

ность неравновесного очувствления, например, подвижности. Специальные исследования фото-холл-эффекта в кристаллах CdSe действительно подтверждают этот вывод.

Эффект ИИПФ термоустойчив, и это обстоятельство позволяет предложить МПМ структуры на основе CdSe<Ag> в качестве неохлаждаемых детекторов ИК света среднего диапазона. Вольваттная чувствительность у лучших структур при комнатной температуре достигает 10^7 В/Вт. Время фотосовета на уровне порога чувствительности $\tau \approx 10^{-4}$ с.

Список литературы

- [1] Зибуц Ю. А., Парицкий Л. Г., Рывкин С. М. // ФТП. 1967. Т. 1. В. 4. С. 724—730.
- [2] Ризаханов М. А., Зобов Е. М. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2407—2410.
- [3] Зобов Е. М., Гарягдыев Г., Ризаханов М. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1637—1641.

Институт физики
Дагестанского филиала
АН СССР
Махачкала

Получено 30.09.1988
Принято к печати 8.02.1989

ФТП, том 23, вып. 7, 1989

О РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ В УСЛОВИЯХ ЭКСКЛЮЗИИ

Карпова И. В., Сабликов В. А.

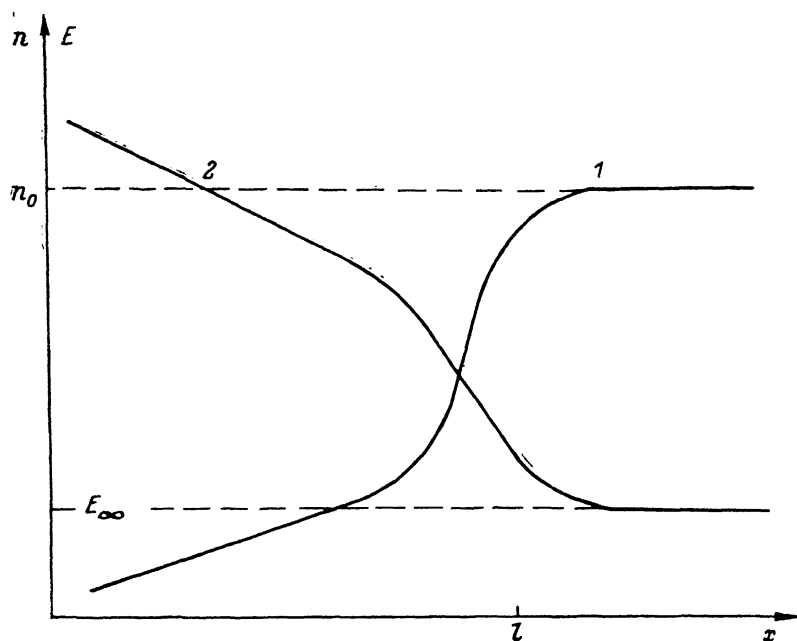
Рекомбинационные волны (РВ) исследуются обычно в Ge с Mn, Ni [1] или в Si с Zn [2], и до сих пор принципиально различных результатов для этих двух объектов не отмечалось. Однако в недавней работе [3] был сделан вывод, что ситуация в Si с Zn отличается от ситуации в Ge с Mn, Ni и не соответствует выводам теории РВ работы [4]. Противоречие авторы видят в положении области сильного поля: для медленных РВ в Ge она расположена у анода, а в Si — у катода. На наш взгляд, существенное различие экспериментов на Si и Ge заключается в том, что в Si РВ наблюдались в неоднородном образце, где неоднородность обуславливалась контактными явлениями. В Ge контактные явления практически не проявлялись, и РВ, возбуждавшиеся на линейном участке ВАХ, наблюдались «в чистом виде» в однородном образце. В образцах Si с Zn с ростом напряжения сначала у катода вследствие эксклюзии формировалась высокоомная область, ВАХ становилась сублинейной, а затем уже в области сильного поля могли возбуждаться (или не возбуждаться) РВ. Распределение амплитуды РВ в условиях однородного образца в Si с Zn не исследовалось.

В настоящем сообщении мы обсудим особенности генерации РВ при эксклюзии.

Прежде всего заметим, что контактные явления существенно искажают картину развития РВ. Так, в наших работах теоретически [5, 6] и экспериментально [4] на однородных образцах при отсутствии искажений электрического поля и концентрации носителей, создаваемых контактами, было установлено, что амплитуды РВ распределяются неоднородно, а именно вследствие пространственного усиления РВ они увеличиваются при приближении к тому контакту, по направлению к которому распространяется рекомбинационная волна, однако в непосредственной близости к этому контакту амплитуда РВ уменьшается. Это связано с тем, что профиль распределения интенсивности РВ определяется интерференцией двух волн, существование которых необходимо для выполнения граничных условий [7]. В области максимума амплитуды РВ образуется и максимум электрического поля, связанный с детектированием РВ. Если же РВ возбуждаются при наличии индуцированной контактом неодно-

родности, то ситуация изменяется. Волны возбуждаются прежде всего там, где большее электрическое поле и более благоприятные условия (соотношение между концентрациями электронов и дырок и их временами жизни) для неустойчивости.¹ Таким образом, исследования РВ в неоднородных образцах необходимо начать с выяснения распределения электрического поля и концентрации носителей.

В случае эксклюзии в компенсированных полупроводниках эта задача решалась ранее для таких условий, когда РВ не существуют (см., например, [8, 9]). Поэтому мы приведем здесь результаты, полученные нами для n -полупроводника, компенсированного глубокими акцепторами, конкретно будем иметь в виду ситуацию типа n -Si с Zn, легированного таким образом, что в однородном полупроводнике возможно существование медленных РВ, $\alpha_0 = p_0 \tau_n / n_0 \tau_p > 1$,



Распределение концентрации электронов (1) и электрического поля (2) в условиях эксклюзии.

$n_0 \gg p_0$, где n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок, τ_n и τ_p — их времена жизни, причем $\tau_n > \tau_p$.

В этом случае амбиполярная подвижность отрицательна, и поэтому эксклюзия происходит у катода, если электрический ток в контакте мал, т. е. контакт типа $p^+ - n$. Вблизи такого контакта возникает обеднение. Длина обедненной области l оценивается следующим образом:

$$l \approx \frac{j \tau_n}{e n_0} \frac{\bar{n} [n_0 - n(0)]}{(n_0 + \bar{n}) [n(0) + \bar{n}]}, \quad (1)$$

где j — плотность тока, $n(0)$ — концентрация электронов на границе с контактной областью пространственного заряда, $\bar{n} = \gamma (\alpha_0 - 1) n_0 / (b + \gamma)$, $\gamma = \tau_p / \tau_n$, $b = \mu_n / \mu_p$, μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок, $\bar{n} \ll n_0$.

Граничная концентрация $n(0)$ определяется током электронов из контакта в образец. Если считать, что это некоторый ток насыщения j_s , то

$$n(0) = \frac{(\alpha_0 - 1) n_0 j_s}{j b - j_s (b + j)}. \quad (2)$$

¹ Это замечание, по-видимому, устраняет путаницу с интерпретацией положения области сильного поля в [3].

В области обеднения концентрация электронов n плавно увеличивается с расстоянием:

$$n(x) \approx \frac{\frac{j\tau_n}{en_0} + \left[1 + \frac{\bar{n}}{n(0)}\right]x}{\frac{j\tau_n}{en_0} - \left[1 + \frac{\bar{n}}{n(0)}\right]x} n(0) \quad (3)$$

до значения $n \sim n_0$, где аппроксимация (3) становится несправедливой и $n(x)$ плавно достигает величины n_0 . При этом поле E падает с x почти линейно (см. рисунок):

$$E(x) \approx \frac{\frac{j\tau_n}{en_0} - \left[1 + \frac{n(0)}{\bar{n}}\right]x}{\mu_p(b + \gamma)\tau_n} \frac{n_0}{\bar{n} + n(0)}. \quad (4)$$

Концентрация дырок приближенно (если считать, что концентрация захватывающих электроны центров значительно больше n) равна

$$p(x) \approx \gamma [n(x) + n_0(x_0 - 1)], \quad (5)$$

и если $\gamma \ll 1$ и $\alpha_0 \gg 1$, то p изменяется слабо.

Из (1) и (2) следует, что при достаточно малом токе утечки j , размер обедненной области велик по сравнению с длиной диффузии дырок, которая определяет длину рекомбинационной волны, и, следовательно, неоднородность полупроводника плавная, и для оценок его можно считать локально однородным. Степень обеднения определяется токами j и j_s .

Далее нас интересует вопрос, где возбуждятся РВ — в объеме или в обедненной области. Если обеднение не очень сильное, так что всюду $n > p$, то ответ на этот вопрос определяется тем, где раньше будет выполнено пороговое условие для медленных РВ [10]

$$E = E_{th}^* \approx \frac{kT}{e\sqrt{D_p}\tau_p} \frac{1 + \sqrt{\alpha + 1}}{\sqrt{\alpha - 1}}. \quad (6)$$

Используя (5), нетрудно будет убедиться в том, что в области обеднения $\alpha = p\tau_p/n\tau_n$ совпадает с объемным значением α_0 , а, согласно (4), поле E в обедненной области значительно превосходит поле в объеме E_∞ : $E/E_\infty \sim n_0/[n + \bar{n}(0)]$.

Таким образом, по мере увеличения напряжения РВ начинают возбуждаться в обедненной области.

Если обеднение сильное, то концентрация n может понизиться так сильно, что n станет меньше p . При этом условие существования медленных РВ $(1 - \alpha)/(1 - p/n) < 0$ нарушится, но окажется возможным возбуждение быстрых РВ, если E превосходит критическое значение [10]:

$$E_{th}^6 = \frac{kT}{e} \frac{\tau_n/\tau_p}{\sqrt{D_n}\tau_n} \frac{1}{\sqrt{\alpha^* - 1}},$$

где $\alpha^* = n\tau_n/p\tau_p$. Хотя $E_{th}^6 > E_{th}^*$, отношение E_{th}^6/E_{th}^* при $\alpha^* > 1$ все же меньше, чем E/E_∞ , так что РВ и в этом случае возбуждаются в обедненной области. Только при очень сильном обеднении, когда α^* уменьшится до единицы, РВ будут возникать в объеме образца.

В дополнение к приведенным результатам следует иметь в виду, что при обеднении полупроводника может нарушаться приближение квазинейтральности, и тогда генерация РВ в обедненной области становится невозможной. Так, для медленных РВ в n -полупроводнике ($n \gg p$, $\tau_n \gg \tau_p$) условие существования, полученное с учетом эффектов пространственного заряда, имеет вид

$$\alpha(1 - b\tau_M/\tau_p) - 1 > 0, \quad (7)$$

где $\tau_M = \epsilon/4\pi\sigma$ — максвелловское время релаксации.

Нам кажется, что с учетом изложенного было бы возможно провести анализ эксперимента по РВ в Si с Zn [3]. К сожалению, здесь мы этого не можем сделать, так как в [3] не приведены многие нужные данные (неизвестны распре-

деление E в обедненной области, распределение амплитуды волн, характеристики контактов, не приведен ток и т. д.). Однако кое-какие оценки все же можно сделать. Так, пороговое поле для медленных РВ, если его оценить по формуле (6) с приведенными в [3] значениями n , ρ , τ_n , τ_p , составляет 6 В/см, в то время как генерация возникает только при $E \geq 2000$ В/см в обедненной области и $E \geq 20$ В/см в объеме. Соотношение полей в обедненной области и объеме позволяет оценить концентрацию электронов в обедненной области и максвелловское время τ_M . Оно оказывается порядка τ_p , так что не очевидно, выполняется ли условие (7) существования медленных РВ для обедненной области у катода, где наблюдалась эксклюзия, приведшая к созданию области сильного поля.

Список литературы

- [1] Karpova I. V., Kalashnikov S. G., Konstantinov O. V., Perel V. I., Tsarenkov G. V. // Phys. St. Sol. 1968. V. 33. N 2. P. 863—872.
- [2] Завадский Ю. И., Корнилов Б. В. // ФТТ. 1969. Т. 11. В. 6. С. 1494—1504.
- [3] Гостев А. В., Корнилов Б. В., Привезенцев В. В., Рау Э. И., Щетинин А. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1516—1518.
- [4] Карпова И. В., Сабликов В. А., Сыровегин С. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 11. С. 1963—1968.
- [5] Сабликов В. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 10. С. 1759—1767.
- [6] Сабликов В. А. // Препринт ИРЭ АН СССР. М., 1986. № 7.
- [7] Константинов О. В., Царенков Г. В. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 6. С. 1867—1877.
- [8] Aronov D. A., Knigin P. I., Korolev Yu. S., Rubinov V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 81. N 1. P. 11—45.
- [9] White A. M. // Infr. Phys. 1985. V. 25. N 6. P. 729—741.
- [10] Константинов О. В., Перель В. И., Царенков Г. В. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 7. С. 1762—1770.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Получено 8.02.1989
Принято к печати 22.02.1989

ФТП, том 23, вып. 7, 1989

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМА ДЕФЕКТОБРАЗОВАНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КАНАЛИРОВАННОГО ПУЧКА ЧАСТИЦ

Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И.

В связи с проблемой создания радиационных дефектов в полупроводниках при пролете быстрых ориентированных частиц наиболее интересно выявить подпороговые механизмы дефектообразования, разделив два вклада, вносимых частицами: вклад от возбуждения электронной и фононной подсистем кристалла (потенциальный вклад) и ударный вклад, связанный с непосредственной передачей импульса атомам в узлах решетки. В данном сообщении исследуется регулируемый электронно-ударный механизм генерации дефектов в слабо легированном кристалле за счет механизма с электростатической неустойчивостью [1] и одновременно под действием поля самой частицы. При этом относительный вклад обеих компонент возбуждения является хорошо регулируемым при изменении угла влета частицы, поскольку при попадании ее в режим подбарьерного каналирования прямое выбивание атомов из мест их локализации в решетке практически отсутствует. В то же время в надбарьерном случае зависание над атомной плоскостью положительно заряженной частицы приводит к резкому увеличению ударного вклада.

В предыдущих работах [2, 3] данная проблема рассматривается с точки зрения электронно-тепловых механизмов создания дефектов [4] при распаде