

Применительно к системе с бегущей волной параметров показано, что при скорости волны параметров меньше скорости распространения электромагнитных волн система будет устойчива. Если распространяющиеся волны и волна параметров находятся в «синхронизме», то имеет место параметрическая неустойчивость 2-го рода, а при скорости волны параметров больше скорости электромагнитных волн в системе будет проявляться параметрическая неустойчивость 1-го рода.

Поскольку параметрической неустойчивости 2-го рода соответствует сближение характеристик, то для анализа явления параметрической неустойчивости целесообразно использовать следующий подход: на первом этапе исследовать возможность сближения характеристик (параметрическая неустойчивость 2-го рода), на втором — возможность нарастания решения вдоль них (параметрическая неустойчивость 1-го рода). Если существует преобразование, сводящее исходную задачу к задаче с конгруэнтными характеристиками, как в рассматриваемом примере, то исследование неустойчивости 2-го рода сводится к изучению особенностей этого преобразования, а неустойчивость 1-го рода может быть исследована в новых переменных.

Список литературы

- [1] Аверков С. И., Степанов Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1959. Т. 2. № 2. С. 203—212.
- [2] Красильников В. И., Панкратов А. М. // Проблемы дифракции и распространения волн. Л., 1968. № 8. С. 59—83.
- [3] Весницкий А. И., Островский Л. А., Шабанов В. Н., Папко В. В. // Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 9. Вып. 5. С. 274—277.
- [4] Весницкий А. И., Крысов С. В., Потапов А. И. // Изв. АН СССР. МТТ. 1978. № 6. С. 128—136.
- [5] Весницкий А. И., Крысов С. В., Потапов А. И. // Изв. АН СССР. МТТ. 1983. № 3. С. 166—174.
- [6] Аверков С. И., Болдин В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 9. С. 1060—1066.
- [7] Весницкий А. И., Ляхов А. Ф. // ПМТФ. 1982. № 3. С. 163—169.
- [8] Островский Л. А., Степанов Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 4. С. 489—529.
- [9] Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.
- [10] Моисеев Н. Н. Асимптотические методы нелинейной механики. М.: Наука, 1981. 400 с.

Институт машиноведения
им. А. А. Благонравова АН СССР
Горьковский филиал

Поступило в Редакцию
11 июля 1988 г.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ В СТРУКТУРАХ Si—SiO₂

А. П. Здебский, Д. И. Кропман, М. К. Шейнкман

В работах [1-7] была показана возможность в известной степени управлять дефектной структурой полупроводниковых материалов и приборов, содержащих $p-n$ -переход или гетерограницу, с помощью ультразвукового воздействия относительно небольшой «допороговой» интенсивности. Изменение характеристик таких объектов в результате ультразвуковой обработки (УЗО) было обусловлено не генерацией новых, а уменьшением концентрации и преобразованием имеющихся термодинамически неравновесных структурных дефектов. Такие исследования проводились, в частности, на CdS моно- [1-3] и поликристаллах [4], различных структурах на основе GaAs [5, 6]. Описывались эффекты влияния УЗО на состояние крупномасштабных ловушек в Si(Li) детекторах [7]. Если учесть фундаментальную роль кремния в микроэлектронике, то исследование влияния УЗО на дефектную структуру практически важных систем Si—SiO₂ представляет значительный интерес.

Дефекты в такой структуре создаются вблизи гетерограницы в процессе окисления и представляют собой как точечные центры, так и разнообразные структурно-примесные комплексы. Образуются также дислокации и термические напряжения, приводящие к изгибу пластины. Цель работы — установить степень влияния УЗО на различные типы дефектов в системе Si—SiO₂ и на возможность управления их содержанием.

Измерения проводились на структурах Si—SiO₂, полученных окислением пластин Si *n*-типа с удельным сопротивлением 15 Ом·см при 1150 °С в сухом кислороде (толщина пленки SiO₂ составляла 0,5 мкм, некоторые образцы отжигались при температуре окисления в N₂ в течение 15 мин), и на структурах Si—SiO₂ с геттерами, представляющими собой вскрытые в окисле рамки шириной 10 мкм и площадью 4 мм², в которые проводилась имплантация ионов Ar⁺ с энергией 50 кэВ дозой 10¹⁵ см⁻². Затем окисел, служивший маской при имплантации Ar, стравливался в HF, а образец повторно окислялся. Далее проводилась диффузия бора и фосфора, структуры подвергались многократным термообработкам, имитирующим процесс изготовления микросхем. Полевой электрод изготовленных таким образом МДП структур наносился внутри рамки на расстоянии 50 мкм от ее краев.

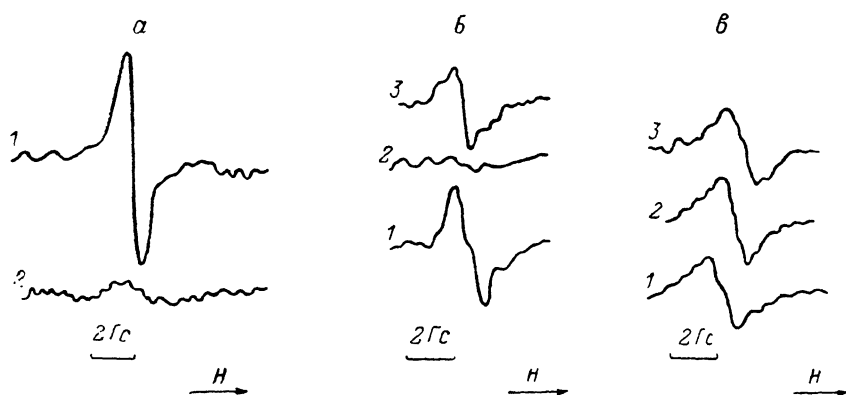


Рис. 1. Сигнал ЭПР с $g=2.000$ в Si—SiO₂.

a — до (1) и после (2) отжига; *б* — УЗО перед окислением при $V=0$ (1), 5 (2), 10 В (3); *в* — УЗО после окисления при тех же значениях V .

Влияние УЗО на дефекты в структурах Si—SiO₂ контролировалось по изменению спектров ЭПР (в структурах без геттера), так называемого генерационного времени жизни τ_g (в структурах с геттером и без него), измерявшегося методом импульсных $C-V$ -характеристик, и изгиба пластин h (в структурах без геттера), который измерялся методом муаровых полос [8].

УЗО пластин Si и структур Si—SiO₂ проводилась с помощью пьезокерамических преобразователей на частотах $\sim 10^5$ Гц. Амплитуда УЗ колебаний варьировалась в широких пределах.

При измерении спектров ЭПР мы следили за поведением линий с g — фактором 2.000 (P_A -центры) и 2.002 (P_B -центры). P_A -центры связывают с дефектами вакансионной природы в Si и SiO₂ [9], а P_B — с ионами Si⁺ в SiO₂ [10] и с ненасыщенными валентными связями поверхностных атомов Si [11]. В образцах *p*-типа сигнал ЭПР с $g=2.000$ не наблюдается, на основании чего его иногда связывают с электронами проводимости [11]. Однако корреляция между сигналом ЭПР от P_A -центров и некоторыми структурными и электрофизическими характеристиками систем Si—SiO₂ может свидетельствовать о его взаимосвязи с комплексами вакансий в Si и вакансиями кислорода в SiO₂ [12].

В данной работе спектры ЭПР измерены на спектрометре ERS-230 при 113 К. Чувствительность спектрометра $2 \cdot 10^{10}$ спин/Гс. На рис. 1, *a* представлены спектры с $g=2.000$ структур Si—SiO₂ после окисления (кривая 1) и отжига (кривая 2). У отжигавшихся структур сигнал ЭПР отсутствует. Это свидетельствует о том, что наблюдаемый сигнал связан с дефектами структур Si—SiO₂, а не с электронами проводимости. Действительно, в последнем случае уменьшение сигнала после отжига могло бы быть объяснено образованием компенсирующих акцепторных центров, при этом должно было бы возрасти удельное сопротивление и уменьшиться емкость ОПЗ МДП структур, что в эксперименте не наблюдается.

На рис. 1, *б*, *в* приведены спектры ЭПР структур Si—SiO₂, обработывавшихся УЗО до и после окисления. Влияние УЗО исходных пластин Si на сигнал ЭПР немонотонно зависит

Таблица 1

Амплитуда УЗО, отн. ед.	τ_g , мкс	h , мкм
0	5	12
5	7	64
10	3.5	24
15	4.5	40

Таблица 2

Операция	τ_g , мкс	
	Контрольные	Прошедшие УЗО
Окисление	1	4
Диффузия бора	1	30
Диффузия фосфора	4	10

от амплитуды колебаний. При напряжении на выходе генератора 5 В сигнал ЭПР отсутствует (рис. 1, б, кривая 2), а при напряжении 10 В (кривая 3) приблизительно равен сигналу от образцов, которые не подвергались УЗО (кривая 1). УЗО уже окисленных Si—SiO₂ структур существенного влияния на величину сигнала ЭПР не оказывает (рис. 1, в).

В табл. 1 представлены значения τ_g и изгиба пластин h в зависимости от амплитуды УЗ для образцов (без геттера), проходивших УЗО перед окислением, и для контрольных не обработанных УЗ образцов. Как видно из приведенных данных, τ_g и изгиб пластин, связанный с внутренними механическими напряжениями, как и величина сигнала ЭПР, изменяются при варьировании амплитуды УЗО немонотонно.

Известно, что кривизна структур Si—SiO₂ увеличивается с повышением плотности дислокаций, возникающих главным образом в результате релаксации термических напряжений. При этом увеличивается время жизни неосновных носителей заряда благодаря эффекту геттерирования дислокациями рекомбинационно-активных центров. Зависимость τ_g от h структур Si—SiO₂, прошедших УЗО перед окислением, при различных значениях амплитуды УЗ колебаний приведена на рис. 2.

В табл. 2 представлены значения τ_g в кремниевых структурах с геттером, проходивших УЗО и технологический цикл, имитирующий процесс изготовления микросхем. Для сравнения в табл. 2 приведены значения τ_g для контролируемых структур, не проходивших УЗО.

Как видно, УЗО кремниевых структур, имеющих геттеры, и их последующая термообработка значительно увеличивают τ_g . Напротив, влияние УЗО на τ_g в готовых структурах без геттера незначительно.

Известно, что величина сигнала ЭПР с $g=2.000$ коррелирует с максимумом сигнала поверхностной фотоэдс E_c 0.49 эВ [13]. Энергетический уровень E_c 0.49 эВ в Si связывают с дивакансиями [14]. Поэтому есть основание предположить, что увеличение τ_g в результате УЗО связано с аннигиляцией вакансий и междоузельных атомов Si, скопления которых образуют окислительные дефекты упаковки, являющиеся активными генерационно-рекомбинационными центрами.

Представленные результаты свидетельствуют о том, что УЗО исходных кремниевых пластин и структур Si—SiO₂ при наличии стоков для точечных дефектов позволяет управлять их дефектной структурой, в частности уменьшать концентрацию не только «ростовых» дефектов, имеющих в исходном материале, но и возникших в процессе различных, зачастую многочисленных, операций изготовления приборов.

Список литературы

- [1] Эдебский А. П., Остапенко С. С., Савчук А. У., Шейнкман М. К. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 20. С. 1243—1247.
- [2] Эдебский А. П., Миронюк Н. В., Остапенко С. С. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 10. С. 1861—1867.
- [3] Эдебский А. П., Шейнкман М. К., Аннаниязов А. Н., Гарягдыев Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 4. С. 1135—1140.

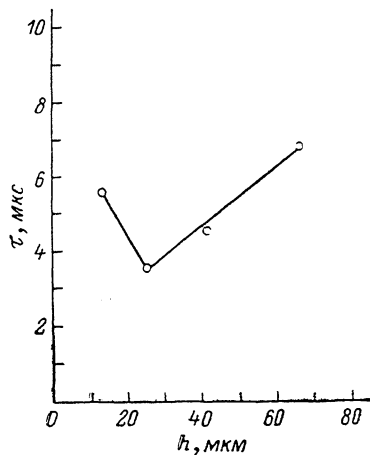


Рис. 2. Зависимость τ_g от изгиба пластин Si—SiO₂.

- [4] Здебский А. П., Миронюк Н. В., Остапенко С. С. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 5. С. 935—938.
- [5] Здебский А. П., Лисянский М. И., Лукьянчикова Н. Б., Шейнкман М. К. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 16. С. 1009—1013.
- [6] Здебский А. П., Корчная В. Л., Торчинская Т. В., Шейнкман М. К. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 2. С. 76—81.
- [7] Гаубов А. Г., Заверюхин Б. Н., Крещик В. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 10. С. 616—620.
- [8] Theocaris P. S. *Moire Fringes in Strain Analysis*. New York: Pergamon Press, 1969.
- [9] Caplan P. J., Helbert J. N., Wagner B. E., Poindexter E. H. // *Surface Sci.* 1976. Vol. 54. N 1. P. 33—42.
- [10] Nishi Y. // *Jap. J. Appl. Phys.* 1971. Vol. 10. N 1. P. 52—62.
- [11] Caplan P. J., Poindexter E. H., Deal B. E., Razouk R. R. // *J. Appl. Phys.* 1979. Vol. 50. P. 5847—5854.
- [12] Kropman D., Sügis A., Vinnal M. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1977. Vol. 44. N 1. P. K1—K3.
- [13] Кропман Д. И., Сейлеитхал М., Пирн Л., Винналя М. // *Изв. АН ЭССР. Физика, математика*. 1981. Т. 30. № 3. С. 256—259.
- [14] Берман Л. С., Воронков В. Б., Ремезюк А. Д., Толстобров М. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 1. С. 140—143.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
20 июля 1988 г.

04

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ЛОКАЛИЗАЦИЯ РЕАКЦИИ ДТ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

С. М. Гольберг, М. А. Либерман, А. Л. Великович

Перспективы инерционного термоядерного синтеза в значительной мере обусловлены величиной энергии, необходимой для осуществления «break-even» эксперимента. В связи с этим рассматривались различные возможности снижения необходимой энергии драйвера, среди которых увеличение степени сжатия плазмы [1], использование магнитного поля для уменьшения теплопроводностных потерь и удержания альфа частиц в плазме [2—6]. Качественно вопрос сводится к задаче о разжигании смеси и во многом аналогичен задаче о пределе детонации. По аналогии с детонацией минимальный размер, при котором возможна стационарная волна детонации синтеза, естественно называть критическим размером. Предел стационарной детонации определяется механизмами переноса горения, в данном случае ударной волной, теплопроводностью плазмы, переносом энергии α -частицами и нейтронами. Критический размер области зажигания определяется ситуацией, при которой выделение энергии в реакции синтеза превышает потери. Для теплопроводности и диффузии α -частиц этот размер определяется естественным образом как длина волны перегретой неустойчивости L_T , а характерный размер L_{GD} — потери для гидродинамического разлета. Из условия устойчивости и локализации нелинейной тепловой волны [6] имеем

$$L_T(B) = \lambda_T \lambda_\alpha \sqrt{\beta - \frac{1}{2} / [(\lambda_T^4 + \lambda_\alpha^4 + (2\beta - 1) \lambda_T^2 \lambda_\alpha^2)^{1/2} - \lambda_T^2 - \lambda_\alpha^2]^{1/2}}, \quad (1)$$

где λ_T и λ_α — характерные масштабы диффузии тепла и энергии α -частиц, зависящие от магнитного поля B ; $\beta = (d \ln \langle \sigma u \rangle / dT)_{T \approx T_0} \approx 3.32$.

Масштаб гидродинамических потерь в результате теплового разлета горячей плазмы можно оценить из простой модели точечного взрыва для соответствующей геометрии как

$$L_{GD} \approx \frac{4C_S T}{N \langle \sigma u \rangle E_\alpha}. \quad (2)$$

Предел детонации, а следовательно, и минимальная энергия драйвера определяются наименьшим из масштабов (1), (2) и для рассматриваемых в литературе схем инерционного термоядерного синтеза составляют не менее мегаджоуля. Мы хотим обратить внимание на