

а

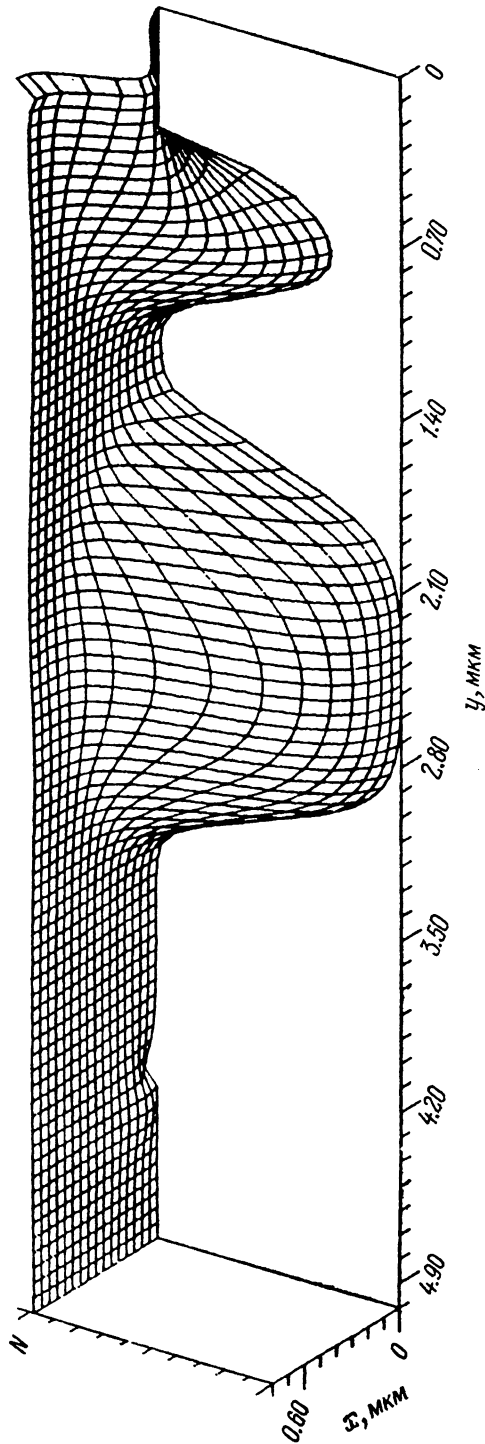


Рис. 2. Катодные домены истощения в структуре с $d=0.8$ мкм, $l=5$ мкм, $d_{\text{суб}}=0$, $d_s=d_d=0$, $S\chi_0=2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $l_s=0.5$ мкм, $l_d=0.6$ мкм, $l_{e\beta}=1.7$ мкм, $l_{\beta\beta}=0.4$ мкм.

а — $U_d=3.5$ В, $V_{\beta s}=-0.6$ В; наряду с областью истощения под затвором видна прикатодная область истощения, отвечающая статическому домену;
 б — $U_d=5$ В, $V_{\beta s}=-0.6$ В; кроме катодного домена, имеется дипольный статический домен под затвором, включающий в себя слой обеднения (ближе к стволу) и обогащения; N — концентрация электронов (в отн. ед.); v — ВАХ образца $I_d=I_d(U_d)$ при $V_{\beta s}=-0.6$ В, $I_{\beta s}=0$.

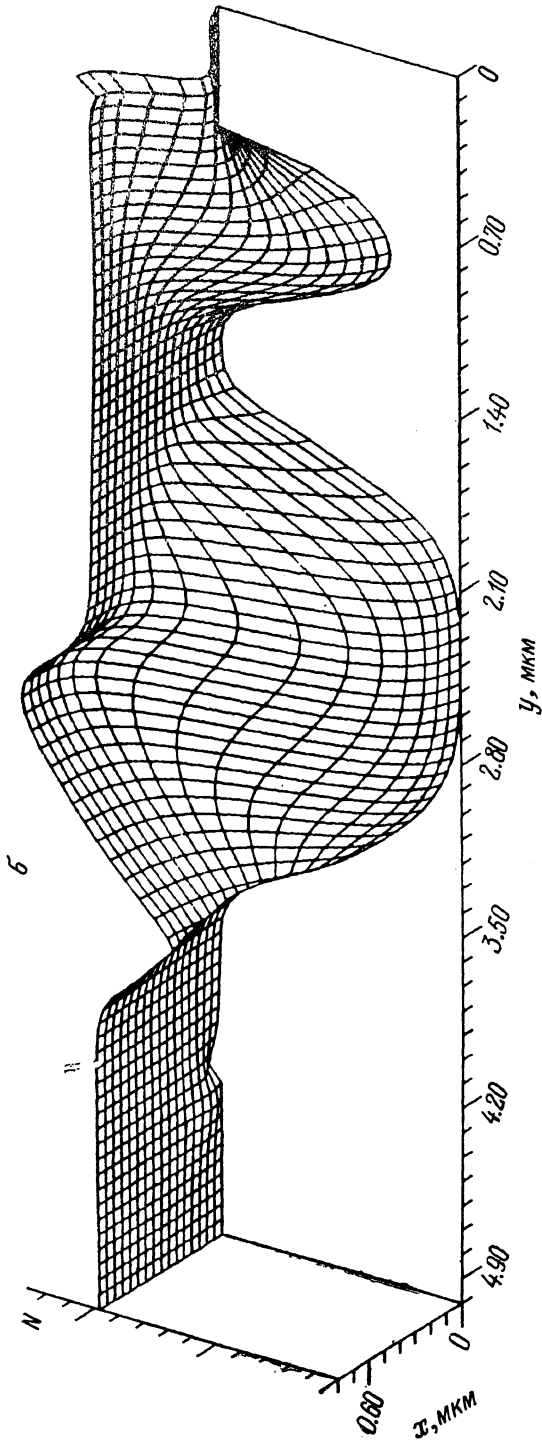


Рис. 2 (продолжение).

цировался попытками создания управляемых (перестраиваемых) с помощью эффекта поля генераторов Ганна. В настоящее время обнаружены многочисленные механизмы N -ОДП при параллельном транспорте электронов в сверхрешетках и других гетероструктурах с квантовыми и неквантовыми потенциальными ямами. Критические поля и токи в них существенно ниже, чем в GaAs- или InP-диодах Ганна. Поэтому актуально возобновление интереса к планарным структурам данного типа, управляемым с помощью полевых электродов.

Здесь, однако, расчет выполняется для традиционных структур, аналогичных рассмотренным в нашей работе [12]; специфика данной работы по сравнению с [12] состоит именно в учете полевого эффекта, а также полевых контактов. В отличие от «обычного» одномерного эффекта Ганна в интересующей нас задаче

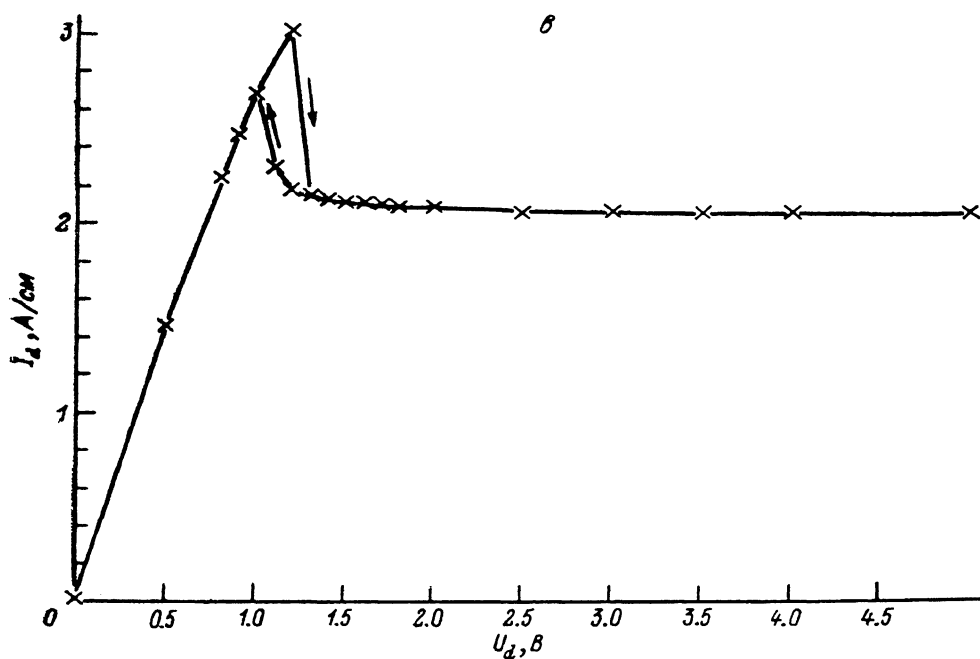


Рис. 2 (продолжение).

ввиду ее принципиальной двумерности и большой исходной пространственной неоднородности исключено применение аналитических и качественных методов теории. Все результаты, описанные далее, являются численными, основанными на простейшей диффузионно-дрейфовой модели. Совместно решались уравнения Пуассона и непрерывности потока электронов (тока). Дрейфовая скорость электронов v и их коэффициент диффузии D предполагались заданными (локальными и мгновенными) функциями электрического поля, причем в большинстве случаев подобно [5-7] полагалось, что

$$v = -v(E) \frac{E}{E_r}, \quad E = |E|, \quad (1)$$

$$D = D(E),$$

где E — полное электрическое поле в данной точке. При рассмотрении структуры с квазидвумерными электронами аргументами v и D для электронов в канале было продольное поле $E_{||}$ (как и в работе [12] для образцов типа B и C).

Результаты работы сводятся, во-первых, к описанию коллекции режимов в структурах с полевым затвором, в которых проявляются ганновские домены. Этому описанию посвящен раздел 1. Во-вторых, более подробно выяснена роль полевой зависимости коэффициента диффузии горячих электронов в переходе от статических режимов к динамическим (раздел 2).

Расчеты выполнялись для прямоугольного «образца», показанного на рис. 1. Структура содержит два токовых контакта — исток (катод) и сток (анод) и один управляющий электрод-затвор типа барьера Шоттки. На истоке и стоке фиксировались потенциалы и концентрации электронов, а на затворе фиксировался потенциал (включающий в себя заданную контактную разность потенциалов) и ставилось условие нулевого тока через границу. На всех остальных поверхностях предполагались равными нулю нормальные поверхности составляющие электрического поля и тока. Помимо ситуации с однородным легированием рассмотрены варианты с нелегированной подложкой и с сильно легированными приконтактными областями (рис. 1). Во всех расчетах этого раздела (исключая специально оговоренные случаи) зависимости $v(E)$ и $D(E)$ определяются соответственно формулами (5) и (6) из [12]; численные значения параметров выписаны там же.

1.1. *Режим с катодным (истоковым) доменом.* Статические домены локализовались в одном из трех положений или сразу в нескольких из них: 1) у истока, 2) у стока, 3) под затвором со стороны стока. Два последних варианта локализации хорошо известны и описаны. Первый же вариант (с катодным доменом), хорошо известный в одномерных структурах, для структур с полевым электродом, насколько нам известно, еще не описывался. Данный режим получался в структурах с фиксированной концентрацией электронов на контактах истока и стока, равной концентрации ионизированных примесей в объеме полупроводника, при положительных смещениях затвора, обеспечивающих достаточно открытый режим токопереноса. (Далее всюду приводится сумма внешнего потенциала затвора с контактной разностью потенциалов $V_g = U_g + U_k$; если, в частности, $U_k = -0.8$ В, а $V_g = -0.6$ В, то реальное смещение затвора $U_g = V_g - U_k = +0.2$ В). Площадь контакта истока подбиралась меньше площади поперечного сечения канала под затвором, так что истоковый контакт был самым узким местом прибора. При этом возникал катодный домен истощения с обогащенным слоем на самом катоде (рис. 2, а). Режим с одним только катодным доменом существовал при промежуточных значениях потенциала стока U_d . По мере роста U_d и сужения сечения канала под затвором возникал второй домен — у стокового края затвора (рис. 2, б). Этот второй домен мог двигаться и уходить в пространство затвор—сток. При уменьшении положительного смещения затвора режим с катодным доменом исчезал. ВАХ сток—исток при наличии катодного домена содержит резкий участок N -ОДП, соответствующий образованию катодного домена (рис. 2, в). Падение тока на этом участке N -ОДП могло составлять 25 %. ВАХ имеет узкий гистерезисный участок, соответствующий гистерезису поведения самого катодного домена. Факт образования еще одного (подзатворного) домена на ВАХ практически не сказывается, т. е. она контролируется катодным доменом. Движение домена в пространстве исток—затвор никогда не наблюдалось.

1.2. *Двумерные домены в структурах с подложками и без них.* Катодный домен — довольно специфический режим. В «обычных» структурах с областями обогащения у истока и стока статические домены возникали либо у стока, либо под затвором. Альтернативой статического режима было движение домена от затвора к стоку с его входением в сток и одновременным зарождением нового домена под затвором. Динамический режим, сопровождающийся генерацией колебаний тока стока, возникает, как правило, в достаточно открытых структурах, когда физическое насыщение (прохождение через максимум) тока имеет место до геометрического насыщения (по затвору). Установлению этого режима способствуют: 1) короткий затвор, 2) большое пространство затвор—сток, 3) достаточно низкое легирование, 4) большой перепад дрейфовых скоростей v_{\max}/v_{\min} или v_{\max}/v_{sat} , 5) малые значения коэффициента диффузии электронов в области N -ОДП.

На рис. 3, а—в показаны стадии эволюции движущегося домена в образце без высокоомной подложки ($d_{\text{sub}} = 0$). Видно, что при расстоянии между стоком и затвором, превышающем размеры домена, последний на маршруте транспорта приобретает вполне одномерный вид. Во время этого транспорта токи через об-

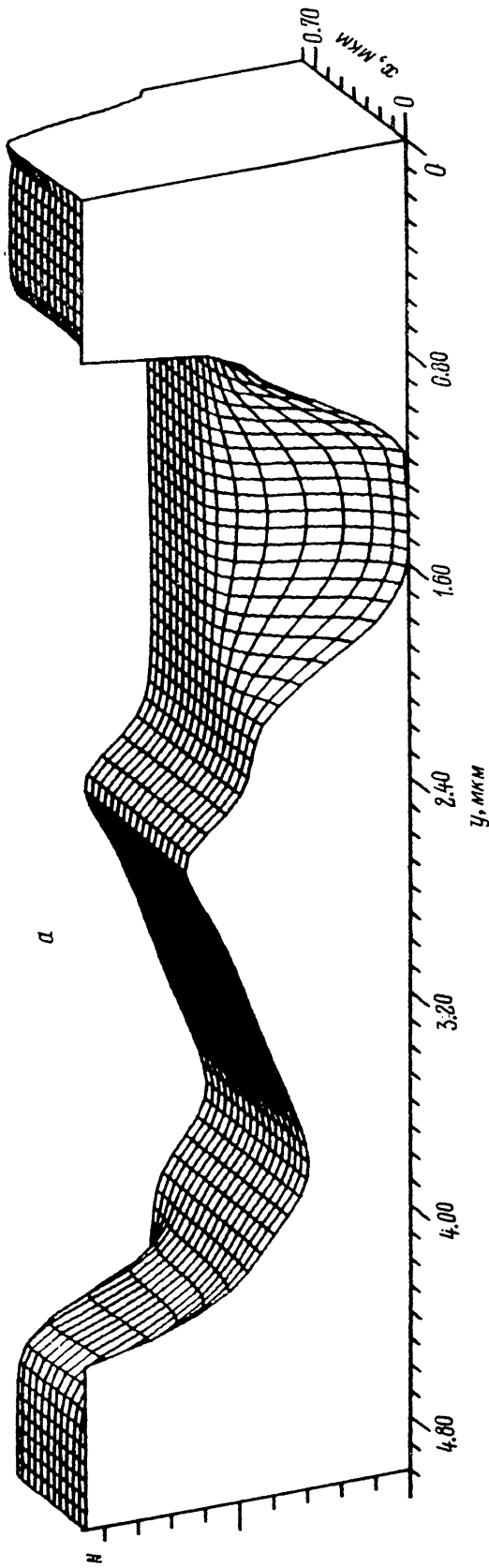


Рис. 3. Три последовательных положения домена на участке затвор—сток.

$U_d=3.5$ В, $V_g=-0.6$ В. а — домен посередине между затвором и стоком; б — домен входит в стоковый контакт; в — домен вернулся под затвор; г — промежуточные положения пульсирующих токов стока $I_d(t)$ и истока $I_s(t)$; $\alpha - V_g = -0.6$ В, $\beta - V_g = -0.9$ В, $\gamma - V_g = -1.05$ В, $\delta - V_g = -1.08$ В. Параметры образца те же, что на рис. 2, кроме $l_g=0.6$ мм, $l_s=0.6$ мм, $d_g=d_d=0.7$ мм, $\mathcal{E}_g=\mathcal{E}_d=4 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$; N — концентрация электронов в относительных единицах.

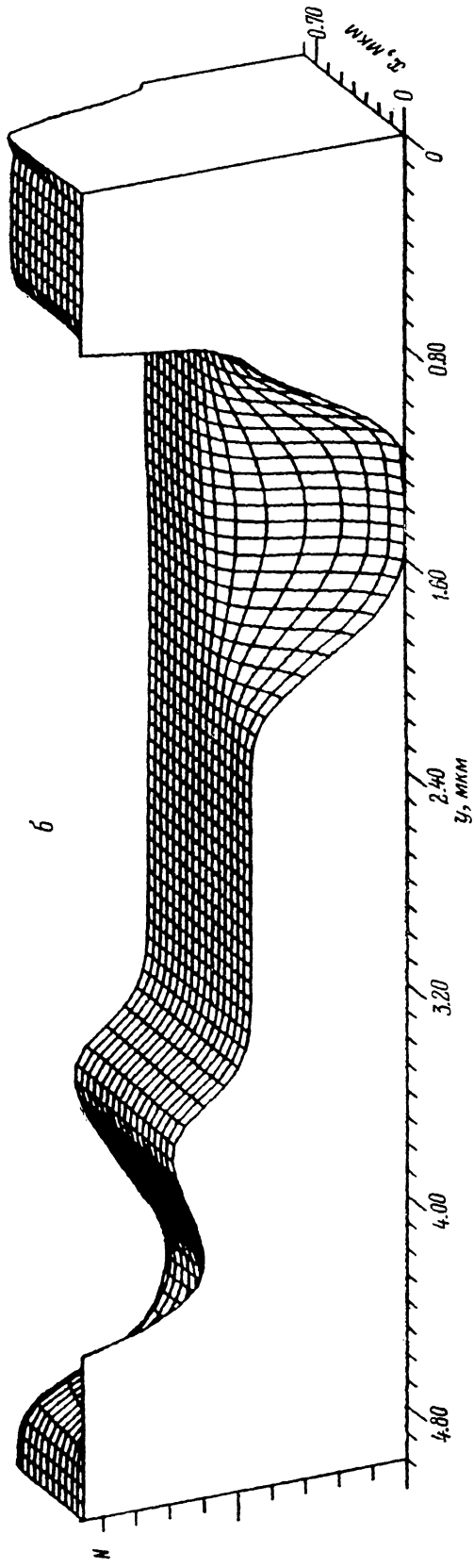


Рис. 3 (продолжение).

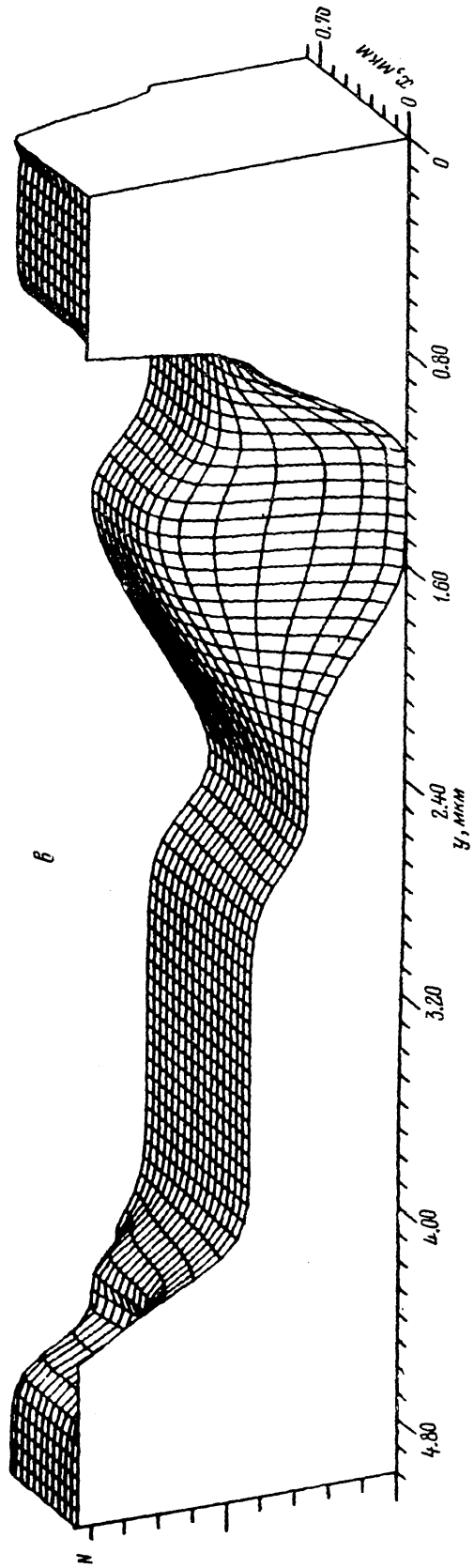


Рис. 3 (продолжение).

разец практически не изменяются. Наибольшие изменения токов истока и стока происходят в момент перехода домена от стока к затвору. При этом ток истока, а затем и ток стока довольно резко падают. Наиболее простое объяснение падения тока состоит в том, что домен переходит на более узкое место и, имея меньшее поперечное сечение, чем на маршруте транспорта и у стока, имеет большее сопротивление. На рис. 3, *г* показаны колебания токов стока и истока при фиксированных потенциалах электродов, связанные с движением и перескоком домена (рис. 3, *а—в*). Частота колебаний в данном приборе лежит в пределах $f=25-40$ ГГц. Она может быть повышена путем укорочения области затвор—сток, которое возможно, согласно сказанному ранее, лишь в ограниченных пределах. На материале с параметрами GaAs в данной (локальной по

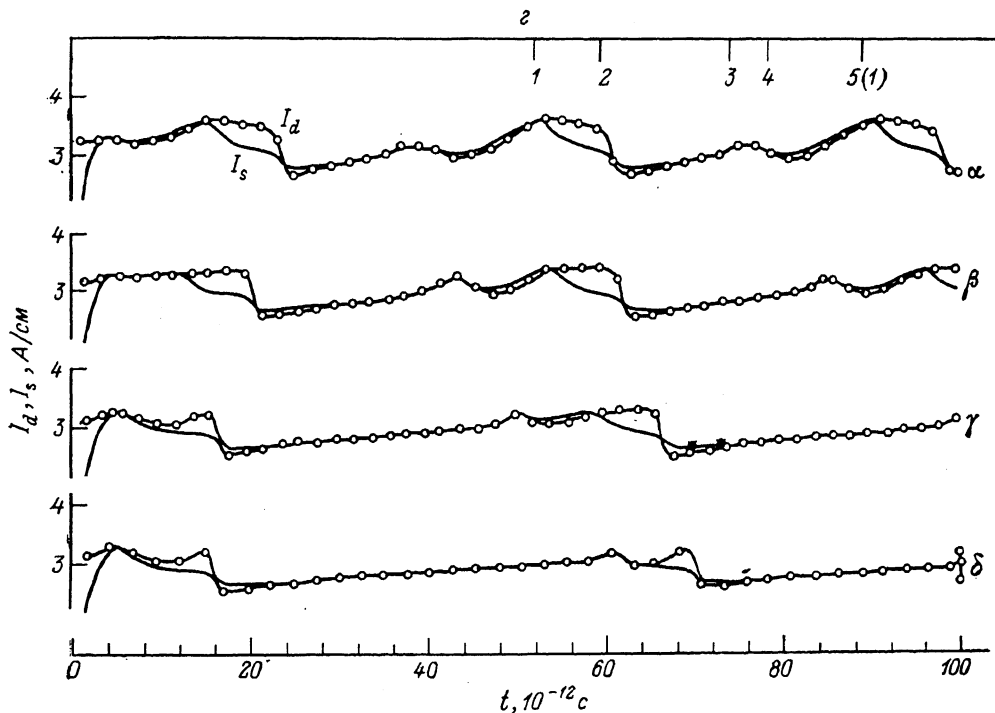


Рис. 3 (продолжение).

времени и пространству) схеме расчета достигались частоты ~ 100 ГГц. На рис. 3, *г* наряду с пульсациями тока при $V_g = -0.6$ В показаны такие же пульсации при более закрытых положениях структуры: $V_g = -0.9, -1.05$ и -1.08 В. Запирание не вызывало существенных изменений формы и амплитуды пульсаций, но заметно удлиняло период пульсаций T . Например, отношение $T_{(-0.9 \text{ В})}/T_{(-0.6 \text{ В})}$ можно оценить ~ 1.1 , что уже не мало, а $T_{(-1.08 \text{ В})}/T_{(-0.6 \text{ В})} \sim 1.4$. Итак, идея управляемого по затвору диода Ганна, согласно данным оценкам, вполне перспективна. Кроме всплеска тока, отвечающего переходу домена от стока к затвору (интервал 1—2 на рис. 3, *г*), имеется еще один меньший всплеск (интервал 3—4); он отвечает отрыву области обогащения от затвора. Дело в том, что в интервале 2—3 область обеднения расширяется, сдвигаясь в сторону стока быстрее области обогащения, которая очень медленно смещается вдоль края затвора. При этом домен растягивается и среднее поле в нем падает. Интервал 3—4 соответствует быстрому отрыву и смещению теперь уже области обогащения и сокращению длины домена. На интервале 4—5 (*I*) домен подтягивается к стоку, цикл завершается.

Наличие нелегированной подложки с теми же зависимостями $v(E)$ и $D(E)$, что и у легированного слоя, приводит к своеобразной картине инжекции горячих электронов из домена в подложку. В нелегированной подложке находятся только образующие отрицательный объемный заряд электроны, пришедшие из легированного слоя. Поэтому структура объемного заряда в подложке отслежи-

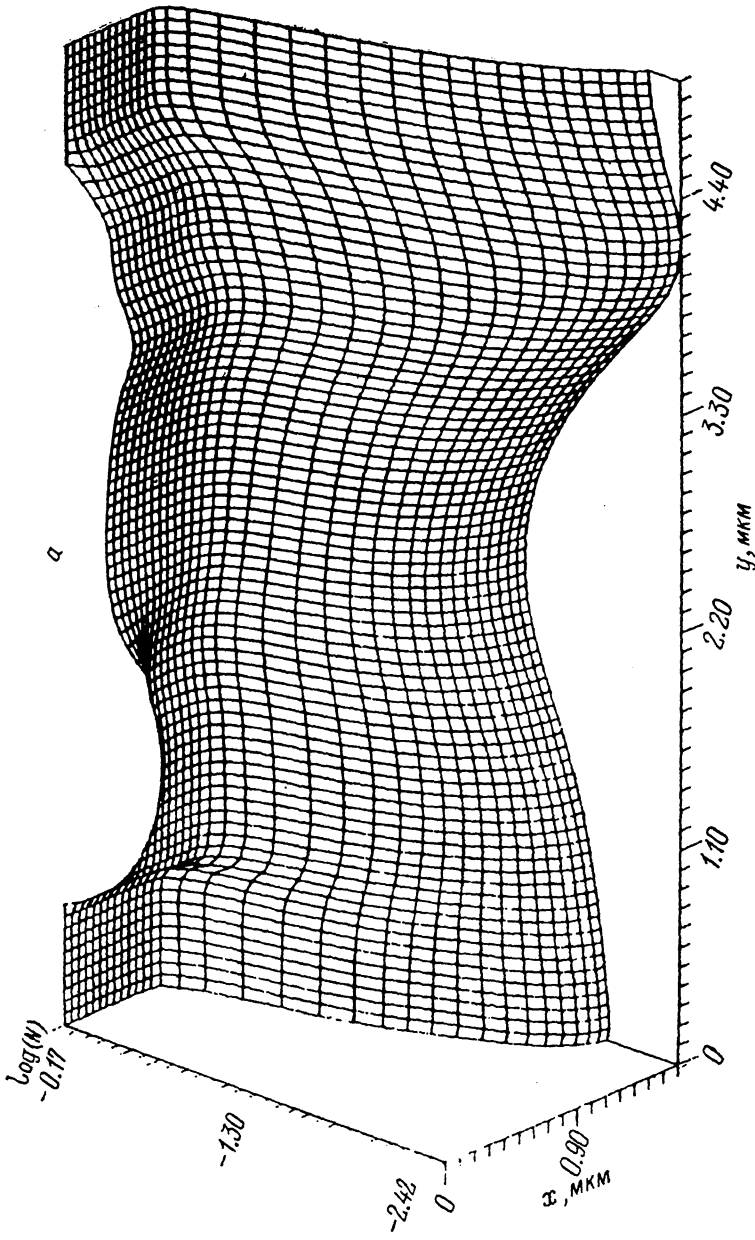


Рис. 4. Движущийся домен в образце с подложкой.

$U_d = 3.5$ В, $V_0 = -0.6$ В; параметры образца те же, что на рис. 3, кроме $d = 1.6$ мкм, $d_{\text{эп}} = 0.8$ мкм. а — пространственная зависимость логарифма концентрации электронов; в данный момент времени область обогащения «апельсиная» за край зазора, а область обеднения ушла далеко к стоку; б — временные зависимости пульсирующих токов стока $I_f(t)$ и истока $I_g(t)$; а — образец с подложкой, б — для сравнения образец без подложки (кривая а на рис. 2, 3)

вает структуру домена. Однако отслеживание, как видно из рис. 4, *a*, носит очень приблизительный характер: область обогащения электронного шлейфа в подложке шире области обогащения под затвором и, что примечательно, сдвинута в направлении стока. Последнее объясняется, по-видимому, тем, что шлейф слабее связан с затвором и движется в продольном поле более свободно, отклоняясь от слоя обогащения основного домена. Пульсации тока (показанные на рис. 4, *b* в сравнении с такими же пульсациями для образца без подложки при тех же смещениях) несколько меньше по амплитуде и более «сглажены» по форме. Частота их несколько выше. Подложка не только снижает амплитуду колебаний, но и делает более устойчивыми стационарные режимы. На последнее

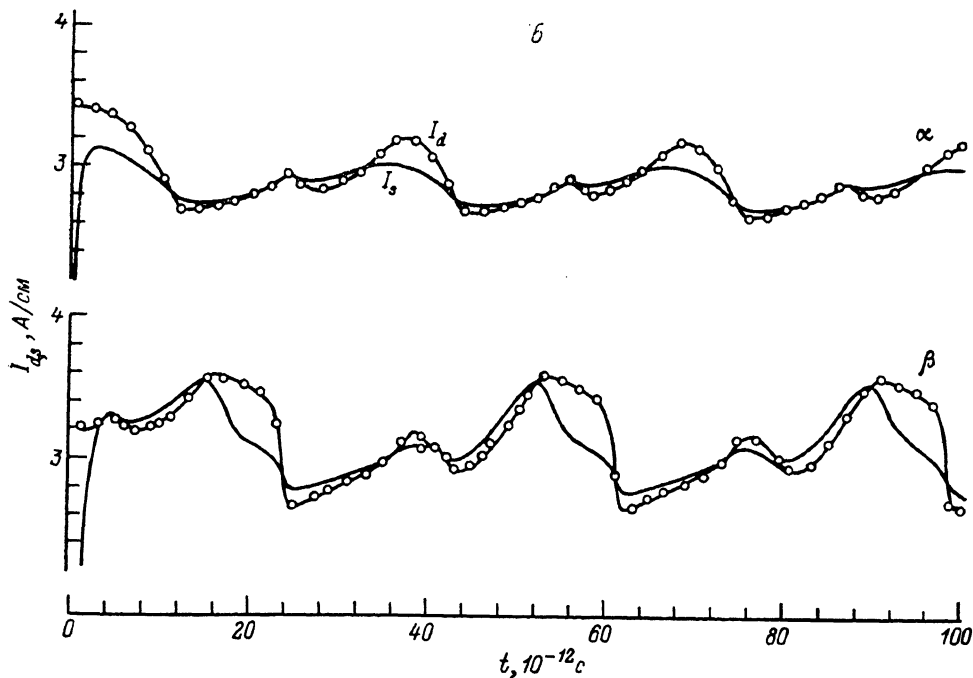


Рис. 4 (продолжение).

обстоятельство указывали в свое время авторы [5]. Возможной причиной роста устойчивости является некоторое растягивание подложкой домена: он становится более широким вдоль тока. Как уже говорилось, отношение длины пространства затвор—сток к ширине домена существенно влияет на устойчивость.

1.3. *Квазидвумерный проводящий слой.* Для получения некоторого сходства с прибором типа НЕМТ была промоделирована структура, имеющая вид узкого проводящего слоя (толщина равнялась размеру одной ячейки вычислительной сетки). Предполагается, что носители не могут выскакивать из слоя, т. е. переход в реальном пространстве был запрещен. Подобная модель соответствует образцу *B* из работы [12]. В таких структурах удавалось наблюдать статические домены под затвором и у стокового контакта, а также дрейфующие домены в пространстве затвор—сток. Интересной особенностью этой модели является существенно меньшая амплитуда колебаний тока истока: почти весь ток стока связан с перезарядкой затвора (рис. 5).

2. Влияние полевой зависимости коэффициента диффузии

Выше упоминалось, что одной из критических характеристик материала, определяющей при прочих равных условиях как сам процесс доменообразования, так и устойчивость статических режимов, является полевая зависимость коэффициента диффузии $D(E)$. Для проверки этого утверждения были выпол-

нены расчеты с различными зависимостями $D(E)$, включая как нереалистические [типа $D(E)=\text{const}$], так и «реалистические», соответствующие современным теоретическим представлениям и (или) измерениям. Реалистические зависимости содержат, как правило, несколько характерных параметров, а именно $D(0)$, $D(\infty)=D_{\text{sat}}$, а в тех случаях, когда $D(E)$ немонотонно, $D_M=D(E_M)$ — пиковое значение и поле E_M , где оно достигается. Например, монте-карловские расчеты $D(E)$ в n -GaAs с так называемым литлджоновским набором параметров междолинного рассеяния [13] дают монотонный спад $D(E)$ при $T=300$ К. Такие же расчеты для набора параметров [14] содержат четкий максимум в той же области полей, где находится пиковое значение $v_M=v(E_M)$, причем $D_M/D(0)\approx 5$. Эта вторая зависимость лучше описывает экспериментальные данные.

Наши расчеты показали, что чем выше значение D_M , тем менее вероятно (при прочих равных условиях) возникновение динамического режима. Напри-

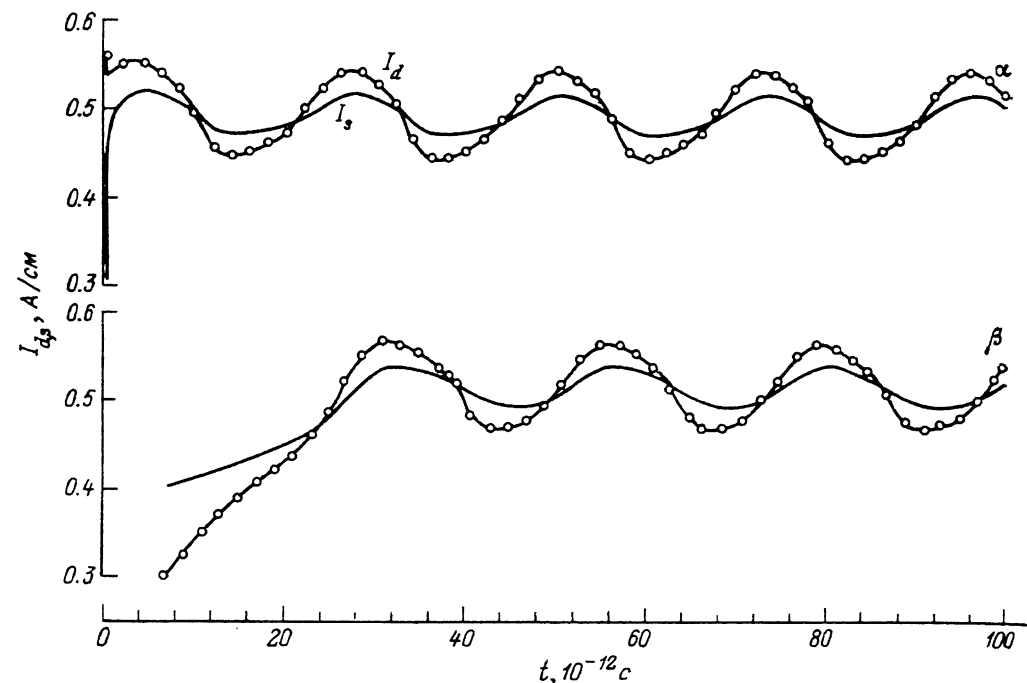


Рис. 5. Временные зависимости квазипульсирующих токов стока $I_d(t)$ и истока $I_s(t)$ в образце с квазидвумерным проводящим слоем.

$$\alpha - V_g = -0.5 \text{ В}, \quad \beta - V_g = -0.3 \text{ В}.$$

мер, при низких коэффициентах диффузии, отвечающих неразогретому электронному газу (или же литлджоновскому набору параметров при учете разогрева), легко можно было получить движение доменов в конструкциях с подложкой, однако при более реалистических зависимостях $D(E)$, содержащих высокие значения D_M , типичной становилась картина со статическим доменом под затвором.

Для имитации образования и движения доменов в двумерных конструкциях с полевым электродом оказались удобными и гораздо более экономичными одномерные модели с неоднородным легированием. Исходная идея их использования состояла в замене прибора с переменной площадью поперечного сечения $A(y)$ и однородным легированием \mathcal{N}_0 прибором с постоянным поперечным сечением (с площадью A_0) и одномерно неоднородным легированием $\mathcal{N}(y) = \mathcal{N}_0 A(y)/A_0$. Зависимость $A(y)$ в реальной конструкции с затвором определяется потенциалами на затворе и стоке, определяющими границу слоя истощения под затвором. Кроме этого, она зависит от того, образовались ли домены и где они расположились. Естественно, что выполняемое здесь моделирование носило условный характер и никак не учитывало при подборе $\mathcal{N}(y)$ факта наличия или отсутствия доменов. Используемые зависимости $\mathcal{N}(y)$ имели, как правило, форму

трапеций обеднения и довольно хорошо предсказывали локализацию доменов на стоке или под затвором (т. е. на краю области обеднения), а также их движение между областью обеднения и контактом стока. Как правило, поведение, полученное с помощью такой модели, подтверждалось в двумерных расчетах с реальным затвором.

Заключение. Укажем на ряд недостатков, присущих описанному выше расчету. Во-первых, применяемый здесь вариант диффузионно-дрейфовой модели является весьма произвольным; произвол состоит в том, что $v(E)$ и $D(E)$ считаются функциями только полного электрического поля, что, вообще говоря, неверно. Поэтому иногда проявляется несуществующий разогрев в диффузионных полях, искажающую роль которого невозможно оценить. В одномерных моделях это имеет место, как правило, у контактов или около сильных градиентов концентрации примеси. В двумерном случае описанные эффекты имеют место также около затвора и в образцах с подложкой — вблизи границы легированной области с подложкой. В рамках примененной модели нет регулярного метода устранения данного дефекта (см., в частности, [12]). Во-вторых, хотя работа носит чисто теоретический характер, здесь не удалось преодолеть эмпиризма. Представленные результаты имеют весьма фрагментарный вид и всякий раз нуждаются в некотором «теоретическом» объяснении, которое удастся сделать на уровне тех экспериментальных работ, для которых не существует адекватной теории. Признавая данный недостаток, отметим, что с развитием вычислительной техники он становится все более типичным. В-третьих, в рамках данной работы не исследовались структуры с различием материальных параметров по толщине. Именно такое различие характерно для современных слоистых структур. Следует ли такие структуры рассматривать в рамках диффузионно-дрейфовой модели, остается под вопросом.

Несмотря на указанные недостатки, мы ответили на ряд вопросов. Перечислим эти ответы: 1) изменением напряжения на полевом электроде можно в широких пределах перестраивать частоту и другие параметры генератора с движущимся доменом, а также включать и выключать его; 2) ганновские колебания имеют место не только в однородных структурах с полевым электродом, но и в структурах с подложкой, а также в однослойной структуре, близкой к структуре НЕМТ; 3) полевая зависимость коэффициента диффузии $D(E)$ (как и полевая зависимость дрейфовой скорости) существенно влияет на устойчивость стационарных режимов и, следовательно, на диапазон существования режима с движущимся доменом.

Существенно в дальнейшем провести подобные расчеты на базе более глубоких моделей, а также для других механизмов образования N -ОДП; характерных для гетероструктур.

Авторы благодарны В. В. Минакову, любезно предоставившему программу решения двумерного уравнения Пуассона.

Список литературы

- [1] Sandbank C. P. // Sol. St. Electron. 1967. V. 10. N 5. P. 369—380.
- [2] Winteler H. R., Steinemann A. // Proc. I Int. Symp. GaAs. 1967. P. 228.
- [3] Zuleeg R. // Proc. II Int. Symp. GaAs. 1968. P. 181—186.
- [4] Goto G., Nakamura T., Isobe I. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1975. V. ED-22. N 3. P. 120—126.
- [5] Yamaguchi K., Asai S., Kodera H. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1976. V. ED-23. N 12. P. 1283—1290.
- [6] Grubin H. Z., McHugh T. M. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 1. P. 69—73.
- [7] Grubin H. Z., Ferry D. K., Gleason K. R. // Sol. St. Electron. 1980. V. 23. N 2. P. 157—172.
- [8] Boat F. A., Frey J. // Sol. St. Electron. 1983. V. 26. N 7. P. 617—632.
- [9] Curtis W., Yun Y. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1981. V. ED-28. N 8. P. 954—962.
- [10] Fieldy T. A., Johannessen J. S. // Electron. Lett. 1983. V. 19. N 17. P. 649—650.
- [11] Берия Ю. А., Зубков А. М. // Электрон. техн. Сер. 2. Полупроводн. приборы. 1987. № 1 (186). С. 103—109.
- [12] Грибников Э. С., Железняк В. Б. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 401—408.
- [13] Littlejohn M. A., Hauser J. R., Glisson T. H. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 11. P. 4587—4590.
- [14] Pozela J., Reklaitis A. // Sol. St. Commun. 1978. V. 27. P. 1073—1077. Пожела Ю. // Препринт ИФП АН ЛитССР. Вильнюс, 1980. № 7.