

МОДЕЛЬ РАДИАЦИОННОГО НАКОПЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ КРЕМНИЙ—ОКСИД КРЕМНИЯ

Крылов Д. Г., Ладыгин Е. А., Галеев А. П.

Известно, что при воздействии высокоэнергетических частиц (электронов, гамма-квантов, ионов и др.) на систему кремний—оксид кремния в пленке оксида, полученном термическим окислением, и на границе раздела кремний—оксид кремния происходят следующие процессы [1].

1. Образование сверхравновесной концентрации электронно-дырочных пар в результате ионизации оксида кремния. Часть этих пар рекомбинирует, остальные — распадаются. Подвижности электронов и дырок в оксиде кремния различаются по величине на несколько порядков, поэтому более подвижные электроны уходят из объема диэлектрика, а дырки во время облучения (в случае малых доз) остаются практически неподвижными. Они покидают диэлектрик в течение более длительного времени и могут захватываться при этом на ловушки, обусловленные наличием в системе кремний—оксид кремния упругих деформационных напряжений. Последнее объясняется в первую очередь различием температурных коэффициентов линейного расширения кремния и оксида кремния. При этом атомы в приграничной области находятся в неравновесном состоянии, зафиксированном охлаждением системы, а их валентные связи являются напряженными (деформированными). Изменение длины или угла связи приводит к смещению в запрещенную зону оксида кремния энергетического уровня валентного электрона с образованием ловушки для дырок.

После захвата дырки напряженная (растянутая) связь разрывается, и атомы смещаются под действием упругих сил в равновесные положения. Одновременно происходит снятие напряжений соседних валентных связей в радиусе нескольких межатомных расстояний и релаксация упругих напряжений системы в целом. При захвате дырки напряженной связью на границе раздела кремний—оксид кремния образуется поверхностное состояние, а в объеме оксида — положительно заряженный центр, и увеличивается эффективный заряд оксида. Отметим, что поверхностные состояния и положительно заряженные центры образуются из центров одной природы — напряженных связей. Кроме того, дырки могут захватываться и на исходные ловушки в оксиде, что также увеличивает его заряд.

При облучении напряженные связи могут разрываться и путем прямой ионизации, однако этот процесс менее вероятен, и поэтому в дальнейшем не будет рассматриваться.

2. Под действием высокоэнергетических частиц происходит ударное смещение атомов на границе раздела и в диэлектрике с образованием поверхностных состояний и положительно заряженных центров соответственно.

Проведем расчет кинетики накопления поверхностных состояний на границе раздела кремний—оксид кремния и положительно заряженных центров в оксиде кремния.

Скорость генерации поверхностных состояний или положительно заряженных центров в результате захвата дырки напряженной связью определяется как

$$\frac{dN}{dt} = kp(A - \varphi N), \quad (1)$$

где N , p и A — объемные плотности поверхностных состояний или положительно заряженных центров, дырок и исходных напряженных связей соответственно; $\varphi = 1 + K_{\text{рел}}$, где $K_{\text{рел}}$ — число релаксирующих напряженных связей при одном разрыве, k — константа скорости генерации. Решая (1), получим

$$N = \frac{A}{\varphi} \left[1 - \exp \left(-k\varphi \left(p_0 t_{\text{обл}} + \int_{t_{\text{обл}}}^{\infty} p dt \right) \right) \right], \quad (2)$$

где $t_{\text{обл}}$ — время облучения, p_0 — плотность дырок во время облучения. В правой части выражения (2) в показателе экспоненты учитывается процесс генерации как во время облучения, так и после него. Изменение плотности дырок после облучения задается дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (3)$$

при $p(x, 0) = p_0$, $\frac{\partial p}{\partial x}(0, t) = ap$, $\frac{\partial p}{\partial x}(d, t) = -bp$, где D — коэффициент диффузии дырок в оксиде кремния. Мы предположили, что потоки дырок через границы раздела кремний—оксид кремния ($x=0$) и диэлектрик—затвор ($x=d$) пропорциональны их плотностям. Решение этого дифференциального уравнения имеет вид

$$p(x, t) = B \sin(\lambda x + \kappa) \exp(-D\lambda^2 t), \quad (4)$$

где $\kappa = \text{arctg} \left(\frac{\lambda}{a} \right)$, коэффициент λ определяется уравнениями

$$\text{tg}(\lambda d) = \frac{\lambda(a-b)}{\lambda^2 - ab}, \quad (5)$$

$$B = \frac{4p_0 \sin\left(\frac{\lambda d}{2}\right) \sin\left(\frac{\lambda d}{2} + \kappa\right)}{\lambda d - \sin(\lambda d) \cos(\lambda d + 2\kappa)}. \quad (6)$$

Подставляя выражение (4) в (2), получим

$$N(x, t_{\text{обл}}) = \frac{A}{\varphi} \left[1 - \exp \left(-k\varphi \left(p_0 t_{\text{обл}} + \frac{B \sin(\lambda x + \kappa)}{D\lambda^2} \right) \right) \right]. \quad (7)$$

Известно, что величина упругих напряжений максимальная вблизи границы раздела кремний—оксид кремния и спадает по экспоненциальному закону в глубь оксида. Примем, что распределение плотности напряженных связей определяется тем же законом с одной характеристической длиной l :

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right), \quad (8)$$

где A_0 — плотность напряженных связей на границе раздела.

Поверхностные состояния являются быстрыми и локализованы вблизи границы раздела в области шириной w ($\sim 1-10$ нм), много меньшей l . Тогда

$$N_{\text{ПС}}(t_{\text{обл}}) = \frac{wA_0}{\varphi} \left[1 - \exp \left(-k\varphi p_0 \left(t_{\text{обл}} + \frac{B \sin \kappa}{D\lambda^2 p_0} \right) \right) \right]. \quad (9)$$

Накопление заряда в оксиде кремния толщиной d оценивается обычно эффективной плотностью центров N_T :

$$N_T = \frac{1}{d} \int_0^d N_x(d-x) dx. \quad (10)$$

При условии $l \ll d$ (ширина области напряжений значительно меньше толщины диэлектрика) проведем преобразование

$$\sin(\lambda x + \pi) = \sin \pi + \lambda x \cos \pi. \quad (11)$$

Тогда

$$N_T(t_{\text{обл}}) = \frac{LA_0}{\varphi} \left[1 - \exp \left(-k\varphi p_0 \left(t_{\text{обл}} + \frac{B \sin \pi}{D\lambda^2 p_0} \right) - \alpha \right) \right], \quad (12)$$

где

$$\alpha = \ln \left(1 + \frac{LBk\varphi \cos \pi}{D\lambda} \right). \quad (13)$$

Учитывая второй механизм генерации поверхностных состояний и положительно заряженных центров в оксиде кремния, получим, что временные зависимости их плотностей описываются функцией вида

$$y = a(1 - \exp(-bx - c)) + gx, \quad (14)$$

где g — скорость генерации путем ударного смещения атомов. Отметим, что отношение коэффициентов под экспонентой $\tau = c/b$ имеет физический смысл времени рассасывания дырок в диэлектрике, а сопоставление экспериментальных данных о накоплении поверхностных состояний и заряда оксида кремния позволяет определить характеристическую длину распределения напряженных связей (упругих напряжений в оксиде)

$$l = \frac{wa_d}{ha_{\text{ПС}}}, \quad (15)$$

где h — полуширина пика в распределении плотности поверхностных состояний (0.06 эВ).

Применимость аналитических выражений предложенной модели проверялась нами экспериментально на примере дискретных МОП транзисторов типа КП301, в которых подзатворный оксид кремния толщиной 270 нм получен термическим окислением при температуре 1200 °С в атмосфере сухого кислорода. Транзисторы имели молибденовый затвор. Облучение проводилось электронами энергией 6 МэВ потоками $10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}$ с заданной плотностью потока $1.8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. После каждого облучения измерялись подпороговые вольт-амперные характеристики транзисторов, на основе которых оценивались энергетическое распределение плотности поверхностных состояний и заряд подзатворного диэлектрика [2, 3]. При анализе генерации дефектов на границе раздела использовалось значение плотности поверхностных состояний с энергетическим положением $E_v + 0.36 \text{ эВ}$.

Экспериментальные временные зависимости плотности поверхностных состояний и заряда диэлектрика представлены на рис. 1 и 2. Отметим резкое увеличение заряда диэлектрика после первого облучения, что обусловлено захватом дырок на исходные ловушки. Усредненные по партии образцов результаты аппроксимации по методу наименьших квадратов заданной функцией (14) представлены в таблице. Близкие значения параметров аппроксимации $b_{\text{ПС}}$ и b_d свидетельствуют о равенстве коэффициентов скорости генерации поверхностных состояний и положительно заряженных центров путем захвата дырки напряженной связью. Отношение параметров аппроксимации $a_{\text{ПС}}/a_d$ имеет среднее значение 3, что соответствует длине $l = 56 \text{ нм}$ при ширине $w = 10 \text{ нм}$. Согласно такой оценке, упругие напряжения распределены в приграничной области оксида кремния шириной не более 60 нм. Среднее значение параметра аппроксимации

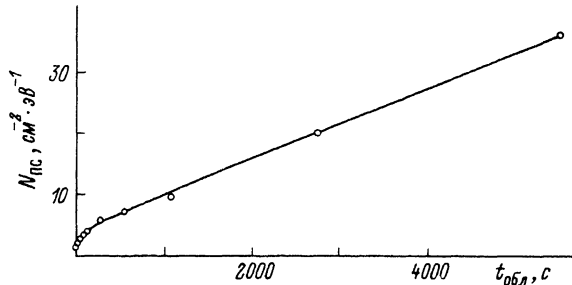


Рис. 1. Зависимость плотности поверхностных состояний на границе раздела кремний—оксид кремния от времени облучения электронами энергией 6 МэВ.

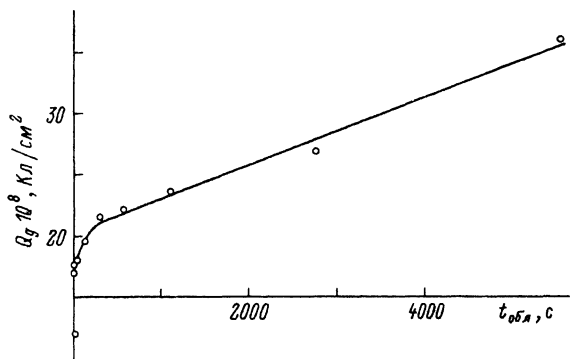


Рис. 2. Зависимость заряда подзатворного диэлектрика от времени облучения электронами энергией 6 МэВ.

$a, 10^{-10}$	$b, 10^3$	c	$g, 10^{-8}$
Поверхностные состояния			
9.2 ± 2.0	6.1 ± 2.0	0.25 ± 0.1	1.3 ± 0.7
Центры в диэлектрике			
3.0	7.2	—	0.28

с составляет 0.25 для поверхностных состояний, что соответствует времени рассасывания дырок в диэлектрике ~ 40 с. Результаты аппроксимации показывают, что для ударного смещения атомов скорость генерации поверхностных состояний значительно больше, чем положительно заряженных центров. Это согласуется с известными данными о снижении пороговой энергии дефектообразования на границе раздела в сравнении с объемом диэлектрика.

Таким образом, экспериментальная проверка представленной модели показала ее достоверность. В ней учтено два механизма: ударное смещение атомов высокоэнергетичными частицами и разрыв напряженных связей при захвате дырки. Образование поверхностных состояний на границе раздела и положительно заряженных центров в объеме диэлектрика рассматривается одновременно, что позволяет сопоставить экспериментальные данные и оценить глубину распределения упругих напряжений в объеме диэлектрика. Генерация дефектов предполагается как во время облучения, так и после него, и определена длительность второго этапа (время рассасывания дырок в диэлектрике).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Першенков В. С., Попов В. Д., Шальнов А. В. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем. М., 1988. 256 с.
- [2] Крылов Д. Г., Ладыгин Е. А., Горюнов Н. Н. // ФТП. 1990 Т. 24. В. 6. С. 997—1000.
- [3] McWhorter P. J., Winokur P. S. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 2. P. 133—135.

Московский институт стали и сплава

Получено 10.01.1992
Принято к печати 4.03.1992

ФТП, том 26, вып. 7, 1992

НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ, ВЫЗВАННАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ НАРУШЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННО-МОЛЕКУЛЯРНОГО РАВНОВЕСИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ПЛЕНОК CdS

Панов В. П., Панова Г. Д.

При приложении слабых постоянных электрических полей ($10^2 \div 10^3$ В/см) к высокоомным пленкам типа CdS их проводимость не остается постоянной, а медленно, в течение многих часов (суток), релаксирует к стационарному значению. После включения малых напряжений проводимость спадает, а при больших напряжениях вслед за спадом происходит квазистационарное нарастание проводимости. В результате многочисленных исследований предложены различные физические механизмы обсуждаемого явления, включающие в себя как инжекционно-электронные процессы [^{1, 2}], так и разнообразные виды полевого дрейфа заряженных собственных или примесных точечных дефектов [^{3, 4}]. О природе дефектов в каждом конкретном случае высказываются лишь предположительные суждения. В подавляющем числе работ исследования выполнены на образцах с планарной геометрией электродов, когда межэлектродный промежуток открыт для доступа компонент окружающей газовой атмосферы и наибольшая плотность линий тока имеет место у поверхности пленки. Поскольку среди многообразных форм при адсорбции таких компонент воздуха, как кислород и влага, имеются и заряженные состояния [⁵⁻⁷], нестабильность проводимости пленки может быть вызвана дрейфом в электрическом поле адсорбированных заряженных частиц. Вполне допустимо, что подвижность адсорбированных частиц в деструктурированном приповерхностном слое и на поверхности пленки может быть выше, чем объемных собственных дефектов. Поэтому нарушение электронно-молекулярного равновесия вследствие электродиффузии адсорбированных частиц атмосферы будет происходить при меньших полях, чем в случае других дефектов. Этим аспектам проблемы нестабильности проводимости пленок уделяется до сих пор недостаточное внимание.

В данной работе исследовано влияние на нарастающие релаксации проводимости давления окружающей пленку атмосферы, а также предыстории образца.

Изучены тонкие (0.1—2.0 мкм) пленки CdS, полученные химическим осаждением из водных растворов [⁸] на стеклянных подложках, с планарной геометрией электродов. Влияние на характер релаксации материала электродов (In, Al, Cu, Ag, Au, графит, серебряная паста) и способа его нанесения на пленку (испарение в различной атмосфере и в вакууме либо вжигание) обнаружено не было. Электроды в виде двух полосок (In, Ag) шириной 2÷3 мм наносились