

УПРАВЛЯЕМЫЕ ЕМКОСТИ

ОСОБЕННОСТИ СОЗДАНИЯ

В. Иоффе

Мы уже писали о полупроводниковых приборах, основанных на модуляции площади электродов [1]. В новой работе автор рассказывает о создании одного из таких приборов – управляемой емкости. Результаты работы вселяют надежду, что вскоре подобные полупроводниковые приборы станут столь же привычны и доступны, как, скажем, транзистор. И будет хорошо, если первыми ими заинтересуются отечественные производители элементной базы.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Управляемые емкости впервые описаны в работах [1, 2]. Эти приборы позволяют работать с сигналами, мощность которых на порядок больше, чем можно снять с других полупроводниковых приборов, особенно в ВЧ- и СВЧ-диапазонах. Управляемые емкости применимы в качестве трансформаторов емкости и безынерционных конденсаторов переменной емкости с широким диапазоном перестройки.

Нами было изготовлено 12 экспериментальных приборов в виде управляемой емкости с различными примесными профилями (рис.1). Длина p -области L варьировалась от 10 до 50 мкм, площадь – от 0,6 до 1 мм², а степень легирования уменьшалась вдоль оси X . Приборы производились на шести кремниевых пластинах с ориентацией $\langle 100 \rangle$, представляющих собой сильнолегированные ($5 \cdot 10^{19}$ см⁻³) сурьмой подложки с эпитаксиальным покрытием толщиной 12 мкм и уровнем легирования n -типа 10^{15} см⁻³.

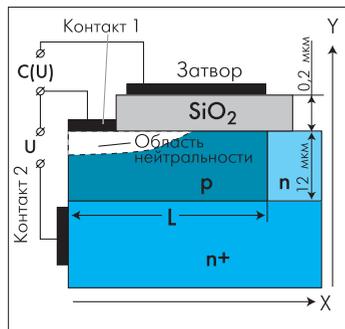


Рис.1. Структура управляемого конденсатора

Постепенное увеличение запирающего напряжения на p - n -переходе должно приводить к уменьшению размера области нейтральности вдоль оси X , вследствие чего, наряду с уменьшением емкости p - n -перехода, будет снижаться управляемая емкость между омическим контактом к p -области и контактом затвора.

Для создания неоднородного вдоль оси X профиля легирования p -области был предложен и использован метод диффузии примеси через маску с системой щелей (рис.2). Примесь вводится в полупроводник через систему щелей, после чего производится терми-

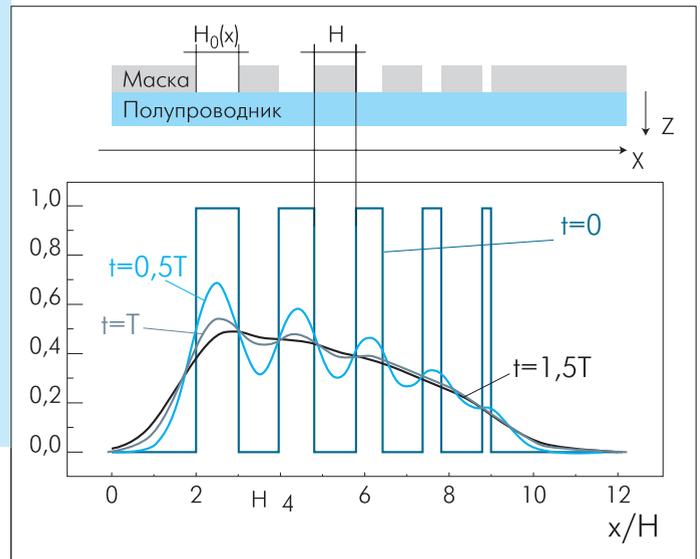


Рис.2. Маска с щелями разного размера и распределение примеси под ней при разном времени диффузии. $T = H^2/4D$

ческий отжиг. Распределение примеси в полупроводнике под маской в начальный момент пренебрежимо мало, а в открытом полупроводнике определяется временем преддиффузии или ионной имплантации. Если время проведения диффузии $t \sim H^2/D$, то примесь попадает под маску за счет боковой диффузии от соседних щелей (здесь H – размер между соседними отверстиями маски, D – коэффициент диффузии). Для дозы ионов вблизи отверстия шириной $H_0(x)$ можно записать $Doza(x) \approx P(x) Doza_0$, $P(x) = H_0(x)/(H_0(x) + H)$. Здесь $Doza_0$ – доза примеси в открытой части полупроводника, приходящаяся на единицу площади в процессе предварительной диффузии или ионной имплантации; $H_0(x)$ – размер отверстия в маске; $P(x)$ – прозрачность. Если $H_0(x)$ монотонно зависит от координаты, т.е. размер отверстий в маске постепенно уменьшается вдоль оси X , распределение примеси описывает известная формула для одномерной диффузии из ограниченного источника:

$$N(x, z) \approx P(x) Doza_0 (\pi Dt)^{-1/2} \exp(-z^2/4Dt), \quad (1)$$

где z – координата, отсчитываемая от поверхности вглубь полупроводника (противоположно оси Y на рис.1). Решая уравнение (1) при различных временах диффузии через маску с пятью отверстиями, размер которых линейно менялся от H до $0,2H$ при расстоянии между отверстиями H , получаем, что для создания неоднородного монотонного профиля легирования требуется время порядка $H^2/2,5D$ (рис.2).

Аналогичный результат получается и при диффузии примесей через систему периодически расположенных вдоль X щелей с неод-

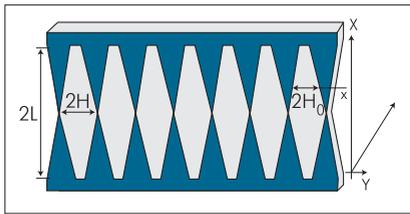


Рис.3. Фрагмент маски с одинаковыми отверстиями

нородным размером (рис.3). Этот случай также описывается (1). Очевидно, что после отжига в течение времени $t \geq H^2/2,5D$ в результате диффузии доза примесей вдоль X окажется пропорциональной ширине отверстия $H_0(x)$.

В экспериментах был выбран именно такой тип маски. Доза имплантируемого бора варьировалась от 10^{12} до $3 \cdot 10^{12}$ ион/см², время отжига при 1200°C – 14–30 часов. Размер отверстий и их период изменялись от 2,8 до 7 мкм.

ПРОБЛЕМЫ И ИХ РЕШЕНИЕ

Предполагалось, что при подаче запирающего напряжения на p-n переход область пространственного заряда (ОПЗ) будет увеличиваться и при напряжениях смещения, превышающих напряжение перекрытия U_p (по расчету – не более 5 В), заполнит всю p-область.

При этом минимальное значение управляемой емкости должно стремиться к расчетной величине порядка 4–6 пФ. Но измерения вольт-фарядных характеристик (ВФХ) показали, что полного обеднения p-области при подаче запирающего напряжения на p-n-переход не происходит. 1/3–1/5 часть p-области всегда оставалась не обедненной даже при очень больших запирающих напряжениях (рис.4). Отношение минимальной к максимальной емкости превышало 1/5, тогда как при полном обеднении p-области не должно было превышать 1/30. Причем минимальное значение управляемой емкости практически не зависело от напряжения на затворе.

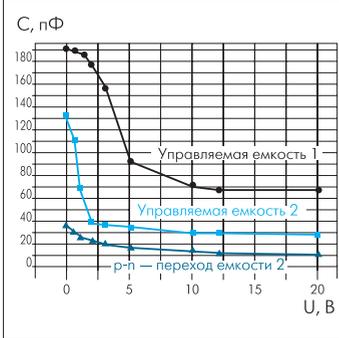


Рис.4. Экспериментальные ВФХ

Чтобы разобраться в ситуации и найти способ создания варикапов с большим диапазоном емкостей, было проведено численное двумерное моделирование в приближении диффузия – дрейф. В качестве модели использовалась структура, представляющая собой полупроводниковый слой p-типа с омическим контактом сверху (рис.5). Над этим слоем сформирован изолирующий слой, а над ним – проводящий участок. По нижней и правой границе p-области сформирован контакт Шотки.

Чтобы разобраться в ситуации и найти способ создания варикапов с большим диапазоном емкостей, было проведено численное двумерное моделирование в приближении диффузия – дрейф. В качестве модели использовалась структура, представляющая собой полупроводниковый слой p-типа с омическим контактом сверху (рис.5). Над этим слоем сформирован изолирующий слой, а над ним – проводящий участок. По нижней и правой границе p-области сформирован контакт Шотки.

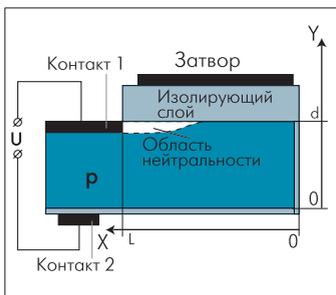


Рис.5. Моделируемая структура управляемой емкости

Была поставлена и решена задача:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= -q/\varepsilon (N_d - N_a + p - n); \\ J_n &= -q\mu_n \nabla \varphi + q \nabla D_n n; \\ J_p &= -q\mu_p \nabla \varphi - q \nabla D_p p; \\ dn/dt &= 0 = -U + 1/q \nabla J_n; \\ dp/dt &= 0 = -U + 1/q \nabla J_p; \\ U &= (np - n_i^2) / [(t_n(p + n_i) + t_p(n + n_i))]. \end{aligned}$$

Граничные условия:

- на контактах выполняются условия термодинамического равновесия;

- на верхнем омическом контакте (рис.5): $\varphi = \varphi_1, p = p_1, n = n_1, pn = n_i^2, n-p = N_d - N_a$;
- на втором омическом контакте (на нижней и правой границе прямоугольника): $\varphi = 0, pn = n_i^2, p = p_1/\exp(f_d/kt), n = n_1 \exp(f_d/kt)$;
- на левой границе: $d\varphi/dx = 0, dn/dx = 0, dp/dx = 0$;
- на границе "изолирующий слой – полупроводник" (нормальная составляющая дырочного и электронного тока через изолирующий слой отсутствует): $J_{py} = 0, J_{ny} = 0, d\varphi/dy = \text{const} = 0$.

В уравнениях φ – потенциал; J_p, J_n – плотности дырочного и электронного тока соответственно; μ_n и μ_p – подвижность электронов и дырок; D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок; p – концентрация дырок; n – концентрация электронов; q – элементарный заряд; $N_d - N_a$ – профиль распределения примеси; ε – диэлектрическая проницаемость кремния; f_s – встроенный потенциал барьера; n_i – собственная концентрация электронов в кремнии; t_p – время релаксации дырок; t_n – время релаксации электронов. При решении задачи учитывались эмпирические зависимости $\mu_{n,p} = \mu_{n,p}(E, N_d - N_a)$ [3] и соотношение Эйнштейна: $\mu_{n,p} kT/q = D_{n,p}$.

Моделирование проводилось для уровня легирования p-области $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на прямоугольной сетке 101×33 с шагом по осям X и Y $5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ при длине верхнего контакта 0,5 мкм, разности потенциалов между контактами 1 и 2 – 8 В, напряжении перекрытия $\approx 4 \text{ В}$, $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, f_s = 0,8 \text{ В}, t_n = t_p = 10^{-8} \text{ с}$.

Решение данной задачи в виде линий равного потенциала приведено на рис.6. Заметим, что эквипотенциальная кривая для потенциала, близкого по значению к потенциалу первого омического контакта ($\varphi = -7,9 \text{ В}$), приблизительно соответствует границе области нейтральности, в которой потенциал меняется незначительно. Видно, что вблизи границы раздела "изолирующий слой – полупроводник" даже при существенном превышении межконтактной разности потенциалов над напряжением перекрытия имеется область нейтральности, граничащая с первым омическим контактом. Следовательно, p-область полностью не обедняется подвижными носителями заряда при $U > U_p$ не из-за возможного технологического брака. Расчеты показали, что для данной структуры напряжение полного поверхностного обеднения границы "p-область – изолирующий слой" значительно превосходит напряжение перекрытия. Однако его можно уменьшить вплоть до U_p , сформировав под изолирующим слоем тонкий слой n- или i-типа. Это иллюстрирует рис.7, эквипотенциальные кривые на котором рассчитаны для тех же условий, что и на рис.6, но при сформированном под изолирующей областью n-слоем толщиной $5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ (шаг сетки) с низким уровнем легирования – $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Для объяснения полученных результатов обратимся к рис.5. Для наглядности, не нарушая общности рассуждений, рассмотрим плоскую задачу ($N_d(x, y) = N_a - N_d$).

При подаче постоянного напряжения между омическим контактом 1 и контактом на изолирующем слое составляющая электрического поля, нормальная к поверхности границы "полупровод-

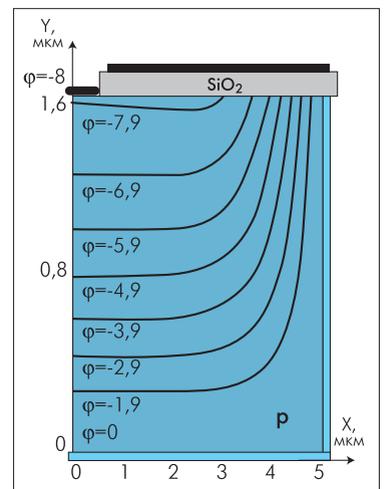


Рис.6. Распределение потенциала в однородно легированной p-области ($2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) при $U = 2U_p$

ник – изолирующий слой”, постоянна ($E_y = \text{const}$). Уравнение Пуассона вблизи поверхности

$$dE_x/dx + dE_y/dy = q/\epsilon(-N_i(x,y) + p-n) \quad (2)$$

преобразуется к виду

$$dE_x/dx = q/\epsilon(-N_i(x,y) - n + p).$$

При полном обеднении p -области на границе раздела “изолирующий слой – p -область” ($n, p \ll N_i(x,y)$) с учетом $E_x \equiv -d\phi/dx$, получим: $d^2\phi/dx^2 = q/\epsilon N_i$.

Решая это уравнение при $y = d$, $0 \leq x \leq L$, $\phi(0,d) = 0$ и $d\phi(x,d)/dx = 0$, где L – размер первого полупроводникового слоя под изолирующим слоем вдоль оси X , получим

$$\phi(x,d) = \int_0^x (q/\epsilon) N_i(x,h) dh; \quad \phi(L,d) = \int_0^L (q/\epsilon) N_i(x,h) dh.$$

Здесь $\phi(L,d)$ – минимальное напряжение между контактами 1 и 2, при котором происходит полное *поверхностное* обеднение подвижными носителями заряда p -области на границе “изолирующий слой – p -область”.

Внутри p -области при $L \gg d$ в условиях обеднения можно полагать, что потенциал меняется вдоль оси Y значительно сильнее, чем вдоль X , и уравнение Пуассона (2), с учетом того, что $E_x \equiv -d\phi/dx$, $E_y \equiv -d\phi/dy$, выглядит как $d^2\phi/dy^2 = q/\epsilon N_i(x,y)$. При граничных условиях $\phi(x,0) = 0$, $d\phi(x,y)/dy = 0$ имеет решение:

$$\phi_1(x,y) = \int_0^y (q/\epsilon) N_i(x,h) dh; \quad \phi_1(x,d) = \int_0^d (q/\epsilon) N_i(x,h) dh.$$

Здесь $\phi_1(x,d)$ – минимальное напряжение между контактами 1 и 2, при котором происходит обеднение p -области в объеме, ограниченном сечением через x . Заметим, что $\max(\phi_1(x,d)) \equiv U_p$ – величина напряжения между контактами 1 и 2, при котором происходит *обеднение объема* подвижными носителями заряда p -области.

Поскольку $L \gg d$, минимальное напряжение полного поверхностного обеднения $\phi(L,d)$ оказывается гораздо больше, чем напряжение объемного обеднения p -области, и может превысить напряжение пробоя $U_{пр}$. Поэтому если $U_p < U_{пр}$, а $\phi(L,d) > U_{пр}$, то при сколь угодно большом напряжении на полупроводниковом переходе U , не превышающем $U_{пр}$, ОПЗ распространяется на всю p -область, кроме ее верхней границы с изолирующим слоем, – т.е. полного обеднения не происходит (см. рис.7).

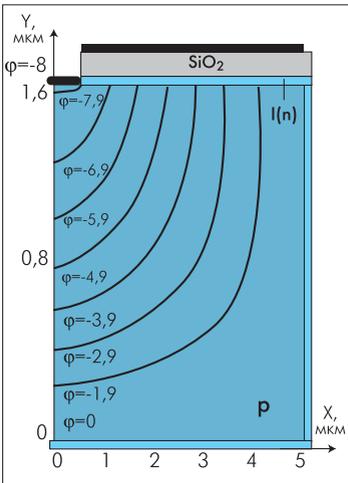


Рис.7. Распределение потенциала в однородно легированной p -области ($2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) с n (i)-слоем под окислом при $U=2U_p$

Однако если под изолирующим слоем сформирован слой n - (или i -) типа, образуется p - n -переход, и прилегающая к нему поверхность p -области оказывается изначально обедненной основными носителями заряда. И при выполнении условия обеднения объема происходит полное обеднение p -слоя подвижными носителями заряда. Это объясняет как численные расчеты в диффузионно-дрейфовом приближении, так и экспериментальные данные по измерению емкости p - n -перехода и управляемой емкости $C(U)$ (рис.8). Слой n -типа под изолирующим

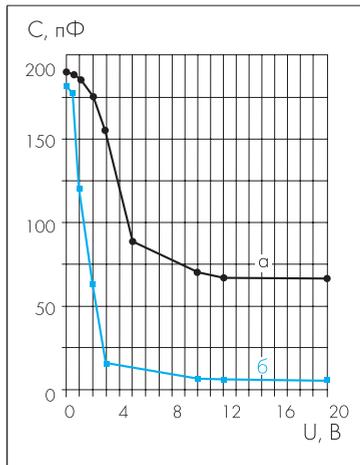


Рис.8. ВФХ управляемых емкостей: а – без n -слоя под затворным окислом, б – с n -слоем под затворным окислом

слоем был сформирован ионной имплантацией фосфора (энергия – 70 кэВ, доза – $1,5 \cdot 10^{11}$ ион.см⁻²) перед термическим выращиванием подзатворного окисла. Минимальное значение управляемой емкости в этом случае соответствовало расчетному.

ПРАКТИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ

Одно из преимуществ управляемой емкости – в том, что, в отличие от других полупроводниковых приборов, она устраняет так называемое электронное ограничение по мощности, связанное с электрическим пробоем полупроводника и ограничениями, налагаемыми на размер рабочей области полупроводникового прибора дрейфовой скоростью подвижных носителей заряда. С управляемой емкости можно снимать большие мощности при параметрическом усилении, генерации и преобразовании частоты. Однако реализуя это достоинство, следует учитывать, что параллельно управляемой емкости всегда включен p - n -переход, последовательно соединенный с емкостью, образованной затвором и подложкой (в рассмотренном случае – n -типа, см. рис.1). Простейшая эквивалентная схема управляемой емкости приведена на рис.9, где C_{pn} – емкость p - n -перехода, $C_{пз}$ – емкость “подложка – затвор”, $C_{рз}$ – емкость “ p -область – затвор”, U_c – внешнее напряжение на управляемой емкости.

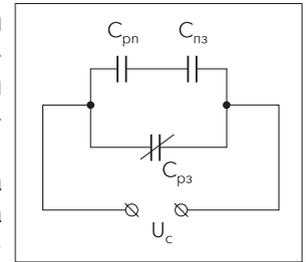


Рис.9. Эквивалентная схема управляемой емкости

Часть внешнего напряжения, сосредоточенная на p - n -переходе, должна быть меньше напряжения пробоя: $U_c/(1 + C_{pn}/C_{пз}) < U_{пр}$. Если требуется хорошая развязка между входом (контакты p - n -перехода) и выходом (контакты к p -области и затвор), часть U_c на p - n -переходе должна быть много меньше управляющего напряжения U на переходе: $U_c/(1 + C_{pn}/C_{пз}) \ll U$. Следовательно, почти всегда необходимо увеличивать отношение $C_{pn}/C_{пз}$, что достигается включением параллельно p - n -переходу дополнительной емкости и/или увеличением толщины изолирующего слоя.

Толстые изолирующие слои обладают высоким напряжением пробоя и позволяют подавать на управляемую емкость большую мощность. Однако создание толстых (более 10 мкм) изолирующих слоев при планарной технологии проблематично, за исключением случая, когда в качестве изолирующего слоя используется высокоомная подложка i -типа. Но такая подложка не может быть тоньше 100–150 мкм – иначе она легко разрушается при прохождении технологического маршрута. А столь большая толщина изолирующего слоя приводит к существенному падению коэффициента перекрытия по емкости $K = C_{max}/C_{min}$. Решение проблемы – в применении в качестве изолятора механически прижимаемых к полупроводниковой структуре отдельно изготовленных изолирующих слоев, которые могут быть любой заданной толщины (рис.10). Для уменьшения сопротивления растекания и увеличения добротности прибора

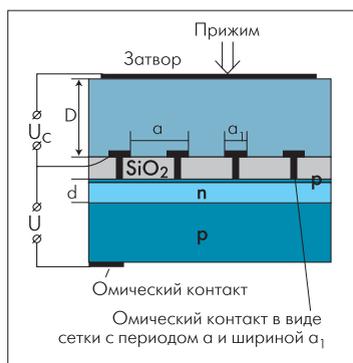


Рис. 10. Управляемая емкость с толстым защитным слоем

При $D \gg a > a_1$ распределение потенциала в диэлектрике между сеткой и электродом на расстоянии D от сетки с хорошей точностью описывается как

$$\varphi = A \cos(x/2\pi a) \exp(-z/2\pi a) + (\delta/\varepsilon)(z-D), \quad (3)$$

где δ – поверхностная плотность заряда электрода, ε – диэлектрическая проницаемость изолирующего слоя, A – постоянная, a – период сетки вдоль X , a_1 – ширина полосок, составляющих сетку. A и d определяются граничными условиями. Первый член выражения (3) описывает периодический потенциал вблизи сетки, второй – потенциал вблизи электрода, а непосредственной подстановкой можно убедиться, что (3) является решением уравнения Лапласа.

Если $a \ll D$, то часть потенциала, определяемая $A \cos(x/2\pi a) \exp(-z/2\pi a)$, пренебрежимо мала и $\varphi = 0$ при $z = D$. При $z = 0$ и $\cos(x/2\pi a) = -1$ потенциал контактов $\varphi = A + D\delta/\varepsilon$ (периодические контакты располагаются в экстремуме (3) при $z = 0$, поскольку

омический контакт к n -области выполнен в виде сетки с периодом a и шириной a_1 . Приграничный слой SiO_2 и n -области легирован примесями p -типа. Изолирующий слой изготовлен отдельно и прижимается металлизацией электрода к остальной части прибора, выполненной по планарной технологии. Найдем минимальную емкость структуры с толстым изолирующим слоем.

ку потенциал контактов постоянен, а функция вблизи экстремума не меняется). Дифференцируя (3) по z при $z = 0$ и $\cos(x/2\pi a) = -1$ и учитывая, что поле вблизи сетки складывается из полей сетки ($1/2 a/a_1 \delta/\varepsilon$) и электрода ($1/2 \delta/\varepsilon$), получим: $A/2\pi a + \delta/\varepsilon = 1/2 a/a_1 \delta/\varepsilon + 1/2 \delta/\varepsilon$, откуда $A = \pi a \delta/\varepsilon (a/a_1 - 1)$ или $\varphi = \pi a \delta/\varepsilon (a/a_1 - 1) + D\delta/\varepsilon$. Емкость единицы площади такой структуры (она же – минимальная емкость управляемого конденсатора) $C = C_{\min} = \delta/\varphi = \varepsilon/D (1/(1 + (a/a_1 - 1)\pi a/D))$. Максимальная емкость (емкость плоского конденсатора) – $C_{\max} = C(a = a_1) = \varepsilon/D$. Тогда коэффициент перекрытия по емкости $K = 1 + \pi a/D(a/a_1 - 1)$. Если параллельно p - n -переходу включена емкость большого номинала, то $K = 2/[1 + 1/(1 + \pi a/D(a/a_1 - 1))]$. При этом добротность $Q \approx Dd/(\varepsilon \rho \omega (a - a_1)^2)$, а максимум коэффициента модуляции $m_{\max} \approx (1 - K)/(1 + K) \approx 0,5 (a/a_1 - 1)\pi a/D$.

Более подробно данный материал изложен в патентных заявках, например [4, 5]. В заключение автор выражает благодарность Колесникову В.И. и Луневу А.С., без финансовой поддержки которых работы бы не было, а также Кореневу А.Г., Максутову А.И., Старцеву А.И., Фридману Ю.М. за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иоффе В.М. Полупроводниковые приборы на основе модуляции площади электродов. – ЭЛЕКТРОНИКА: НТБ, 1997, №6.
2. Ioffe V.M., Maksutov A.I. Pat. Pub. №: WO97/23001.
3. Кремлев В.Я. Физико-топологическое моделирование структур элементов БИС. – Высшая школа, 1990, с. 41–42.
4. Пат. 2139599 РФ/Иоффе В.М., Максутов А.И.
5. Заявка на изобретение 20001320351 РФ /Иоффе В.М., Максутов А.И.