

ным, так как формулы (3)—(5) и выражение для J_{\perp}^2/J_{\perp}^1 инвариантны по отношению к замене знака константы обменного взаимодействия δ .

Авторы выражают благодарность Н. С. Аверкиеву и А. А. Гуткину за интерес к работе.

Список литературы

- [1] Schairer W., Bimberg D., Kottler W., Cho K., Schmidt M. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 8. P. 3452—3466.
- [2] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 415—420.

Череповецкий государственный педагогический институт им. А. В. Луначарского

Получено 28.09.1990
Принято к печати 31.10.1990

ФТП, том 25, вып. 3, 1991

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ВТОРИЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В *p*-Si ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Емцев В. В., Клингер П. М., Миразизян К. М.

Влияние интенсивности (J) облучения кремния быстрыми электронами на эффективность дефектообразования (η) исследовалось в ряде работ [1—4]. В качестве причин такого влияния указывалась либо зависимость скорости аннигиляции компонентов пар Френкеля от интенсивности (через изменение темпа перезарядок вакансий V и межузельных атомов I) [1], либо зависимость констант реакций дефектно-примесного взаимодействия от величины J [2—4]. Оценки, проведенные в [3], свидетельствуют в пользу второй из указанных возможностей в слабо легированном материале при обычно используемых значениях плотности потока электронов в импульсе. Результаты работы [5], в которой исследовалось влияние интенсивности облучения электронами с энергиями $E=4\div 7$ МэВ на скорость образования A -центров в *n*-Si—Cz, позволили предположить в качестве возможной причины зависимости η (J) радиационно-стимулированное взаимодействие межузельных атомов углерода (образующихся при облучении в результате вытеснения примесных атомов углерода из узлов собственными межузельными атомами) с дефектами вакансионного типа. Представляет интерес аналогичное исследование *p*-Si—Cz. Основным радиационным дефектом, определяющим электрические параметры облученного материала, в этом случае является K -центр, в состав которого входят примесные атомы кислорода и углерода [6, 7]. Кроме того, при облучении *p*-Si—Cz может образоваться дивакансия [6]. Отметим, что исследование зависимостей η (J) при облучении *p*-Si—Cz электронами с энергиями в диапазоне $4\div 6$ МэВ проведено впервые.

Кремний *p*-типа, выращенный по методу Чохральского (*p*-Si—Cz), с концентрацией бора $\sim 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (степень компенсации не выше 5 %) подвергался импульсному облучению электронами с энергиями $4\div 6$ МэВ. Частота следования импульсов 200 Гц, длительность импульса ~ 4 мкс. Доза облучения составила $(2\div 5) \cdot 10^{15}$ см⁻², что соответствует линейному участку дозовой зависимости накопления радиационных дефектов. Температура облучения не превышала 50 °С. Температурные зависимости концентрации свободных дырок в диапазоне температур $20\div 300$ К в исходных и облученных образцах исследовались по методике, описанной, например, в [8]. Анализ этих зависимостей на основе уравнения электронейтральности [9] позволяет отдельно определить энергии ионизации и концентрации акцепторных и донорных уровней.

Основные экспериментальные результаты сводятся к следующему.

1. В результате облучения концентрация исходной примеси бора практически не изменилась.

2. Имеет место компенсация за счет образования донорных центров радиационного происхождения с энергетическими уровнями $E_v + 0.21$ эВ и $E_v + 0.36$ эВ, идентифицируемых нами, согласно литературе [6], как дивакансия и K -центр соответственно (рис. 1).

3. Скорость образования дивакансий η_{dv} не зависит от интенсивности облучения электронами с энергией 4.4 МэВ (рис. 2).¹ Отметим, что аналогичная картина наблюдалась нами ранее [10] для n -Si—Cz ($E=3$ и 7 МэВ).

4. Скорость образования K -центров (η_K) увеличивается с ростом интенсивности облучения.

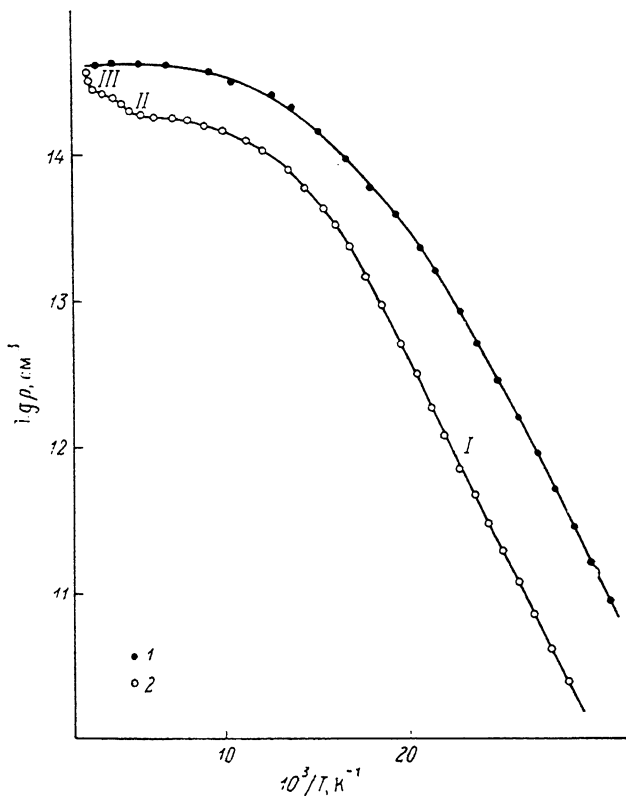


Рис. 1. Температурные зависимости концентрации носителей заряда в p -Si—Cz в исходном состоянии (I) и после облучения электронами с энергией 4.4 МэВ (2).

Участки ионизации уровней: I — бора, II — дивакансии, III — K -центров.

Перейдем к обсуждению результатов. Как уже упоминалось, концентрация бора не изменилась в результате облучения. Следовательно, основные реакции комплексообразования происходят с участием технологических примесей — углерода и кислорода. Кроме того, образуются дивакансии. Как и в n -Si—Cz [10], изменение интенсивности не оказывает влияния на скорость введения дивакансий. Такая зависимость η_{dv} (J) возможна, если прямая генерация дивакансий облучением доминирует над процессом их образования из двух одиночных вакансий. С учетом полученных нами ранее данных для n -Si—Cz [10] этот вывод носит общий характер независимо от типа кремния.

Рассмотрим далее зависимости, полученные для K -центров. Ряд авторов (см., например, [6, 11]) указывает на то, что в состав этих комплексов входят атомы углерода в межузельном положении (C_i). В свою очередь последние образуются в результате реакции вытеснения собственными межузельными атомами

¹ Из-за резкого увеличения скорости введения K -центров при облучении электронами с энергией 5.6 МэВ не удалось определить η_{dv} .

атомов углерода из узлов ($I + C_i \rightarrow C_i$). Согласно Уоткинсу [12], миграция C_i носит радиационно-стимулированный характер. Как следствие можно ожидать, что с ростом интенсивности облучения будет увеличиваться величина η_K , что и наблюдалось в наших экспериментах. Однако остается неясной причина резкого увеличения скорости образования K -центров при величинах интенсивности в импульсе $J_{\text{имп}} \geq 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Последнее значение соответствует уровню ионизации (концентрации неравновесных носителей заряда) в кремнии ($\Delta n, \Delta p$) $\geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$, при котором начинает доминировать процесс оже-рекомбина-

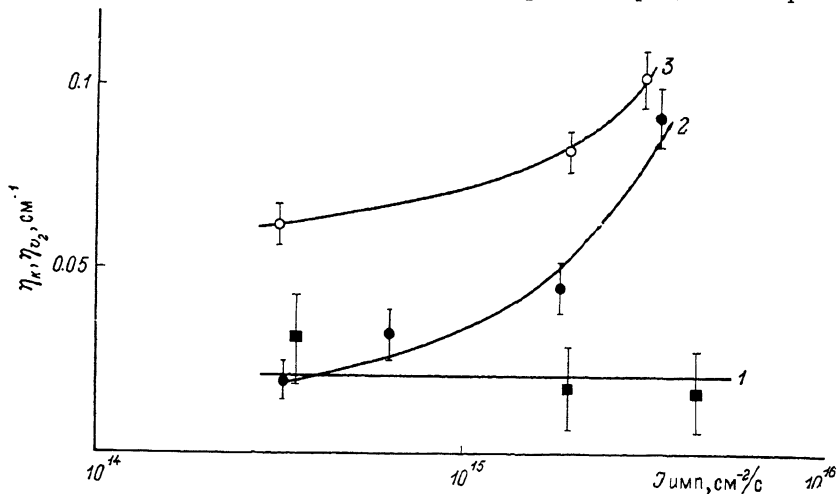


Рис. 2. Зависимость скорости образования K -центров (1, 2) и дивакансий (3) в p -Si—Cz от интенсивности импульсного электронного облучения.

Энергия электронов, МэВ: 1 — 5.6; 2, 3 — 4.4.

ции [13]. В свою очередь оже-рекомбинация, ограничивая дальнейший рост ($\Delta n, \Delta p$), могла бы привести к «насыщению» скорости радиационно-ускоренной миграции C_i . Тем не менее в эксперименте не наблюдалось насыщения скорости η_K (J). Возможная причина состоит в том, что помимо K -центров в p -Si—Cz образуются также другие донорные центры радиационного происхождения с близкой энергией ионизации. Указание на существование таких центров имеется в литературе [14]. С ростом J скорость накопления упомянутых центров может увеличиваться, что в силу близости их энергии ионизации к энергии ионизации K -центров «симулирует» резкий рост η_K .

Авторы глубоко признательны Т. В. Машовец за полезные обсуждения и критические замечания.

Список литературы

- [1] Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 345—348.
- [2] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Ломасов В. Н., Машовец Т. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 164—167.
- [3] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Машовец Т. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2221—2223.
- [4] Панов В. И., Смирнов Л. С. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 2. С. 346—348.
- [5] Емцев В. В., Клинггер П. М., Машовец Т. В., Миразизян К. М. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1209—1212.
- [6] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [7] Lee Y. H., Corbett J. W., Brower K. L. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 41. N 2. P. 637—647.
- [8] Кучис Е. В. Методы исследования эффекта Холла. М., 1974. 328 с.
- [9] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
- [10] Емцев В. В., Клинггер П. М., Машовец Т. В. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 1. С. 45—49.
- [11] Kimerling L. C., Asom M. T., Benton J. L. et al. // Proc. XV Conf. Def. Semicond. 1989. V. 38-41. P. 141—150.
- [12] Song L. W., Benson B. W., Watkins G. D. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 2. P. 1452—1455.

ФТП, том 25, вып. 3, 1991

БИПОЛЯРНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ As_2Se_3

Сарсембинов Ш. Ш., Приходько О. Ю., Мальтекбасов М. Ж.,
Максимова С. Я., Аверьянов В. Л.

Известно, что в массивных образцах мышьяксодержащих халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) и аморфных пленках этих материалов, полученных методом термического испарения в вакууме (ТИ пленках), имеют место монополярный дырочный перенос носителей заряда [1] и монополярная дырочная фотопроводимость [2]. В противоположность ТИ пленкам в пленках As_2Se_3 , полученных методом высокочастотного распыления (ВЧ пленках), нами установлен биполярный перенос носителей заряда, т. е. перенос, осуществляемый как дырками, так и электронами с одинаковой величиной подвижности $\sim 10^{-5}$ см²/В·с и энергией активации подвижности ~ 0.6 эВ [3]. В связи с этим представляется важным выяснение вопроса о влиянии способа получения пленок ХСП на другие неравновесные процессы.

Цель данной работы — изучение фотоэлектрических свойств аморфных пленок As_2Se_3 , полученных методом ВЧ распыления.

Исследовались образцы планарной и сэндвич-структуры с электродами из алюминия. Толщина слоя As_2Se_3 составляла 1—4 мкм. Распыление селенида мышьяка осуществлялось в атмосфере инертного газа со скоростью осаждения ~ 1 мкм/ч. Состав пленок по данным рентгенофлуоресцентного анализа, не более чем на 5 % отличался от состава исходного материала. Перед измерениями образцы подвергались отжигу при $T=440$ К в течение 30 мин. Методом дифракции электронов установлено, что до и после отжига пленки As_2Se_3 аморфны. Образцы имели темновую проводимость при комнатной температуре $\sim 10^{-14}$ — 10^{-13} Ом⁻¹·см⁻¹ и кратность изменения сопротивления $\sim 10^2$ — 10^3 при освещении гелий-неоновым лазером с длиной волны 0.63 мкм и интенсивностью излучения ~ 1.5 кв/см²·с. Стационная фотопроводимость измерялась при напряженности электрического поля 10^2 — 10^4 В/см.

Из рис. 1 видно, что кривые спектральной зависимости фотопроводимости исследуемых образцов, измеренные в режиме продольной фотопроводимости при разных полярностях освещаемого электрода, практически совпадают, тогда как для ТИ пленок As_2Se_3 наблюдается эффект фотовыпрямления, т. е. величина фототока в коротковолновой области спектра (0.4—0.6 мкм) существенно зависит от полярности приложенного напряжения [2]. Кроме того, у ТИ пленок форма и положение максимума спектральной зависимости фототока при разных полярностях освещаемого электрода различны.

Измерены люкс-амперные характеристики (ЛАХ) образцов при освещении гелий-неоновым лазером в интервалах температур и освещенностей, при которых величина фототока превышает темновой ток образцов. Эти измерения, как и измерения спектральной зависимости фототока при комнатной температуре, проводились в режиме продольной фотопроводимости. Установлено, что ЛАХ пленок в исследуемом интервале освещенностей являются сублинейными с показателем $n=0.6$ —0.8, причем форма ЛАХ не зависит от полярности приложенного напряжения. Измерения температурной зависимости ЛАХ, проведенные