

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

ГЕНЕРАЦИЯ ДЕФЕКТОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ СТРУКТУР Ge—GeO₂ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ Ag⁺

П. К. Кашкаров, А. В. Колесников, А. В. Петров, И. Г. Стоянова

(кафедра общей физики для химического факультета)

Установлено, что имплантация ионов Ag⁺ в пленку GeO₂ на поверхности Ge сопровождается генерацией ловушек для дырок в слое торможения ионов и ловушек для электронов в слое GeO₂ вблизи границы с Ge, что проявляется в увеличении неустойчивости заряда поверхности при освещении.

Ионное легирование поверхностных слоев полупроводников широко используется в полупроводниковой технологии. Имплантация, как правило, осуществляется либо сквозь тонкий слой естественного оксида, либо сквозь специально сформированный диэлектрический слой. При этом в поверхностной диэлектрической пленке могут возникнуть ловушки носителей заряда, что проявляется в зарядовой неустойчивости полупроводниковых приборов. В настоящей работе изучено влияние ионной бомбардировки на спектр ловушек в оксидном слое на поверхности германия. Свойства центров захвата носителей заряда в поверхностной пленке GeO₂ необлученных образцов подробно исследованы в работах [1, 2].

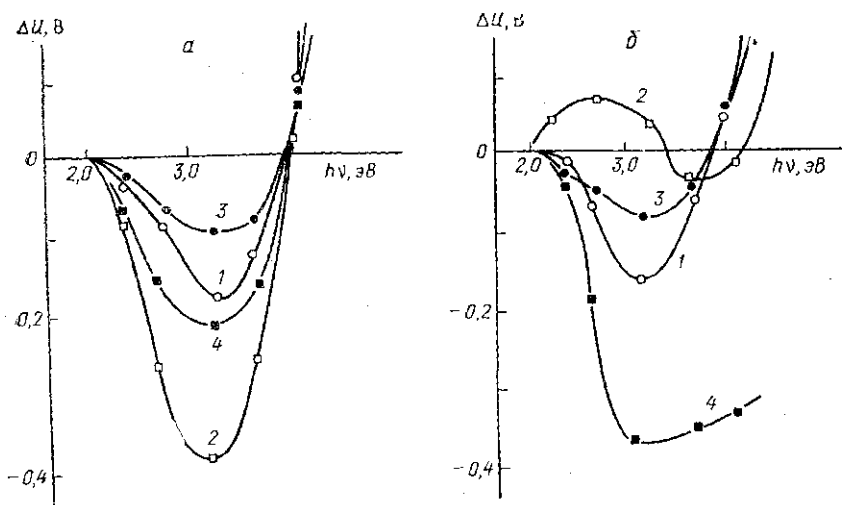
Изучались структуры Ge—GeO₂, полученные термическим (толщина оксида $d = 5 \div 90$ нм) или анодным ($d = 100 \div 200$ нм) окислением поверхности (111) высокоомных ($\rho = 25 \div 40$ Ом·см) монокристаллов n -Ge с размерами $0,05 \times 0,5 \times 1$ см. Имплантация производилась при 300 К ионами Ag⁺ с энергией 20 кэВ при дозе 10^{15} ион/см² в одну большую грань образца, вторая грань являлась контрольной. Изменения в системе ловушек оксида регистрировались методом оптического заряжения (ОЗ) аналогично [1, 2]. Накопление заряда в оксиде при освещении фиксировалось методом контактной разности потенциалов. Знак контактной разности потенциалов ΔU соответствовал знаку накапливаемого в GeO₂ заряда [3]. Все измерения проводились в вакууме 10^{-4} Па.

Для понимания представленных ниже экспериментальных данных необходимо сделать следующее замечание. В использованном в работе методе ОЗ фиксируется изменение заряда в оксиде при освещении образца квантами определенной энергии, причем величина этого изменения зависит от исходного заряда ловушек. Очевидно, в результате ионного облучения некоторые из возникающих в GeO₂ дефектов могут оказаться изначально заряженными, кроме того, указанное воздействие ведет к перезарядке части имевшихся ранее ловушек. Для стандартизации условий измерения часть как исходных, так и облученных образцов прогревалась при 570 К. Известно, что такая термообработка ведет к равновесному заполнению как электронных, так и дырочных ловушек в GeO₂ [1]. Отметим, что при этом возможен и отжиг части возникших при ионной бомбардировке дефектов. Поэтому для сравнения будут приведены данные для непрогретых образцов.

В соответствии с [4] длина среднего проецированного пробега ионов Ag⁺ в GeO₂ при энергии 20 кэВ равна $\overline{\Delta x} = 12 \pm 5$ нм. Рассмотрим сначала случай, когда $\overline{\Delta x} \ll d$ и ионы не достигают границы раздела полупроводник — оксид. Так, на рисунке, а приведены спектры ОЗ для образца с $d = 90$ нм. В результате ионного облучения структур растет отрицательное ОЗ (ср. кривые 1 и 2). Ответственные за этот эффект электронные ловушки оказываются весьма устойчивыми, и значительная их часть не отжигается при 570 К. Более того, снижение отрицательного заряжения в результате прогрева как контрольных (кривые 1, 3), так и облученных (кривые 2, 4) структур было пропорциональным, что свидетельствует об аналогичной природе биографических и радиационных дефектов, играющих роль центров захвата электронов в GeO₂. В необлученных структурах Ge—GeO₂ отрицательное заряжение обычно связывают с присутствием фрагментов воды в оксиде [1, 2]. Аналогичные данные получены и на структурах с более толстыми оксидами ($d = 100 \div 200$ нм).

При облучении ионами аргона образцов с $d \lesssim \overline{\Delta x}$ картина оказалась более сложной (рисунк, б). На непрогретых структурах радиационное воздействие приводило к инверсии знака ОЗ: исходное отрицательное ОЗ сменялось положительным (ср. кри-

вые 1 и 2). Этот эффект нельзя связать с наблюдаемым изменением встроенного заряда диэлектрика в результате имплантации, поскольку ионное облучение сопровождается положительным зарядением GeO_2 , соответственно роль электрического поля указанного заряда сводилась к частичному подавлению процесса инжекции зарядов положительного знака из Ge в GeO_2 при освещении. Таким образом, в случае, когда ионы аргона достигают границы раздела Ge— GeO_2 , регистрируется возникновение дефектов, являющихся ловушками для дырок. Последние обычно связывают с кислородными вакансиями в GeO_2 [5].



Спектры ОЗ на образцах Ge— GeO_2 с толщинами оксида 90 (а) и 5 нм (б): исходные (1), после имплантации ионов Ag^+ (2), а также после прогрева при 570 К контрольных (3) и имплантированных (4) структур

В результате термообработки при 570 К соотношение между спектрами ОЗ исходных и облученных образцов изменяется на обратное (ср. кривые 3 и 4). Как и для образцов с более толстыми оксидами, в результате воздействия ионного пучка фиксировался значительный рост отрицательного заряжения. Отсюда следует, что радиационные дефекты, играющие роль дырочных ловушек, обладают невысокой термической устойчивостью и, по-видимому, полностью отжигаются при 570 К.

Обсудим кратко возможные механизмы образования дефектов при воздействии ионов на структуру Ge— GeO_2 . Непосредственно в области торможения иона Ag^+ возникает каскад смещенных за счет упругих столкновений атомов. Протяженность указанной области в аморфном материале определяется величинами Δx и среднего разброса пробегов [6]. На образцах с $d \leq \Delta x$ генерация дефектов по механизму упругих соударений происходит по всей толщине оксидного слоя, в том числе на границе Ge— GeO_2 . Так как при освещении перезаряжаются за счет фотоинжекции носителей заряда только ловушки диэлектрика, удаленные от границы раздела Ge— GeO_2 не более чем на 5 нм [1], то рост положительного ОЗ в результате имплантации Ag^+ с $\Delta x \geq d$ естественно связать с возникновением кислородных вакансий в слое торможения ионов. При облучении структур с $d \gg \Delta x$ торможение ионов происходит во внешнем слое оксида, недоступном для анализа методом ОЗ. В этом случае генерацию дефектов в диэлектрике разумно объяснить его значительным электронным возбуждением, возникающим в результате взаимодействия ионов Ag^+ с атомами решетки GeO_2 . Такое электронное возбуждение может мигрировать в глубь оксида и, распадаясь, стимулировать структурные перестройки [7], в частности образование центров захвата электронов в GeO_2 .

Полученные результаты полностью согласуются с нашими данными по имплантации Ag^+ в оксидный слой структур Si— SiO_2 [8]. Таким образом, ионная имплантация в приповерхностный слой структур на основе полупроводников группы A^4 сопровождается генерацией в поверхностном слое оксида электронных и дырочных ловушек, причем преобладание того или иного типа дефектов определяется соотношением толщины оксида и средней длины проецированного пробега ионов в нем.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кашкаров П. К., Козлов С. Н.//Микроэлектроника. 1976. 5, № 5. С. 535. [2] Kashkarov P. K., Kozlov S. N., Kiselev V. F.//Surf. Sci. 1978. 75, N 1. P. 231. [3] Ефимова А. И., Ивакин Г. И., Кашкаров П. К. и др.//Поверхность. 1988. № 9. С. 75. [4] Gibbons J. F., Johnson W. S., Mylroie S. W. Projected Range Statistics. Stroudsburg, Pennsylvania. 1975. [5] Karyagin S. N., Kashkarov P. K., Kiselev V. F., Kozlov S. N.//Phys. Stat. Sol. (a). 1976. 37, N 1. P. 17. [6] Мейер Д., Эрикссон Л., Дэвис Д. Ионное легирование полупроводников. М., 1973. [7] Мошовец Т. В., Холодарь Г. А., Клиньгер М. И. и др.//УФН. 1985. 147, № 3. С. 523. [8] Кашкаров П. К., Колесников А. В., Петров А. В.//Микроэлектроника. 1988. 17, № 6. С. 528.

Поступила в редакцию
28.09.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31. № 4

УДК 539.293:537.87

ЛАЗЕРНАЯ СТИМУЛЯЦИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЧ-ЭНЕРГИИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

А. Н. Бачурин, А. В. Козарь, С. А. Крупенко

(кафедра радиофизики)

Рассмотрено взаимодействие непрерывного СВЧ-излучения 8-мм диапазона длин волн и лазерного излучения ближней ИК-области в слое из чистого кристаллического кремния, расположенном в прямоугольном волноводе и полностью заполняющем поперечное сечение. Предложен экспериментальный метод исследования процессов диффузии фотоносителей, времени жизни носителей заряда.

Взаимодействие электромагнитных волн СВЧ-диапазона и когерентного лазерного ИК-излучения используется в первую очередь для изучения процессов, происходящих в полупроводниках, а также для исследования их свойств в СВЧ [1] и оптических устройствах [2].

В работе рассматривается взаимодействие непрерывного СВЧ-излучения 8-мм диапазона и лазерного излучения ближней ИК-области, распространяющихся в слое из чистого кристаллического кремния вдоль кристаллографической оси (111) (образец полностью заполняет поперечное сечение волновода размерами $7,2 \times 3,4$ мм).

Исследуется случай, когда на образец одновременно воздействуют оба вида излучения, причем непрерывное СВЧ-излучение является достаточно мощным. При этом наблюдалось воздействие на физические параметры полупроводника — концентрация N и подвижность μ свободных носителей — не только температуры образца T ($N^2 = 1,5 \cdot 10^{33} T^3 \exp(\Delta E/kT)$ см $^{-6}$ — квадрат концентрации носителей в случае использования кремния с собственной проводимостью [3]) и величины мощности лазерной фотонакачки P , но и электрической составляющей E СВЧ-излучения [4], так как

$$\mu = \mu_0 (1/2 + \{1 + [1 + (3\pi/8) (\mu_0 E/U)^2]^{1/2}\})^{-1/2},$$

где U — скорость звука в образце, $\mu_0 = 4 \cdot 10^9 T^{-2,6}$ см $^2 \cdot В^{-1} \cdot с^{-1}$ — подвижность свободных носителей заряда в слабом поле [3]. Как показано в [5, 6], коэффициенты отражения Γ и поглощения A являются функциями удельной проводимости $\sigma = Ne\mu$, длины волны СВЧ-излучения λ , толщины образца d_0 , диэлектрической проницаемости ϵ' .

Генерация СВЧ-излучения последовательно осуществлялась на двух частотах: $f_1 = 34,86$ ГГц и $f_2 = 36,02$ ГГц, толщина образца $d_0 = 1,35$ мм является полуволновой для СВЧ-излучения с частотой f_1 , длина волны излучения лазера $\lambda_0 = 1,15$ мкм.

На рис. 1, а представлена теоретическая зависимость квадрата коэффициента отражения $G = |\Gamma|^2$ от частоты СВЧ-излучения f и проводимости σ (при расчетах $\sigma = \sigma(T, E)$ использовалось эмпирическое приближение $T[K] = 293 + 0,5 P_{RF}$ [Вт], примененное к конкретным условиям данного эксперимента). На рис. 1, б представлена аналогичная теоретическая зависимость коэффициента поглощения A . Рис. 1 иллюстрирует случай, когда мощность лазерной накачки $P = 7,5$ мВт. На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости квадрата коэффициента отражения G от мощности