

**ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ  
МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**

УДК 621.328

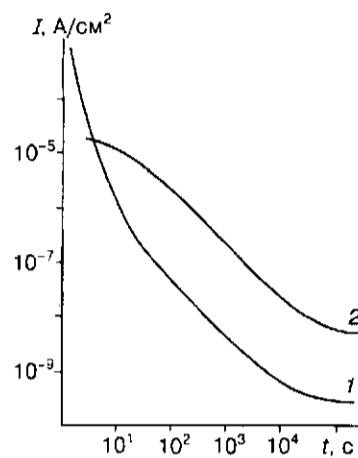
**Ю. П. Машуков***(Новосибирск)***НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ДВОЙНОГО ДИЭЛЕКТРИКА  
SiO<sub>2</sub> – Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> НА Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te**

Низкотемпературные диэлектрики, применяемые для пассивации поверхности узкозонных полупроводников, обладают рядом особенностей: большим числом объемных дефектов, значительными токами утечки, сильной релаксацией этих токов, связанной с изменением зарядового состояния диэлектрика, вследствие чего измерить токи утечки не так просто. Исследуются диэлектрические характеристики МДП-структуры с двойным диэлектриком: пиролитическим SiO<sub>2</sub> и плазмохимическим Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, выращенным на Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te при температуре подложки 100 °С. Измерены кривые дисперсии для емкости и проводимости в диапазоне частот 5 · 10<sup>-3</sup> – 5 · 10<sup>-2</sup> Гц. Показано, что указанная структура обладает двумя характерными временами релаксации: 22,5 и 3 с, относящимися соответственно к слоям Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и SiO<sub>2</sub>. Анализ дисперсионных кривых позволил разделить между собой токи поляризации и токи утечки. Определен диапазон приложенных к структуре напряжений, когда связь между током и напряжением линейна.

Низкотемпературный двойной диэлектрик: пиролитический SiO<sub>2</sub> и плазмохимический Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> – оказался весьма эффективным для пассивации поверхности фотоприемных устройств на Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (КРТ) [1]. Пиролитический SiO<sub>2</sub>, полученный при температуре подложки 100 °С, создает хорошую границу раздела с КРТ с малым числом поверхностных состояний, однако он не обладает достаточной временной стабильностью электрофизических свойств. Нанесенный поверх SiO<sub>2</sub> плазмохимический Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> при той же температуре подложки защищает SiO<sub>2</sub> от влияния окружающей атмосферы.

Одним из основных требований, предъявляемых к пассивирующим покрытиям полупроводниковых фотоприемных устройств, является требование отсутствия на границе раздела полупроводник – диэлектрик значительного электрического заряда. Такой заряд индуцирует в прилегающей к границе области полупроводника объемный заряд, который отрицательно влияет на характеристики фотоприемных элементов. Как показано в [2, 3], в

Рис. 1. Кривые релаксации тока в МДП-структурах с  $\text{SiO}_2$ , полученной при различных температурах синтеза: 1 – 100, 2 – 150 °С



низкотемпературном пиролитическом  $\text{SiO}_2$  значительный электрический заряд может накапливаться также внутри самого диэлектрика, для этого в нем имеется достаточно большое число электронных состояний внутри запрещенной зоны. Объемный заряд в диэлектрике также приводит к появлению в полупроводнике индуцированного заряда.

Существенной особенностью низкотемпературных диэлектриков, выращенных при температуре подложки 100–300 °С, является наличие значительных токов утечки (сквозных токов), на много порядков превышающих ток утечки для высокотемпературных диэлектриков. Как показано в [3], имеется непосредственная связь между токами утечки и скоростью накопления заряда в диэлектрике.

В свою очередь, изменение зарядового состояния диэлектрика при пропускании через него сквозного тока приводит к значительной релаксации этого тока, поэтому измерение вольт-амперной характеристики (ВАХ) МДП-структуры связано с существенными затруднениями. Например, в [2] ток измерялся через 100 с после приложения напряжения. В ряде случаев наблюдалась чрезвычайно сильная релаксация тока (рис. 1 из [4]), которая могла достигать величины 5–6 порядков в течение суток.

В настоящей работе усилия направлены на поиск такой методики измерения токов утечки, при которой полученная величина вполне определена и представляет собой достаточно объективную характеристику диэлектрика. С этой целью используется, во-первых, диапазон напряжений сравнительно малой величины, а во-вторых, применена процедура отделения токов утечки от токов поляризации.

На рис. 2 показаны типичные ВАХ в случае МДП-структур с диэлектриками: отдельно  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , которые выращивались на подложке Si. Релаксация тока не была чрезмерной, вследствие чего измерение ВАХ не представляло больших затруднений. Ток измерялся при ступенчатом увеличении напряжения на 1 В каждые 60 с в конце каждого промежутка, в начале которого устанавливалось напряжение.

Ясно, что при наличии релаксации тока очень важно выбрать подходящий алгоритм измерения ВАХ. С одной

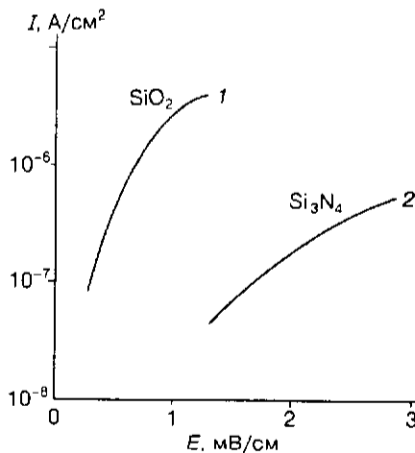


Рис. 2. ВАХ МДП-структур с пиролитическим  $\text{SiO}_2$  толщиной 100 нм (1) и плазмохимическим  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 50 нм (2), выращенных на кремниевых подложках при температуре 100 °С

стороны, желательно измерить ток как можно быстрее, пока не изменилось зарядовое состояние диэлектрика. Однако, с другой стороны, не ясно, закончились ли к моменту измерения поляризационные токи, которые могут определяться не только быстровременной поляризацией неподвижных атомов, молекул и ионов, но и более долговременными процессами, связанными с миграцией заряженных частиц на большие расстояния (так называемая объемная или высоковольтная поляризация [5]). Таким процессом может быть, например, переход электронов с одних ловушек на другие под действием электрического поля.

**Методика эксперимента.** В настоящей работе исследовались диэлектрические свойства МДП-структуры для  $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ , нанесенных на подложку КРТ с  $x = 0,23$  и концентрацией дырок, измеренной при азотной температуре, равной  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Исследования проводились при комнатной температуре, при которой КРТ указанного состава является собственным полупроводником с концентрацией  $n_i = 1,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Металлическим электродом служил  $\text{In}$  площадью  $0,5 \times 0,5 \text{ мм}$ . Гармонически изменяющееся напряжение подавалось на ось  $X$  двухкоординатного самописца, а ток – на ось  $Y$ .

На рис. 3, *a-c* показаны фигуры, получающиеся при различных частотах и амплитудах развертки по напряжению. Эллипсы, полученные на рис. 3, *a* при малых напряжениях, свидетельствуют о том, что связь между током и напряжением линейна. Наблюдающиеся некоторые отклонения от эллиптичности не так велики.



Рис. 3. Записанная на двухкоординатном самописце динамическая ВАХ МДП-структуры с двойным диэлектриком: пиролитическим  $\text{SiO}_2$  толщиной 100 нм и плазмохимическим  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 50 нм, выращенным на подложке  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0,23$  при температуре  $100^\circ\text{C}$ : *a-c* – различные амплитуды развертки по напряжению; цифры у кривых показывают частоту развертки

Положение осей эллипсов по отношению к координатным осям позволяет определить фазовый угол  $\varphi$  между током и напряжением, что дает возможность вычислить комплексную проводимость МДП-структуры

$$\bar{G}(\omega) = |G|e^{j\varphi}, \quad (1)$$

где

$$|G| = I_m / U_m, \quad (2)$$

$$\sin \varphi = I^* / I_m, \quad (3)$$

причем

$$U = U_m \sin \omega t, \quad I = I_m \sin(\omega t + \varphi). \quad (4)$$

Значение  $I^*$  показано на рис. 3, а для одного из эллипсов, стрелки указывают направление обхода.

**Экспериментальные результаты и обсуждение.** Удобно перейти от комплексной проводимости к величинам  $C$  и  $G/\omega$ , где  $C$  – эквивалентная емкость МДП-структуры, а  $G$  – ее эквивалентная проводимость, с помощью выражения

$$\bar{G}(\omega)/j\omega = C + G/j\omega, \quad (5)$$

где  $j$  – мнимая единица.

На рис. 4 и 5 кривые 1 – это экспериментальные зависимости  $C$  и  $G/\omega$ , полученные с использованием данных, приведенных на рис. 3, а, указанным выше способом. Видно, что в рассматриваемой частотной области наблюдается значительная дисперсия емкости и проводимости. Емкость достигает

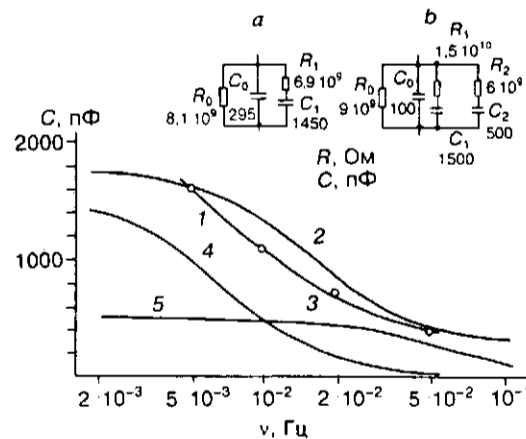


Рис. 4. Экспериментальная (1) и расчетные (2–5) зависимости емкости МДП-структуры от частоты развертки по напряжению; а, б – использованные для расчетов эквивалентные схемы; 2 – расчет по схеме а; 3 (кружки) – расчет по схеме б; 4, 5 – расчет по схеме б для цепочек  $R_1-C_1$  и  $R_2-C_2$  соответственно

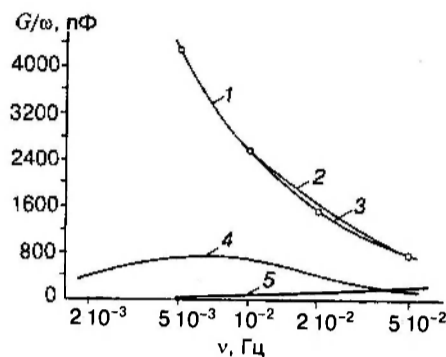


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, только для величины  $G/\omega$

величин более чем на порядок выше, чем емкость на высоких частотах (при частоте 500 кГц  $C = 100$  пФ).

Попытаемся объяснить дисперсию на основании дебаевского механизма [5] с определенным временем релаксации  $\tau$ . Для этого введем в эквивалентную схему МДП-структуры последовательную  $R$ - $C$ -цепочку (рис. 4, а), для которой  $\tau = R_1 C_1$ . Для этой эквивалентной схемы выражение для комплексной  $G/\omega$  принимает следующий вид:

$$\frac{\bar{G}(\omega)}{\omega} = j \left( C_0 + \frac{C_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} \right) + \left( \frac{1}{R_0 \omega} + \frac{C_1 \omega \tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} \right) \quad (6)$$

Подберем параметры  $\bar{R}_0, \bar{C}_0, R_1, C_1$  таким образом, чтобы расчетные зависимости для  $C$  и  $G/\omega$  совпали с экспериментальными для крайних частот (кривые 2 на рис. 4 и 5). Видно, что для зависимости  $C(\omega)$  расхождение экспериментальных и расчетных кривых слишком велико. Кривая дисперсии оказывается на самом деле шире, чем для релаксационного процесса с одной постоянной времени.

Введем в эквивалентную схему еще одну  $R$ - $C$ -цепочку (рис. 4, б). При этом в действительную и мнимую части выражения (6) необходимо добавить еще по одному слагаемому, в которые входят величины  $C_2$  и  $\tau_2 = R_2 C_2$ . Кроме того, положим  $C_0 = 100$  пФ.

Как видно, на этот раз удалось добиться хорошего совпадения хода экспериментальных и расчетных кривых. Таким образом, величины  $\tau_1 = 22,5$  с и  $\tau_2 = 3$  с дают нам характерные времена двух релаксационных процессов, а сопротивление  $R_0$  определяет токи утечки, которые в данном диапазоне напряжений подчиняются закону Ома.

Отметим, что в проведенном выше анализе не учтен вклад в емкость МДП-структуры емкости области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, которая включается последовательно с емкостью диэлектрика. Используя известное выражение для емкости ОПЗ собственного полупроводника при плоских зонах

$$C_i = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 e^2 n_i}{kT}} \quad (7)$$

и считая  $\epsilon = 18$ ,  $T = 300$  К,  $A = 2,5 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>, получаем  $C_i = 1,4 \cdot 10^3$  пФ. Это весьма существенная величина. Так как электрическое поле в ОПЗ частично экранируется поверхностными зарядами на границе КРТ – диэлектрик и, кроме того, при плоских зонах вклад емкости ОПЗ в емкость МДП-структуры максимален, можно надеяться, что учет влияния ОПЗ не исказит очень сильно полученные результаты.

Таким образом, для нашей МДП-структуры, содержащей двойной диэлектрик, получается именно два времени релаксации. Можно предположить, что, так как проводимость SiO<sub>2</sub> выше,  $\tau_2 = 3$  с относится именно к нему, а  $\tau_1 = 22,5$  с – к Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, хотя это и не очевидно.

Из рис. 5 видно, что величина  $G(\omega)$  определяется в большей степени значением  $R_0$  (т. е. токами утечки) и в меньшей степени вкладом поляризационных токов. Относительный вклад поляризационных токов увеличивается при уменьшении периода временной развертки по напряжению, что вполне естественно.

На рис. 3, *b, c* приведены данные для случаев, когда амплитуда развертки по напряжению имеет большую величину. Уже на рис. 3, *b* видны признаки нелинейной связи между током и напряжением. Во-первых, форма фигур существенно отличается от эллипса, во-вторых, рост амплитуды тока при увеличении частоты незначителен. Последнее обстоятельство указывает на то, что с повышением напряжения рост токов утечки происходит более резко, чем рост токов поляризации. Можно сделать вывод, что в нашем случае закон Ома перестает выполняться начиная с напряжений  $\sim 0,5-1$  В.

На рис. 3, *c* ВАХ существенно нелинейны и имеют гистерезис, обусловленный релаксацией токов утечки.

В связи с необходимостью разделения токов поляризации и токов утечки полезно уточнить различие в их физической сущности. Для токов поляризации характерно, что заряды под действием циклически изменяющегося внешнего электрического поля совершают колебания относительно своих положений равновесия. В случае атомной поляризации это очевидно, при объемной поляризации заряды перемещаются на большие расстояния и могут даже пересекать границы диэлектрика. Токи утечки связаны с прохождением зарядов через диэлектрик с одной пластины МДП-конденсатора на другую, где они рекомбинируют с зарядами противоположного знака. Рекомбинация может также происходить и внутри диэлектрика для двух встречных потоков разноименных зарядов.

Определенное нами сопротивление  $R_0$ , которое дает величину токов утечки в области линейной связи между током и напряжением, можно считать объективной характеристикой диэлектрика; оно характеризует его первоначальное, невозмущенное зарядовое состояние. Токи утечки протекают одновременно с токами объемной поляризации, и для их разделения потребовалось провести анализ дисперсионной кривой.

Таким образом, предложена методика определения величины, характеризующей токи утечки низкотемпературного диэлектрика, которая связана с процедурой отделения токов утечки от токов поляризации. Применение этой достаточно сложной методики оправдывается тем, что традиционная методика определения токов утечки может давать очень существенные ошибки. Наблюдаемое резкое увеличение диэлектрической постоянной в рассматриваемой частотной области объясняется объемной поляризацией. Удалось

добиться согласия экспериментальных кривых с теоретическими, используя сумму двух дебаевских механизмов, каждый со своим временем релаксации.

В заключение выражаю благодарность В. Н. Овсюку за плодотворные дискуссии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vasilyev V. V., Esaev D. G., Klimenko A. G. et al. Focal plane arrays based on HgCdTe epitaxial layers MBE-grown on GaAs substrates // Proc. SPIE. 1997. 3061. P. 956.
2. Белоусов И. И., Ефимов В. М., Нестерова С. Н., Сеница С. П. Электропроводность слоев SiO<sub>2</sub>, полученных при низких температурах // Микроэлектроника. 1987. 16, вып. 3. С. 275.
3. Белоусов И. И., Ефимов В. М., Сеница С. П. Механизм проводимости слоев двуокиси кремния, полученных при низких температурах // Микроэлектроника. 1989. 18, вып. 4. С. 291.
4. Белоусов И. И., Ефимов В. М., Сеница С. П. Электрофизические свойства низкотемпературных слоев SiO<sub>2</sub>. Новосибирск, 1991. (Препр. /СО АН СССР. ИФП; 5).
5. Хиппель А. Р. Диэлектрики и их применение: Пер. с англ. М.: Госэнергоиздат, 1959.

*Поступила в редакцию 24 мая 1998 г.*

---

**Реклама продукции в нашем журнале – залог Вашего успеха!**