считать, что доминирующий вклад в захват дырок вносит нижний уровень, так как его заселенность близка к единице, а коэффициенты захвата γ_{p1} и γ_{p2} при низких температурах сравнимы между собой. Тогда из уравнения (2) можно найти, что

$$n = \frac{p\gamma_{p1} + I\sigma_1}{\gamma_1}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (1) и учитывая, что $p = \sigma_3 I / \gamma_{1p}$, после преобразований находим

$$\frac{m_2}{N} = \frac{\sigma_3 + \sigma_3 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \sigma_1 \frac{\gamma_2}{\gamma_1}}{\sigma_2 + \sigma_3 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + 2\sigma_3 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \sigma_1}. \quad (7)$$

Так как $\gamma_2 \ll \gamma_1$ [6, 7], а $\sigma_1 \ll \sigma_3$ [4, 5, 8], формула (7) упрощается:

$$\frac{m_2}{N} = \frac{1}{2 + \frac{\sigma_2}{\sigma_3}}. \quad (8)$$

Учет захвата дырок на два уровня дает тот же результат, что и формула (8).

Оптическая перезарядка при монополярном фотовозбуждении электрона из валентной зоны на верхний уровень многозарядного центра

Посмотрим, можно ли эффективно изменить заполнение верхнего уровня многозарядного центра посредством оптического заброса электрона из валентной зоны на верхний уровень (см. рисунок, ε). Стационарное состояние может быть описано следующими уравнениями:

$$\sigma_2 I_{p2} = \gamma_{2p} (N - p_2) p, \quad (9)$$

$$\sigma_1 I (N_a - p_2 - p) = \gamma_{1p} p p_2. \quad (10)$$

Здесь p_2 — концентрации связанных дырок на уровне II , p — концентрация дырок, N_a — концентрация акцепторов ($N_a = p_1 + p_2 + p$, где p_1 — концентрация дырок на нижнем уровне, $m_2 = N_a - p_2$).

Выразив концентрацию дырок p через другие величины, входящие в уравнение (10), и подставив выражение для p в уравнение (9), получим квадратное уравнение для p . Его решение имеет вид

$$p_2 = \frac{(a + 2kN) \left[1 - \sqrt{1 - \frac{4(k-1)kN^2}{(2kN+a)^2}} \right]}{2(k-1)}, \quad (11)$$

где

$$a = \frac{\sigma_{1p}}{\gamma_{1p}} I, \quad k = \frac{\gamma_{2p}\sigma_{1p}}{\gamma_{1p}\sigma_{2p}}. \quad (12)$$

Оценим величину $a/2kN$, т. е. отношение величин, входящих в (11), используя известные значения σ_{2p} , γ_{2p} и N для многозарядных акцепторов. Считая $\sigma_{2p} \approx 10^{16}$ см² [4], а $\gamma_{2p} \approx 10^{-9}$ см⁻³ [6], находим, что вплоть до $I = 10^{22}$ кв/см² с иско-мая величина много меньше единицы. В технике физического эксперимента и других применениях фотопроводников в основном имеют дело с величинами облученности I , существенно меньшими 10^{22} кв/см² с. При $a/2kN \ll 1$ выражение (11) преобразуется к виду

$$p_2 = \frac{Nk \left(1 - \frac{1}{\sqrt{k}} \right)}{k-1}. \quad (13)$$

Для m_2 с учетом (13) находим следующее соотношение:

$$m_2 = \frac{N(\sqrt{k}-1)}{k-1}. \quad (14)$$

Если $k \gg 1$, т. е. $\gamma_{2p} \gg \gamma_{1p}$ [6, 9] и $\sigma_{1p} > \sigma_{2p}$ [4, 5], то для m_2 получаем

$$m_2 = N \sqrt{\gamma_{1p}\sigma_{2p}/\gamma_{2p}\sigma_{1p}}. \quad (15)$$

Обсуждение результатов

Сопоставим наши результаты с соотношением, полученным в [2].

$$m_3 = N \sqrt{\sigma_{2n}\gamma_{3n}/\sigma_{3n}\gamma_{2n}}. \quad (16)$$

Введение в рассмотрение процесса фотогенерации электрона из валентной зоны на верхний уровень приводит к весьма существенному изменению соотношения (16). Формула (5) не содержит коэффициентов захвата электронов на уровни, участвующие в перезарядке. Количество электронов (m_2), накопившихся на уровне в результате перезарядки, определяется только отношением сечений фотоионизации электрона (σ_{2n}) и дырки (σ_{3n}) для заряженного уровня. Условие преобразования (4) в формулу (5) не является жестким, так как для многозарядных центров, расположенных около середины запрещенной зоны, как правило, $\gamma_2 \ll \gamma_1$ [6, 7], а условие $\sigma_1 \ll \sigma_3$ достигается выбором соответствующей длины волны.¹

Дополнительный учет процесса захвата фотогенерированных дырок на уровни, участвующие в перезарядке, как это следует из сравнения (5) и (8), не дает при использованных нами допущениях заметного вклада в эффективность процесса предельной перезарядки.

Соотношения (14) и (15) характеризуют эффективность заполнения верхнего уровня многозарядного центра в ситуации, когда отсутствует фотогенерация электронов с нижнего уровня в зону проводимости, и, следовательно, исключена возможность перехода носителя на верхний уровень с нижнего через зону проводимости. Перезарядка почти «пустого» верхнего уровня многозарядного центра осуществляется путем непосредственного перехода электрона из

¹ Длина волны, соответствующая процессу σ_3 , не должна быть близка к красной границе для этого процесса.

валентной зоны на верхний уровень и захвата фотогенерированной дырки из валентной зоны на нижний уровень. Причем, как это следует из (12), (14) и (15), эффективность процесса перезарядки определяется произведением отношений сечений фотоионизации и захвата дырок на соответствующие уровни.

Сравним эффективность процесса рассмотренных нами видов предельной перезарядки. Для перезарядки, осуществленной в германии, легированном медью, оценка по формуле (16) с учетом того, что $\gamma_{2n}/\gamma_{1n} \approx 10^{-4}$ [6], а $\sigma_2/\sigma_3 = 4$ при $\hbar\omega = 0.5$ эВ [10], дает для m_3 величину $\sim N/50$. Оценка m_2 для кремния, легированного цинком, по формуле (5) с учетом того, что при $\hbar\omega = 1$ эВ $\sigma_{2n} \approx 1 \times 10^{-17}$ см², а $\sigma_{3n} \approx 2.5 \cdot 10^{-17}$ см² [5], дает для m_2 величину, приблизительно равную ≈ 0.4 .

При оптической перезарядке, осуществляемой монополярной генерацией дырок при $\hbar\omega = 0.8$ эВ по формуле (14) с учетом (12) и того факта, что $\sigma_{1p}/\sigma_{2p} = 4$ [4, 5] и $\gamma_{2p}/\gamma_{1p} \sim 2$ [6, 9, 11], для m_2 в Si<Zn> получаем значение, приблизительно равное 0.26. Оба типа перезарядки в Si<Zn> для m_2 дают величину одного порядка.

Полученные результаты расширяют возможности методологического использования эффекта предельной оптической перезарядки для определения отношений сечений фотоионизации многозарядных центров. Формула (16) позволяет определять отношения вышеуказанных величин либо любую из четырех названных при трех известных, но только для электронов [2]. Формула (5) позволяет найти отношение сечений фотоионизации электрона и дырки для верхнего уровня двухзарядного акцептора и любую из этих величин, если одна из них, например σ_2 , определена другим методом. Формула (15) для предельной оптической перезарядки верхнего уровня посредством обмена носителями между валентной зоной и уровнями дает возможность найти отношение коэффициентов захвата дырок двумя уровнями, если известно отношение сечений фотоионизации σ_{1p}/σ_{2p} для этих уровней. Так как $\sigma_{3n} \approx \sigma_{2p}$, из соотношений (5) и (15), если известны σ_{2n} и σ_{1p}/γ_{1p} , можно определить γ_{2p} и σ_{3n} . Этим способом можно определять интересующие нас величины для таких примесей, как Zn, Co, Ni в Si и Cu, Co, Ni в Ge.

Отметим, что предложенный нами метод нахождения характеристик многозарядных центров более прост, так как для определения отношений сечений фотоионизации [см. формулу (5)] не требуется информации о коэффициентах захвата носителей для этого центра.

Список литературы!

- [1] Иванов Ю. Л., Рывкин С. М. // ФТТ. 1969. Т. 4. В. 6. С. 1482.
- [2] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [3] Корнилов Б. В. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 12. С. 3721—3722.
- [4] Zavadskii Yu. I., Kornilov B. V. // Phys. St. Sol. 1970. V. 42. P. 617—625.
- [5] Завадский Ю. И., Корнилов Б. В. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 1. С. 69—76.
- [6] Глинчук К. Д. // Полупроводн. техн. и микроэлектрон. 1972. № 7. С. 51—60.
- [7] Lucovsky G. // Bull. Am. Phys. Soc. 1966. V. 11. N 5. P. 206—207.
- [8] Корнилов Б. В. // ФТТ. 1965. Т. 7. В. 6. С. 1795—1799.
- [9] Корнилов Б. В. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 1. С. 201—207.
- [10] Кузьмин Г. А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 10. С. 1951—1955.
- [11] Корнилов Б. В., Горский С. Е. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 2. С. 262—264.

Получена 1.11.1988
Принята к печати 20.02.1989