

05

© 1991 г.

О МЕХАНИЗМЕ РАЗРУШЕНИЯ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ПРИ ИХ ИМПУЛЬСНОМ ДЖОУЛЕВОМ РАЗОГРЕВЕ

Б. С. Вакаров, А. Б. Корляков

Рассмотрены возможные механизмы разрушения кремниевых структур с диэлектрической оболочкой при импульсных электрических воздействиях вдоль границы Si—SiO₂. Показано, что в условиях быстрого джоулевого разогрева основной причиной разрушения является перегрев жидкой фазы полупроводника. Характер выброса парокапельной смеси и возникновение при этом ударных волн связаны с тем, является поверхностным или объемным вскипание кремния.

Основной причиной выхода из строя полупроводниковых структур является их разрушение при импульсных электрических воздействиях. Однако адекватное описание механизма разрушения отсутствует в связи с трудностями теоретических и экспериментальных исследований существенно неравновесных фазовых переходов в полупроводниках при различных условиях теплообмена структур с внешней средой. В ряде работ [1-3] сделаны попытки описания фазовых переходов полупроводника (твердое тело—жидкость—пар) при определенных геометриях структуры в условиях стационарной электрической накачки. К сожалению, очевидно ограниченное применение полученных результатов. В связи с расширением применения кремниевых структур с диэлектрической изоляцией (КСДИ) [4] целью работы являлось исследование разрушения таких структур при их импульсном джоулевым разогреве и определение возможных механизмов этого процесса.

Эксперименты проводились на КСДИ резисторах, которые представляют собой «островки» легированного фосфором монокристаллического кремния с удельным сопротивлением 10⁻²—10⁻³ Ом·см, ограниченные SiO₂ оболочкой и расположенные в поликремниевой матрице-подложке. Толщина монокремния варьировалась в диапазоне 2r₀=3—15 мкм, площадь поперечного сечения 60—300 мкм², а расстояние между контактами 50—120 мкм. Толщина двуокиси кремния между моно- и поликремнием d_{вн}≈2 мкм, а на внешней поверхности резистора d≈1.2 мкм. Для уменьшения контактных сопротивлений в области под алюминиевым контактом проводилось дополнительное легирование кремния фосфором (Si—n⁺ типа).

При импульсном воздействии (в качестве источника накачки использовался генератор напряжения П-образных импульсов), зарегистрировав осциллограммы тока $J(t)$ и напряжения $U(t)$, можно рассчитать энергию $Q(t)$, которая расходуется на джоулев разогрев структуры к моменту времени t ,

$$Q(t) = \int_0^t J(t) U(t) dt, \quad (1)$$

а также некоторое эффективное сопротивление

$$R(t) = \frac{U(t)}{J(t)}. \quad (2)$$

Нами принято, что практически вся энергия накаливы выделяется в монокристаллическом кремнии, а плотность Si — в твердом ρ_T и жидком $\rho_{\text{ж}}$ состояниях; соответствующие удельные теплоемкости c_T и $c_{\text{ж}}$ не зависят от температуры. Это позволяет сделать оценки характерных значений энергий

$$Q_1 = c_T \rho_T (T_{\text{пл}} - T_0) V, \quad (3)$$

$$Q_2 = \chi \rho_T V, \quad (4)$$

$$Q_3 = c_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} (T - T_{\text{пл}}) V, \quad (5)$$

где Q_1 — энергия, необходимая для нагрева твердого кремния от исходной температуры T_0 до температуры плавления $T_{\text{пл}}$; Q_2 — энергия, затрачиваемая на плавление; χ — удельная теплота плавления; Q_3 — энергия, расходуемая на нагрев жидкометаллической фазы объемом V до температуры T .

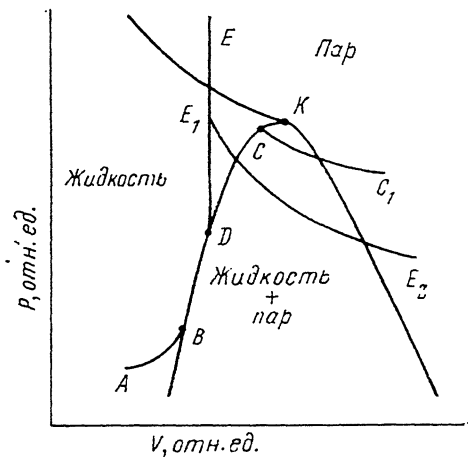
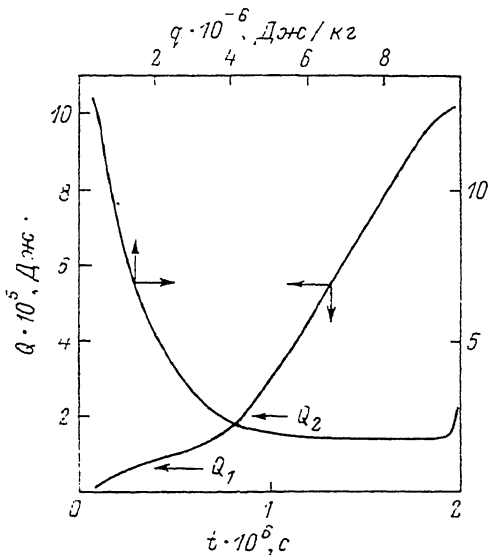


Рис. 1. Характерные зависимости энергии Q от времени t и эффективного сопротивления R от удельной энергии q .

Рис. 2. Модельная фазовая диаграмма кремния.

Сопоставив полученные из формул (3)—(5) значения энергий Q_1 , Q_2 , Q_3 с зависимостью $Q(t)$, рассчитанной по формуле (1) и представленной на рис. 1, можно вычислить температуру, которая достигается в жидкой фазе кремния. Полученные для 120 однотипных КСДИ резисторов значения температур ($T = 6 \cdot 10^3 - 10^4$ К) существенно выше температуры кипения кремния в нормальных условиях $T_{\text{кпл}}$.

Использование указанной процедуры расчета предполагает, что структура в процессе джоулева разогрева теплоизолирована, а испарение с поверхности полупроводника не происходит. Действительно, при коэффициенте тепловой диффузии SiO_2 , равном $5.4 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ [5], за время нахождения кремния в расплавленном состоянии ($\tau_{\text{ж}} \sim 10^{-6}$ с) длина тепловой диффузии в окиси кремния $L_{\text{SiO}_2} < 10^{-6}$ м. Так как $L_{\text{SiO}_2} \approx (1/2) d$, то в течение времени $\tau_{\text{ж}}$ диэлектрическая оболочка полностью не расплавляется. На справедливость этого вывода указывает и следующее обстоятельство. Когда длительность импульса накачки $\tau_{\text{ж}}$ несколько меньше характерного времени развития всего процесса разрушения структуры τ ($\tau_{\text{ж}} \ll \tau$), слой окисла на поверхности кремния обычно не разрушается.

Зависимость $R(t)$ можно преобразовать в зависимость $R(q)$, где $q = Q/m$ — удельная вводимая энергия, m — масса «выброшенного» из структуры монокремния. Если сопоставить зависимости $Q(t)$ и $R(q)$ (рис. 1), то видно, что плавление кремния в объеме V длится около 10^{-6} с и сопровождается резким уменьшением сопротивления. Последующая стабилизация $R(q)$ означает, по-види-

тому, что энергии накачки расходуется практически только на увеличение температуры жидкой фазы. Как следует из расчетов по формуле (3), энергии q , которой соответствует температура кипения кремния, отвечает интервалу на участке стабилизации $R(q)$. Отсутствие особенности на зависимости $R(q)$ указывает на то, что фазовый переход при $T=T_{\text{кнп}}$ не происходит. Резкий рост $R(q)$ на заключительной стадии процесса следует, очевидно, связать с разрушением оболочки SiO_2 и «выбросом» материала из структуры. Отметим, что удельная энергия, вводимая к моменту обрыва в печи накачки, больше удельной энергии парообразования кремния в нормальных условиях (λ).

Рассмотрим теперь качественное описание возможных механизмов протекания процесса разрушения КСДИ резисторов при импульсной накачке. Для этого воспользуемся модельной диаграммой состояния вещества (кремния) в pV -координатах (p — давление) и учтем возможное увеличение объема кремния при джоулевым разогреве жидкой фазы за счет роста площади поперечного сечения. Последнее подтверждается полученными нами ранее результатами наблюдений рельефа на поверхности SiO_2 при импульсных электрических воздействиях на КСДИ резисторы, когда вводимая энергия $q \leq \lambda$ [6]. В пользу этого свидетельствует и возникновение волнообразной поверхности в структурах $\text{Si}-\text{SiO}_2$ в результате импульсного лазерного отжига [7, 8].

Пусть некоторому состоянию кремния после его перехода в жидкую фазу соответствует точка A на $p-V$ -диаграмме (рис. 2). Нагрев до температуры кипения будет происходить тогда вдоль линии AB . Так как парообразование на поверхности кремния, заключенного в SiO_2 оболочку, не происходит, то последующий нагрев будет осуществляться по бинадальной BK -линии фазового равновесия жидкость—жидкость+пар. Достижение на бинадаль критической точки K , которой соответствует критическая температура T_k , является проблематичным в связи с ограничением размера SiO_2 оболочки значениями ее констант упругости и прочности. Разрыв оболочки возможен в любой из точек на линии BK . После этого разрушение структуры протекает либо за счет поверхностного испарения (фронт жидкая фаза—пар является плоскостью), либо из-за вскипания (образование паровых пузырьков) жидкого кремния.

Преобладание поверхностного испарения возможно, если количество теплоты Q_n , поступающее к плоскому фронту фазового превращения за время ввода энергии, необходимой для перехода кремния в паровую фазу τ_0 , сравнимо со скрытой теплотой парообразования Q_λ . Так как $|Q_n| = \xi S \tau_0 dT/dr$, а $Q_\lambda = m\lambda$, то

$$\frac{Q_n}{Q_\lambda} \approx \frac{\xi S \tau_0}{m\lambda} \frac{\Delta T}{\Delta r}. \quad (6)$$

Здесь ξ — коэффициент теплопроводности жидкого кремния; S — площадь испарения; m — масса; λ — скрытая теплота испарения, $\tau_0 = \lambda \rho_{\text{ж}} \sigma_{\text{ж}} / j^2$, $\sigma_{\text{ж}}$ — удельная проводимость жидкого кремния, j — плотность тока через структуру; $\Delta r \approx \sqrt{\chi \tau_0}$ — характерный размер, в котором перепад температуры равен ΔT . Учитывая, что $\xi = \chi r c$ (все величины в дальнейшем относятся к жидкой фазе), выражение (6) можно преобразовать

$$\frac{Q_n}{Q_\lambda} \approx \frac{c \Delta T}{\lambda} \frac{\sqrt{\chi \tau_0}}{r_0} \approx \frac{c \Delta T}{\lambda} \left(\frac{\tau_0}{\tau_T} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $\tau_T = r_0 / \chi$ — время релаксации температуры по сечению структуры.

Численная оценка отношения (7) показывает, что

$$\frac{Q_n}{Q_\lambda} \ll 1, \quad (8)$$

причем заметим, что величина $(c \Delta T) / \lambda$ для анализируемого случая ($\Delta T \sim 8 \times 10^3$ К) близка к единице и неравенство (8) определяется отношением

$$\frac{\tau_T}{\tau_0} = \delta > 1, \quad (9)$$

которое и является условием «быстрого» нагрева. По нашим оценкам в зависимости от режима накачки и геометрии исследованных КСДИ резисторов достигались значения $\delta \approx 3-12$. Таким образом, в силу неравенства (8) или, что аналогично, (9) представляется, что разрушение исследованных структур обусловлено в основном процессом вскипания.

В условиях прохождения через структуру тока развитие процесса вскипания (образования пузырьков пара) может происходить либо во всем объеме жидкой фазы, либо в приповерхностном слое (поверхностное вскипание). Реализация конкретного механизма будет определяться пространственным распределением не только температуры, но и магнитного давления, которое параболически спадает к нулю у поверхности [9]. При относительно небольших значениях параметра δ , когда перегрев центральной области небольшой (температура меньше критической $T_{кр}$), наиболее вероятным представляется протекание поверхностного вскипания.

Вне зависимости от конкретного механизма вскипания после разрыва оболочки внутреннее давление в жидком кремнии существенно больше внешнего. Так, по нашим оценкам, полученным из условия энергетического баланса и уравнения состояния, давление в жидкой фазе достигает величин $\geq 10^8-10^9$ Па. Перепад давлений должен приводить, естественно, к «выбросу» парокapельной смеси. Действительно, продукты «выброса» в виде капель и капельных струй наблюдались нами на прозрачных твердотельных детекторах для ядерных исследований LR-115 и MA—ND с помощью оптического микроскопа (увеличение $1000\times$). Некоторым свидетельством в пользу одновременного «выброса» пара является увеличение поглощения детектором при сканировании сфокусированным лазерным лучем тех его областей, в которых капли кремния отсутствуют. Описанному процессу может соответствовать, например, линия CC_1 на модельной фазовой диаграмме (рис. 2).

Если в одной из точек на бинаодали объем SiO_2 оболочки уже не может расти, но оболочка не разрушается, то последующий нагрев будет происходить по изохоре DE (рис. 2). Понятно, что максимальные значения давления и температуры внутри жидкой фазы будут определяться пределом прочности или растворением (испарением) SiO_2 оболочки. Разрушению, сопровождающемуся резкими изменениями p , V и T выбрасываемого кремния, может отвечать, например, линия E_1E_2 (рис. 2), а процесс в целом будет протекать по ранее описанной схеме.

Достаточно принципиальным, на наш взгляд, является вопрос о возможности достижения в процессе разрушения при быстром нагреве температур спинодали T_c . В этом случае должно происходить объемное вскипание на флуктуационных центрах, причем, как показано в [10], этот процесс формирует ударную волну, более сильную, чем при поверхностном вскипании. Очевидно, что для достижения T_c желательно усилить условия быстрого нагрева (9): $\delta \gg 1$. Это уменьшит вероятность разрушения оболочки и, следовательно, может обеспечить более высокий уровень ввода энергии в структуру к моменту разрыва оболочки. Если после разрыва оболочки и начала поверхностного вскипания возможны эффективное продолжение энергетической накачки и достижение температур спинодали, то будут формироваться обе ударные волны. Этот вопрос, очевидно, может быть разрешен экспериментально — путем регистрации ударных волн при различных уровнях накачки.

Аналогично тому, как это имеет место при электрическом взрыве проводников [9], процесс разрушения полупроводниковой структуры при импульсной электрической накачке может определяться развитием капиллярных или магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей. Поэтому нами были рассмотрены соотношения между следующими характерными временами:

$$\tau_0, \tau_{\pi} = \left(\frac{\rho_{ж} r_0^3}{\alpha} \right)^{1/2}, \quad \tau_{\pi} = \frac{2r_0 (\pi \rho_{ж})^{1/2}}{H},$$

где τ_0 , τ_{π} — времена развития капиллярных и МГД неустойчивостей, α — коэффициент поверхностного натяжения, H — напряженность магнитного поля на поверхности жидкой фазы.

свидетельствует о том, что развитие указанных неустойчивостей не определяет процесс разрушения структуры.

Авторами работы [11] наблюдалось возникновение низкотемпературной плазмы кремния ($T=2500$ К) между контактами в полупроводниковых структурах типа кремний на сапфире в определенных условиях (источник накачки — генератор тока). Такое развитие процесса разрушения связано, по-видимому, с тем, что давление в жидкой фазе кремния не достигает большой величины и скорость испаряющихся с открытой поверхности частиц достаточно мала. Над поверхностью образуется слой слабоионизированного пара, через который начинает протекать ток, возбуждающий плазму. Такой механизм разрушения связан, очевидно, с режимом накачки и особенностями конструкции.

Результаты работы позволяют сделать следующее заключение.

1. Процесс разрушения оболочки структуры начинается после достижения в жидкой фазе кремния температур, намного превышающих температуру его кипения в нормальных условиях.

2. В условиях быстрого нагрева достигаются температуры, близкие к 10^4 К, и давления порядка 10^8 — 10^9 Па.

3. Разрушение структуры сопровождается «выбросом» из нее парокапельной смеси. Наиболее вероятным механизмом «выброса» является вскипание, которое должно сопровождаться возбуждением ударных волн.

4. Механизмы разрушения кремниевых структур с диэлектрической изоляцией при импульсном джоулевым разогреве определяются термодинамическими характеристиками жидкой фазы кремния при $T > T_{\text{кип}}$, механическими и тепловыми свойствами оболочки, условиями энергетической накачки.

Приближение к адекватному описанию механизмов разрушения требует, очевидно, проведения ряда непростых измерений кинетик температуры на всех стадиях процесса, временных и температурных зависимостей изменения объема, параметров ударных волн. Отметим, что последующие исследования в этой области могут оказаться полезными и в плане приближения к количественному описанию фазовой диаграммы кремния при высоких температурах и давлениях.

Список литературы

- [1] Калафати Ю. Д., Сербинов И. А., Рябова А. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. Вып. 10. С. 637—641.
- [2] Тарасова А. А., Шулекин А. Ф. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1110—1117.
- [3] Вакаров Б. С., Вакарова И. С., Корляков А. Б. и др. // ФТП. 1989. Т. 23. Вып. 7. С. 54—58.
- [4] Таруи Я. Основы технологии СБИС. М.: Радио и связь, 1985. 480 с.
- [5] Технология СБИС / Под ред. С. Зи. М.: Мир, 1986. Т. 2. 453 с.
- [6] Вакаров Б. С., Вакарова И. С., Корляков А. Б., Кравченко С. Н. // Теа. докл. IX Всесоюз. симпозиума «Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников». Ч. I. Новосибирск, 1988. С. 70.
- [7] Дзуреченский А. В., Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Смирнов Л. С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М.: Наука, 1982. 178 с.
- [8] Stephen J., Smith B. J., Blamires N. G. // Laser and Electron Beam Processing of Materials. New York: Academic Press, 1980. P. 630—640.
- [9] Байков А. П., Шестаков А. Ф. Препринт ИАиЭ СО АН СССР. № 320. Новосибирск, 1986. 15 с.
- [10] Байков А. П., Белаго В. А., Будцев В. Я. и др. Препринт ИАиЭ СО АН СССР. № 139. Новосибирск, 1980. 10 с.
- [11] Benson D. A., Lauen M. E., Renlund A. M. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 5. P. 1622—1632.

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова

Поступило в Редакцию
21 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
4 июня 1990 г.