

Видно, что эффективность самопоглощения незначительна, так как рассчитанная кривая $\beta_{\text{ex}}(N_{\text{Si}})$ хорошо согласуется с экспериментальными.

Таким образом, причиной изменения β_{ex} светодиодов из GaAs<Si> в зависимости от уровня легирования является величина внутреннего квантового выхода. Достоверность такого вывода обеспечивается как использованием двух независимых методов определения β_{in} , так и комплексным характером эксперимента, включающего исследование других возможных механизмов изменения внешней эффективности.

Л и т е р а т у р а

- [1] Берг А., Дин П. Светодиоды. М., 1979. 686 с.
- [2] Ahn B. H., Shurtz R. R., Trussel C. W. — J. Electrochem. Soc., 1971, v. 118, N 6, p. 1015—1016.
- [3] Коваленко В. Ф., Лисенкер В. С., Лисовенко В. Д., Марончук И. Е., Марончук Ю. Е. Арсенид-галлиевые электролюминесцентные диоды с антистоксовым люминофором. — ФТП, 1978, т. 12, в. 2, с. 258—263.
- [4] Коваленко В. Ф., Ганина Н. В., Марончук И. Е. Влияние изovalентной примеси индия на излучательную рекомбинацию $p-n$ -структур GaAs<Si>. — ФТП, 1982, т. 16, в. 9, с. 1588—1593.
- [5] Баскин Э. М., Винке А. Л., Лисенкер В. С., Сидоров В. Г. Эффективность электролюминесценции в $p-n$ -переходах из арсенида галлия, легированного кремнием. — ФТП, 1979, т. 13, в. 4, с. 2227—2232.
- [6] Королев В. Л., Россин В. В., Сидоров В. Г. Исследование эффективности излучательной рекомбинации структур из GaAs<Si>. — ФТП, 1984, т. 18, в. 4, с. 635—638.
- [7] Филиппов С. С., Селезнева М. А. О влиянии переноса рекомбинационного излучения в диффузию неравновесных носителей тока в полупроводниках. — ДАН СССР, 1976, т. 231, в. 3, с. 595—598.
- [8] Россин В. В., Сидоров В. Г. Определение внутреннего квантового выхода светодиодных структур. — ФТП, 1980, т. 14, в. 9, с. 1819—1821.
- [9] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Морозов Е. П., Протасов И. И., Третьяков Д. Н. Энергетический спектр арсенида галлия, легированного кремнием. — ФТТ, 1968, т. 10, в. 9, с. 2861—2864.

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

Получено 22.06.1987
Принято к печати 7.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

СПЕКТР И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ОБЛУЧЕННОМ ПРОТОНАМИ КРЕМНИИ

Колесников Н. В., Ломасов В. Н., Мальханов С. Е.

Несмотря на широкое применение протонного и альфа-облучения для локального регулирования параметров полупроводниковых структур [1], вопрос об энергетическом спектре радиационных дефектов (РД), ответственных за наблюдаемые изменения характеристик приборов, остается неясным. В данной работе методом фотоемкости (ФЕ) проведено исследование энергетических уровней дефектов, их сечений фотоионизации и профиля распределений дефектов в кремнии p -типа, облученном протонами с энергией 100 кэВ.

Метод ФЕ подробно описан в [2], а образцы с n^+p -переходами и базой из кремния КДБ-10 — в [3]. В необлученных образцах сигналы ФЕ и индуцированной ФЕ (ИФЕ) отсутствуют. Облучение протонами с энергией 100 кэВ проводилось на ускорителе НГ-200У при комнатной температуре с плотностью потока, равной 0.3 мкА/см².

В спектре ИФЕ, наблюдаемом в облученных образцах, обнаружены две ступени, соответствующие уровням с энергиями 0.42 и 0.48 эВ (рис. 1). Концентрации этих уровней возрастают с увеличением дозы облучения и достигают насыщения при дозе $\sim 5 \cdot 10^{15}$ см⁻². На участке линейной зависимости концентрации дефектов от дозы скорость введения данных РД составляет ~ 0.1 см⁻¹. В ходе исследования термостабильности обнаруженных дефектов был выявлен участок «отрицательного» отжига при температуре ~ 150 °С, на котором концентрация уровней возрастает примерно в 4 раза. Полный отжиг дефектов обеих групп происходит при 200 °С. Сечение фотоионизации этих уровней имеет величину $2 \cdot 10^{-19}$ см².

Распределение данных РД по глубине образца, полученное с использованием ИФЕ, приведено на рис. 2. Особенностью профиля распределения обнаруженных

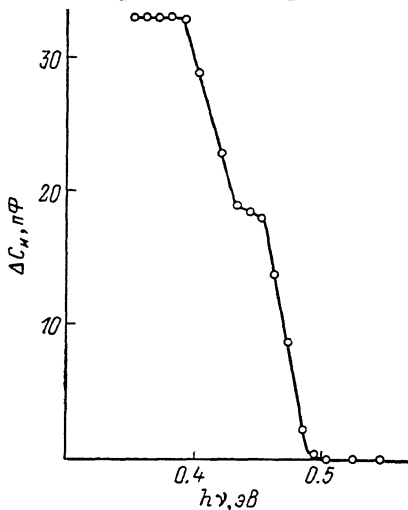


Рис. 1. Спектр ИФЕ *p*-кремния, облученного протонами.

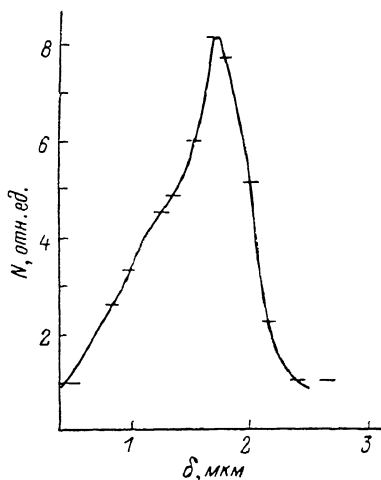


Рис. 2. Пространственное распределение РД в *p*-кремнии, облученном протонами.

руженных в работе РД является наличие широкого максимума на глубине ~ 1.8 мкм, что значительно превосходит пробег протонов с энергией 100 кэВ в кремнии, равный 0.9 мкм [4, 5]. Поскольку пучок протонов был строго монохроматичен (± 0.1 %), а ориентация пластин кремния была $\langle 112 \rangle$, возникновение этого максимума не может быть объяснено ни наличием в потоке бомбардирующих частиц нескольких типов ионов, ни эффектом каналирования протонов: направление $\langle 112 \rangle$ не совпадает ни с одним из направлений каналирования [6].

Полученное распределение РД можно объяснить в предположении, что в состав дефекта входит вакансия, дрейфующая в поле объемного заряда (ОЗ) n^+ — p -перехода. В процессе облучения образца протонами ширина области ОЗ возрастает из-за возникновения на переходе блокирующего смещения. Его величина с учетом генерации протонами наряду с дефектами электронно-дырочных пар может быть оценена величиной порядка нескольких вольт. В силу непрерывности потока вакансий из области генерации происходит их накопление в конце области ОЗ. Поскольку на этом участке кристалла концентрация вакансий оказывается значительной, они эффективно вступают в квазихимические реакции с образованием наблюдаемых в работе РД.

Данное явление может быть использовано для управляемого полем локального по глубине введения РД.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гавриков Г. А., Думиш Л. К., Миронов В. А., Федорович Ю. В., Шевченко Б. Н. Протонное облучение в управлении параметрами полупроводниковых проборов. — Электрон. техн., 1981, сер. 7, в. 1 (104), с. 8—12.
- [2] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.

- [3] Колесников Н. В., Лебедев А. А., Мальханов С. Е. Сечение фотоионизации положительно заряженной дивакансии в кремнии, определенное из фотоемкостных измерений. — ФТП, 1979, т. 13, в. 4, с. 812—814.
- [4] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Н., Кумахов М. А., Темкин М. Н. Пространственное распределение энергии, выделенное в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М., 1985. 248 с.
- [5] Chu N. K., Kastl R. H., Level R. F., Mader S., Masters B. T. — Phys. Rev. B, 1977, v. 16, N 9, p. 3851—3859.
- [6] Технология ионного легирования / Под ред. С. Намбы. М., 1974. 160 с.

Получено 16.06.1987
 Принято к печати 8.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ НА МИКРОПЛАЗМЕННЫЙ ПРОБОЙ p - n -ПЕРЕХОДОВ

Выжигин Ю. В., Грессеров Б. Н., Соболев Н. А.

При исследовании кремниевых структур с p - n -переходами наблюдались скачки на температурной зависимости напряжения пробоя [1-4], что связывалось с перезарядкой глубоких уровней (ГУ) в каналах отдельных микроплазм (МП). Поскольку в полупроводниках присутствуют ГУ различной природы и, кроме того, МП нельзя считать полностью независимыми, исследование связи перезарядки ГУ в канале МП с пробоем МП затруднено. Цель настоящей работы — исследование влияния перезарядки ГУ в области объемного заряда (ООЗ) канала МП на температурные зависимости напряжения появления первого импульса МП U_n и напряжения полного включения МП $U_{вкл}$, т. е. напряжения, соответствующего концу участка нестабильности МП по напряжению, а также определение параметров перезаряжающихся ГУ.

Исследовались p - n -переходы, изготовленные из n -Si с удельным сопротивлением 150—250 Ом·см, на постоянном токе в диапазоне температур 100—300 К (точность поддержания 0.1 К), прикладываемое напряжение изменялось от 0.2 до 4 кВ (точность поддержания ± 0.5 В [5]).

Типичная температурная зависимость U_n показана на рис. 1 (кривая 1); два скачка соответствуют перезарядке двух различных ГУ. Участки 5, 3, 1 соответствуют ситуациям, когда оба ГУ в ООЗ канала МП ионизованы, ионизован только более мелкий ГУ, оба ГУ заполнены. Понижение U_n с увеличением температуры на участках 2 и 4 связано с ионизацией соответственно первого и второго ГУ в ООЗ канала МП. При этом U_n зависит как от свойств собственно ГУ, так и от времени, прошедшего после подачи обратного смещения. На рис. 1 приведены зависимости U_n от температуры для двух временных интервалов между моментом подачи обратного напряжения и моментом появления первого импульса МП $t_{н.м.}$. Зависимость U_n от плотности объемного заряда в ООЗ определяется формулой, аналогичной приведенной в [6],

$$N = N_n + M - m(t) = \frac{\varepsilon_n b^2 [1 + \beta(T - 300)]}{2qU_n \ln^2 \{2aU_n b^{-1} [1 + \beta(T - 300)]^{-1}\}}, \quad (1)$$

где N_n и M — концентрации соответственно ионизованных мелких уровней и ГУ, $m(t)$ — концентрация ГУ, заполненных электронами, T — абсолютная температура, q — заряд электрона, $a = 7.03 \cdot 10^6$ см⁻¹, $b = 1.231 \cdot 10^6$ В/см, $\beta = U_n^{-1} \big|_{T=300 \text{ К}} (dU_n/dT)$ — температурный коэффициент напряжения пробоя U_n . На участках 1, 3 и 5 имеем $N_n = N_1$, $N_3 = N_n + M_1$, $N_5 = N_n + M_1 + M_2$. Разница между концентрациями центров на соседних линейных участках, вычисленная с помощью (1), соответствует концентрации ГУ, перезарядка которых