

## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ

Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Машовец Т. В.

В настоящее время отсутствует единая точка зрения на механизм влияния интенсивности облучения на скорость радиационного дефектообразования в полупроводниках. Ряд авторов [1, 2] связывает существование такой зависимости в кремнии с влиянием возбуждения электронной подсистемы на процессы формирования вторичных дефектов. В других работах [3-5] (в том числе и авторов настоящего сообщения) высказывается предположение, что уровень возбуждения электронной подсистемы оказывает влияние на соотношение вероятностей разделения и аннигиляции компонентов пары Френкеля (ПФ). Более тщательный анализ ситуации заставляет, однако, пересмотреть эту точку зрения.

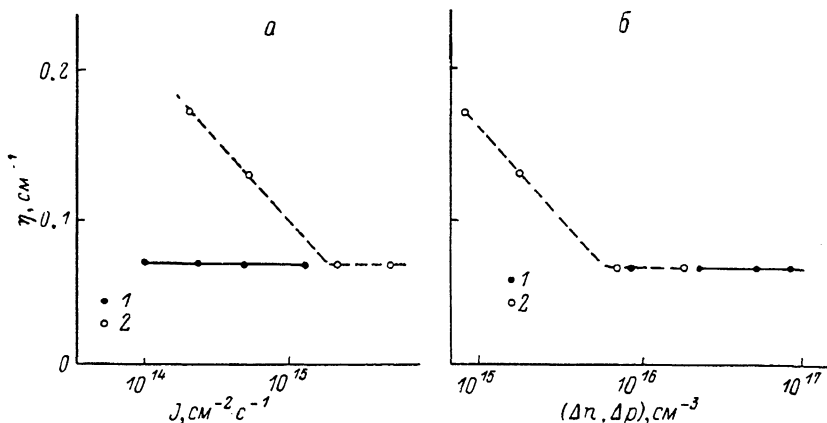
Рассмотрим подробнее процесс гомогенной аннигиляции компонентов ПФ в кремнии. Как показано в [6], размеры «зоны неустойчивости» определяются равенством средней тепловой энергии межузельного атома ( $I$ ) и энергий упругого (включая поляризационное взаимодействие, вызванное неоднородной деформацией вблизи дефекта) и кулоновского взаимодействий вакансии ( $V$ ) и межузельного атома:  $U_{\text{упр}} = kT$  и  $U_{\text{кул}} = kT$ . Если расстояние  $r$  между  $V$  и  $I$  меньше одного из радиусов, определяемых этими условиями —  $\rho_{\text{упр}}$  и  $\rho_{\text{кул}}$ , пара аннигилирует, когда межузельный атом подвижен (температура достаточно высока или реализуется ионизационно-стимулированная миграция). Размеры «зоны неустойчивости» зависят, таким образом, от температуры и зарядовых состояний  $V$  и  $I$  (из-за поляризационного взаимодействия — даже в том случае, когда заряжен только один компонент ПФ).

С учетом вышесказанного на примере германия в [6] были проведены расчеты энергии упругого взаимодействия компонентов ПФ, которые позволили оценить радиус упругого захвата  $V^0$  и  $I^0$  как  $\rho_{\text{упр}} \approx 10 \text{ \AA}$  (исходя из подобия упругих свойств, для кремния следует ожидать  $\rho_{\text{упр}}$  того же порядка). Тогда пары Френкеля с  $r < 10 \text{ \AA}$  будут аннигилировать. В момент генерации ПФ  $V$  и  $I$  нейтральны. Оценку по порядку величины времени движения межузельного атома к «своей» вакансии можно сделать из соотношения длины диффузионного смещения  $l_d = \sqrt{Dt}$ , где  $D = a^2 \nu \exp(-E_x^I/kT)$ ,  $\nu$  — частота колебаний атомов,  $E_x^I = 0.13$  и  $0.15$  эВ — энергии миграции  $I^0$  соответственно в кремнии и германии [7]. При этих условиях время аннигиляции ПФ, обусловленное упругим взаимодействием, меньше чем  $\sim 10^{-9}$  с. Когда  $V$  или  $I$  приобретает заряд,  $\rho_{\text{упр}}$  увеличивается за счет поляризационного взаимодействия; радиус взаимодействия возрастает до величины  $\rho_{\text{кул}}$  для противоположно заряженных  $V$  и  $I$ . Вероятность аннигиляции становится равной единице для ПФ соответственно с  $r < \rho_{\text{упр}}$  и  $r < \rho_{\text{кул}}$ . Оценка  $\rho_{\text{кул}}$  для  $V^-$  и  $I^+$  дает  $\approx 35 \text{ \AA}$  [6] ( $\rho_{\text{кул}} > \rho_{\text{упр}}$ ).

В обычных условиях вклад  $V$  и  $I$  в электронно-дырочную рекомбинацию мал, и время, за которое  $V$  и  $I$  приобретут заряд, можно оценить как  $t = (\sigma v n)^{-1}$ , где  $\sigma$  — сечение захвата электрона (дырки),  $v$  — тепловая скорость электрона (дырки),  $n$  — концентрация носителей заряда. Для материала, исследованного в [5] ( $n$ -кремний, выращенный по методу Чохральского), концентрация электронов проводимости  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Сечение захвата носителей заряда на нейтральный центр  $\sim 10^{-15} \div 10^{-16} \text{ см}^2$  [8], и время приобретения заряда можно оценить как  $\sim 10^{-7}$  с, тогда пробег  $I$  составляет несколько сот ангстрем. Таким образом, при используемых значениях интенсивности импульсного электронного облучения ( $J \leq 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и длительностях импульса  $t_{\text{имп}} \geq 1$  мкс (во всяком случае при комнатной температуре) изменение интенсивности не может влиять на процесс гомогенной аннигиляции пар Френкеля.

При комнатной температуре интенсивность облучения не может оказывать влияния на эффективность аннигиляции также и гетерогенных  $V$  и  $I$ . С ростом интенсивности облучения возрастает частота перезарядок  $V$  и  $I$ , но скорость миграции межузельного атома при этом не возрастает, если миграция не является радиационно-стимулированной. Не изменяются и радиусы взаимодействия  $V$  и  $I$ .

С другой стороны, влияние интенсивности облучения  $J$  на скорость образования  $A$ -центров  $\eta_A$  в  $n$ -Si экспериментально доказано. В нашей работе [5] эта скорость возрастала при уменьшении  $J$  и притом по-разному при различных длительностях импульса, как это показано на рисунке, а. Оказалось, однако, что кривые на рисунке, относящиеся к облучению импульсами различной длительности, хорошо совмещаются, когда по оси абсцисс откладывается не интенсивность электронного пучка, а концентрация носителей заряда, созданных облучением (см. рисунок, б). Концентрация неравновесных носителей заряда



Зависимости скорости образования  $A$ -центров в кремнии  $\text{Si}\langle P \rangle$ , выращенном по методу Чохральского, от интенсивности импульсного электронного облучения (а) и от концентрации неравновесных носителей заряда (б).

Длительность импульса, мкс: 1 — 200, 2 — 3.7. Энергия электронов 0.9 МэВ.

при действии прямоугольного импульса радиации с длительностью  $t_{\text{имп}}$  равна (см., например, [9])

$$\Delta n, \Delta p = \lambda \tau (1 - e^{-t_{\text{имп}}/\tau}), \quad (1)$$

где  $\lambda$  — скорость генерации электронно-дырочных пар,  $\tau$  — время жизни электронно-дырочной пары.

Зависимости  $\eta_A(J)$  для двух длительностей импульса — 3.7 и 200 мкс совмещаются на рисунке (б), если считать, что время жизни неравновесных носителей заряда в исследованном материале по отношению к процессам рекомбинации составляет  $\sim 90$  мкс: указанная величина представляется разумной, так как в слабо облученном кремнии время жизни носителей заряда может составлять несколько десятков микросекунд. Таким образом, можно считать, что в рассматриваемом случае фактором, влияющим на скорость образования  $A$ -центров, является уровень возбуждения электронной подсистемы, а не непосредственно длительность импульса.

Уменьшение  $\eta_A$  с ростом  $\Delta n, \Delta p$  может быть объяснено следующим образом. Наряду с появлением  $A$ -центров  $(V+O) \rightarrow [VO]$  происходит образование межузельного углерода по реакции замещения  $\text{Si}_i + \text{C}_s \rightarrow \text{C}_i$ . Возможны «перекрестный» отжиг —  $\text{Si}_i + [VO] \rightarrow O$  и  $V + \text{C}_i \rightarrow \text{C}_s$ , а также взаимодействие  $\text{C}_i$  с  $A$ -центрами —  $\text{C}_i \rightarrow [VO] \rightarrow [\text{C}_sO]$ . Скорость этого последнего процесса (отжиг  $A$ -центров), безусловно, может возрастать с ростом интенсивности, поскольку миграция  $\text{C}_i$  при комнатной температуре, по видимому, является ограниченной радиационно-стимулированной (см., например, [10]); без облучения энергия активации диффузии  $\text{C}_i$  составляет  $\sim 0.88$  эВ [11]. Скорость этой миграции возрастает с ростом частоты перезарядок.

Все сказанное не исключает, однако, возможности влияния (при подходящих условиях) длительности импульса облучения на скорость вторичного дефектообразования. В [12] мы сообщали, что не только скорости образования, но и типы образующихся дефектов в кремнии оказываются различными при облучении импульсами электронов различной длительности (3.7 и 200 мкс). Существование таких зависимостей представляется вполне объяснимым, поскольку постоянные времени целого ряда квазихимических реакций в облученном кремнии, по-видимому, превышают 3.7 мкс и могут быть меньше или сравнимыми с 200 мкс.

#### Список литературы

- [1] Панов В. И., Смирнов Л. С. // ФТП. 1974. Т. 5. В. 2. С. 346—348.
- [2] Золотухин А. А., Коваленко А. К., Мещерякова Т. М. и др. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 6. С. 1201—1202.
- [3] Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 345—347.
- [4] Войцеховский А. И., Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В. и др. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 17. С. 1054—1057.
- [5] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Ломасов В. Н. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 164—167.
- [6] Emtsev V. V., Mashovets T. V., Mikhnovich V. V., Vitovskii N. A. // Mater. Sci. Forum / Ed. by G. Ferenzi. Switzerland—Germany—UK—USA, 1989. P. 1151—1156.
- [7] Ершов С. Н., Пантелеев В. А., Нагорных С. Н. и др. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 1. С. 322—323.
- [8] Перель В. И., Ясевич И. Н. // Матер. VIII зимней школы по физике полупроводников ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1977. С. 61—93.
- [9] Рывкин С. М. Фотозлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [10] Song L. W., Benson B. W., Watkins G. D. // Phys. Rev. 1986. V. B33. P. 1452.
- [11] Watkins G. D., Brower K. L. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. N 22. P. 1329—1332.
- [12] Емцев В. В., Машовец Т. В., Абдусаттаров А. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2106—2109.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 14.06.1989  
Принято к печати 29.06.1989

ФТП, том 23, вып. 12, 1989

## РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$

Мартяхин В. А.

Рекомбинационные свойства полупроводниковых сплавов  $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  к настоящему времени изучены еще недостаточно. Наиболее полно результаты таких исследований изложены в работе [1], в которой авторы исследовали температурную зависимость времени релаксации возбужденных электрическим полем неравновесных носителей заряда. В результате этих исследований был сделан вывод, что в полупроводниковых сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  рекомбинация неравновесных носителей заряда осуществляется через центры типа Шокли—Рида. Однако следует заметить, что в работе [1] фактически измерялось время жизни электронов, так как время релаксации возбужденных электрическим полем носителей определяется временем жизни тех носителей, концентрация которых больше [2].

Настоящая работа посвящена исследованию температурных зависимостей времен жизни неравновесных электронов и дырок в полупроводниковых сплавах  $n\text{-Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  в диапазоне температур 4.2—40 К и определению на основе этих исследований доминирующего механизма рекомбинации в этих материалах.

Температурные зависимости времен жизни неравновесных электронов  $\tau_n$  и дырок  $\tau_p$  в исследуемых образцах определялись из исследований полевых зависимостей фотопроводимости (ФП) и фотомагнитного эффекта (ФМЭ) при различных температурах при воздействии на образцы излучения лазера с длиной волны  $\lambda = 10.6$  мкм [3, 4]. Обработка экспериментальных результатов про-