МНОГОЗНАЧНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ДОЛИНАМ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ И p–n-ПЕРЕХОДАХ

З.С.Грибников, А.Н.Коршак

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,
252650, Киев, Украина
(Получена 19 ноября 1993 г. Принята к печати 25 ноября 1993 г.)

Теоретически рассмотрен эффект образования доменной (слоистой) структуры поперечного электрического поля при многозначном эффекте Сасаки в тонкослойных образцах на проводящих подложках. В таких образцах концентрация электронов может существенно изменяться в пределах домена за счет изменения разности потенциалов между активным слоем и подложкой. Указанные концентрационные изменения приводят к появлению нижнего предела (по концентрации электронов при заданной емкости активный слой–подложка) существования поперечных полей, которого нет в массивных образцах. Этот предел обусловливает наличие нового нового типа доменной структуры, при котором двойные слои с противоположно направленными поперечными полями отделены друг от друга бесполевыми промежутками с фиксированной низкой электронной концентрацией.

1. Введение

Обычно многозначные распределения электронов по эквивалентным долинам многодолинного полупроводника (а также многозначная анизотропия проводимости или многозначный эффект Сасаки) экспериментально изучались на массивных образцах высокоомного электронного кремния [1,2]; в соответствии с этим развивалась и теория эффекта. Недавно опубликованы экспериментальные результаты [3,4], полученные для сравнительно тонких кремниевых электронных слоев, эпитаксиально выращенных на дырочных подложках (т.е. для p–n-переходов). С другой стороны, общая тенденция развития физики полупроводников диктует интерес к исследованию многозначного эффекта Сасаки (МЭС) в обогащенных или инверсионных слоях с квантованным электронным газом или в квантовых ямах (полученных, например, в системе Ge–Si). В последних случаях обычно применяют полевые электроды (затворы), позволяющие управлять плотностью электронного газа в слое или в яме.

Особенность подобных систем состоит в том, что при приложении электрического поля вдоль слоя электронного кремния возникает неоднородность концентрации электронов вдоль поля вследствие изменения напряжения между указанным слоем и p-подложкой (в случае $p-n$-перехода) или затвором (в случае наличия такового). К этому стандартному полевому эффекту, характерному, например, для полевых транзисторов (с $p-n$- или металлическим затвором) в условиях многозначности добавляется поперечная неоднородность концентрации благодаря многозначным поперечным полям. От продольной (стандартной) неоднородности можно избавиться подачей равного по величине поля вдоль p-слоя (для $p-n$-перехода) или затвора (в этом случае затвор должен быть резистивным, т.е. обладать конечным сопротивлением n-слоя). Этот прием использовали в своих экспериментах авторы [3,4]; он, однако, не избавляет от поперечной концентрационной неоднородности, которая существенно отличает МЭС в перечисленных структурах от эффекта в массивных образцах.

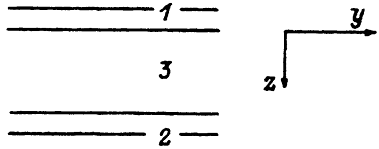
Далее будет показано, что: 1) эта неоднородность приводит к сужению области электрических полей существования МЭС; 2) появляются новые доменных структуры, характеризующиеся чередованием слоев с поперечными полями Сасаки и слоев без них (напомним, что в массивных образцах в аналогичной ситуации чередуются только слои с с противоположно направленными поперечными полями); 3) наряду с ограничением концентраций сверху, при которых существует МЭС, возникает также и ограничение снизу для каждой конкретной структуры.

В последующих разделах будет рассмотрена простейшая модельная структура, позволяющая наиболее кратким путем получить главные результаты. При обсуждении результатов в разделе 4 будут рассмотрены возможные их обобщения на случаи зависимости емкости от напряжения (например, в $p-n$-переходах). При этом, однако, мы не останавливаемся на случае существенной проводимости барьера между слоями (т.е. не рассматриваем вклад заметного тока через $p-n$-переход).

2. Качественное рассмотрение

Рассмотрим два двумерных ($2D$) электронных газа, размещенных в параллельных плоскостях и разделенных непроницаемым диэлектрическим барьером. Упомянутые $2D$-газы отличаются лишь тем, что в одном из них (активном) существует МЭС, а в другом (пассивном) — нет. (Например, оба газа могут быть получены в электронном кремнии, однако примесное междолинное рассеяние в пассивном слое подавляет МЭС. В случае более сложных гетероструктур это могут быть различные материалы). Попытаемся объяснить, почему наличие пассивного слоя подавляет развитие многозначного эффекта в активном слое. Неустойчивость однородного состояния активного слоя связана с флуктуативным появлением поперечного электрического поля, которое не одинаково изменяет энергетическое распределение носителей из различных долин [5]; в простейшем двухдолинном случае электроны одной из долин в этом поле получают добавочный флуктуативный разогрев, а электроны другой — флуктуативно охлаждаются. Это энергетическое воздействие флуктуативного поля вызывает перекач-

Рис. 1. Схематическое изображение модельной структуры.
1 — активный слой,
2 — пассивный слой,
3 — диэлектрический барьер.



ку электронов в охлаждаемую долину из перегретой и приводит к «закреплению» флуктуативного поля и его дальнейшему нарастанию.

При наличии пассивного слоя флуктуативное поле δE_y в активном слое приводит на некотором участке δy (ось y выбрана в плоскости слоев перпендикулярно направлению тока, рис. 1), где оно существует, к появлению добавочного напряжения $\delta V \simeq -\delta y \cdot \delta E_y$ относительно пассивного слоя, а следовательно, к появлению добавочного градиента полной концентрации электронов

$$e\frac{\partial \delta N}{\partial y} = C\delta E_y, \tag{1}$$

где C — удельная емкость между слоями.

Наличие этого градиента всегда приводит к появлению диффузионного потока, стремящегося подавить флуктуативное поле δE_y, вызвавшее его к жизни. Из формулы (1) видно, что эффект подавления тем больше, чем больше емкость C. Его влияние будет уменьшаться с возрастанием двумерной концентрации электронов N, поскольку рост флуктуативного поля, связанного с междолинным перезаселением электронов, пропорционален N. Для заданного значения C существует некоторое минимальное значение $N = N_C$, ниже которого существование МЭС невозможно. Далее мы получим соответствующие формулы, позволяющие вычислить критические электрические поля и концентрации. Сейчас же перейдем к задаче о доменной структуре для двухдолинного симметричного $2D$-газа ($\mu_{xx}^{(1)} = \mu_{xx}^{(2)} = \mu_{yy}^{(1)} = \mu_{yy}^{(2)} = \mu$; $\mu_{xy}^{(1)} = \mu_{yx}^{(1)} = -\mu_{xy}^{(2)} = -\mu_{yx}^{(2)} = a\mu$; $\mu_{ik}^{(1,2)}$ — составляющие тензора подвижности в долинах (1), (2), $0 \leqslant a \leqslant 1$). В массивных образцах доменная структура характеризуется существованием двух типов доменных стенок — так называемых толстых стенок (в которых поле E_y изменяется таким образом, что там накапливается электронный заряд) и тонких стенок (в которых происходит электронное обеднение). Между стенками, имеющими вычисляемую форму и масштаб, образуются почти однородные домены, отличающиеся друг от друга только знаком поля. Размеры доменов и их число — это некоторые параметры, зависящие от размеров образца, граничных условий и неоднородностей легирования, которые могут фиксировать на себе доменные стенки. В случае многодоменной структуры разделительные толстые и тонкие стенки должны строго чередоваться.

Далее будет показано, что и при наличии пассивного слоя возможны оба указанных типа стенок. Однако поля в доменах могут быть однородными только при достаточно ограниченных их размерах, поскольку само наличие поперечных полей E_y вызывает изменение полной концентрации N в домене вдоль оси y, что и приводит в конечном счете к изменению E_y. При этом концентрация N по обе стороны от толстой (обогащенной) стенки падает и может снизиться до N_C. Дальнейшее снижение N невозможно, поскольку, начиная с N_C, эффект отсутствует.

Таким образом можно указать два типа периодических доменных структур. Первый тип мало отличается от аналогичной структуры в массивном образце: чередование толстых и тонких стенок и чередование знаков электрического поля в разделяемых ими доменах. Существенное отличие — неоднородность электронной концентрации в домене, которая в пределах домена убывает по величине от толстой стенки к тонкой. Второе важное отличие — конечная возможная протяженность домена d. При заданном тянущем поле E_x размер домена не может превышать некоторого предельного размера $d_C(E_x)$. При достижении размера d_C концентрация электронов в тонкой стенке достигает предельной величины N_C. Напомним, что в массивном образце никакого предельного размера d_C не существует: размеры домена ограничены естественными размерами образца в направлении y.

Однако расстояние между толстыми стенками может быть больше чем $2d_C$. В этом случае тонких стенок вообще может не быть, т.е. доменная структура представлена одними только толстыми стенками, окруженными парой доменов с полями противоположного знака. Между этими парами доменов с генерирующей их толстой доменной стенкой существуют области без поперечного поля и с фиксированной концентрацией электронов $N = N_C(E_x)$ протяженностью d_1. Чем шире эти бесполевые промежутки, тем больше максимальная концентрация электронов в толстой доменной стенке и тем шире домены, составляющие пару. Периодические повторяемые пары, разделенные бесполевыми промежутками, — новый тип периодической доменной структуры, отсутствующий в массивном варианте. Естественно, что при связывании доменных стенок неоднородностями структура не имеет оснований быть периодической, как и не имеет оснований быть однотипной, т.е. она может содержать в себе фрагменты доменных структур обоих типов без намеков на периодичность.

Характеристиками доменных структур, помимо размеров доменов d, являются связанные с ними максимальные концентрации N_M, достигаемые в толстых стенках, а также минимальные концентрации N_m в доменных структурах, содержащих тонкие стенки. Задача определения N_M, N_m, d и d_1 проста только для периодических структур, для которых эти величины связаны друг с другом таким образом, что для их определения достаточно одного лишь уравнения полного баланса концентрации. Последнее имеет вид уравнения сохранения полной концентрации электронов в зоне проводимости и на объемных ловушках при их перераспределении по активному слою в заданном поперечном сечении на расстоянии x. Такое уравнение сохранения справедливо при отсутствии добавочных центров захвата электронов на поверхности (в противном случае их также надлежит учесть), а также при отсутствии проводящих утечек в разделяющем пленки диэлектрическом барьере. Также предполагается отдаленность сечения на расстояние x от токовых контактов, которые закорачивают поле E_x. Следовательно, требуется, чтобы $x, l-x \gg d, d_1$, где l — длина образца вдоль направления тока. В случае апериодической структуры, связанной с пиннингом доменных стенок на неоднородностях, задача определения параметров доменной структуры теряет общий характер и индивидуализируется для каждого распределения неоднородностей и структур, связанных с ними.

3. Уравнения и количественные оценки

Исходными уравнениями для рассмотрения доменной структуры служат феноменологические уравнения непрерывности потоков электронов в различных долинах (как и в предыдущих работах [6–8]), система которых решается в приближении квазинейтральности. Это приближение сохраняет неизменной либо концентрацию всех электронов в зоне проводимости (что принято в большинстве предыдущих работ), либо полную концентрацию электронов в зоне проводимости и на донорном уровне [9,10]. Здесь мы также не отказываемся от квазинейтрального приближения, сохраняющего неизменным полную поверхностную плотность заряда в активном и пассивном слоях, взятых в их совокупности. Кроме этого, как указывалось выше, предполагается сохранение общего числа электронов в каждом из этих слоев. Однако поверхностная плотность электронов в активном слое N изменяется в сколь угодно широких пределах.

Ограничиваясь рассмотрением симметричного двухдолинного полупроводника [8], запишем уравнения непрерывности полного поперечного потока электронов в активном слое $j = j_{1y} + j_{2y}$ и разностного потока $j' = j_{1y} - j_{2y}$ в виде

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \xi}\left[\frac{\partial N}{\partial \xi} + \frac{\beta}{a}N(\vartheta + af)\right] = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial fN}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \xi}\left[\frac{\partial fN}{\partial \xi} + \frac{\beta}{a}N(\vartheta f + a)\right] = -N\frac{(\nu_1 + \nu_2)f + (\nu_1 - \nu_2)}{2\nu(E_x)}, \tag{3}$$

где $f = (N_1 - N_2)/2N$, $N_1 + N_2 = 2N$, $\nu_{1,2} = \nu(E_{1,2})$, $\tau = 2t\nu(E_x)$, $E_{1,2}^2 = E_x^2(1 + \vartheta^2 \pm 2a\vartheta)$, $\vartheta = E_y/E_x$, $\xi = y/L$, $L^2 = D/2\nu(E_x)$, $\beta = a\mu E_x L/D$; $\nu_{1,2}$ — частоты (обратные времена) ухода электронов из долин 1, 2 в долины 2, 1 соответственно; $N_{1,2}$ — поверхностные плотности (двумерные концентрации) электронов в долинах 1, 2 активного слоя; D — коэффициент диффузии вдоль оси x; t — текущее время. В уравнениях (2), (3) имеется три неизвестных f, ϑ и N; для исключения избыточной неизвестной введем потенциал $V(\xi)$, отсчитываемый от потенциала пассивного слоя при том же самом значении x. Тогда

$$N = -\frac{C}{e}V + \bar{N}, \tag{4}$$

где $\bar{N}$ — двумерная концентрация электронов в активном слое при отсутствии каких-либо поперечных полей, остающаяся средней концентрацией и при их наличии, а

$$\vartheta = \frac{E_y}{E_x} = \frac{e}{CLE_x}\frac{\partial N}{\partial \xi} = \frac{a}{\beta N_0}\frac{\partial N}{\partial \xi}, \tag{5}$$

где $N_0 = DC/e\mu$; полагая, например, $C = 1.5 \cdot 10^4\,\text{см}^{-1}$, $D/\mu = 10^{-2}$ В, получим $N_0 = 10^9\,\text{см}^{-2}$.

В стационарном случае из (2) следует

$$f = -\frac{1}{\beta}\left(\frac{1}{N_0} + \frac{1}{N}\right)\frac{\partial N}{\partial \xi}. \qquad (6)$$

Подставляя (6) в стационарный вариант уравнения (3), получим дифференциальное уравнение 3-го порядка, определяющее стационарное распределение концентрации:

$$(\eta+1)\frac{\eta'''}{\eta'}+(5+2\eta)\eta'' = 1-(\eta')^2+\mathcal{F}^{(+)}\left[(\eta')^2\right]-\eta\left(\mathcal{F}^{(-)}\left[(\eta')^2\right] - \mathcal{F}^{(+)}\left[(\eta')^2\right]\right), \qquad (7)$$

где штрих означает производную по $\zeta = \beta\xi$; $\eta = N/N_0$;

$$\mathcal{F}^{(+)}\left[(\eta')^2\right] = \frac{\nu_1+\nu_2}{\beta^2 2\nu(E_x)}; \qquad \mathcal{F}^{(-)}\left[(\eta')^2\right] = \frac{\nu_1-\nu_2}{\beta^2 2\nu(E_x)\eta'};$$

аргументы $(\eta')^2$ подчеркивают четность $\mathcal{F}^{(\pm)}$ как функций η'. Уравнение (7) записано в форме, предусматривающей рассмотрение лишь неоднородных решений $N(\xi)$ системы (2), (3). Последняя имеет также однородные решения $\eta' = 0$, отвечающие произвольным значениям $\eta = \text{const}$. (На самом деле на концентрацию N накладывается ограничение сверху, связанное с необходимостью сохранить весьма малыми междолинный электрон–электронный обмен энергией и скорость междолинного рассеяния на донорах).

В случае массивного образца ($N_0 \to 0$) в уравнении (7) можно сохранить лишь слагаемые, пропорциональные η (при этом (7) обратиться в уравнение 2-го порядка относительно η', рассматривавшееся ранее [6–8]). Такое уравнение в многозначном диапазоне значений E_x позволяет получить однородные ненулевые решения $\vartheta = a\eta' = \mp\vartheta_s$, не зависящие от уровня N. Нетрудно убедиться, что такие решения приблизительно пригодны при

$$\eta \gg \beta^2 \gg 1. \qquad (8)$$

Кроме этого, из (7) при выполнении (8) следуют распределения концентраций, характерные для тех же доменных структур, что и в массивном образце, но с неоднородной концентрацией $\eta(\zeta)$ в пределах домена.

Представим себе одно из таких решений в виде одиночной толстой стенки с центром при $\zeta = 0$ и с концентрацией электронов $\eta(0) = \eta_M$; при этом естественно, что $\eta'(0) = 0$. Предположим, что η_M достаточно велика и обеспечивает выполнение (8) с большим запасом; при этом мы получаем «стандартную» толстую доменную стенку, соответствующую $\vartheta(\zeta)$, разделяющую домены постоянного поперечного поля с $\vartheta \simeq \mp\vartheta_s$ и, следовательно, постоянного градиента $\eta' = \mp\vartheta_s/a$, так что концентрация по обе стороны стенки спадает линейно:

$$\eta \simeq \eta_s \mp \frac{\vartheta_s}{a}\zeta, \qquad (9)$$

где верхний знак справедлив при $\zeta > 0$, а нижний — при $\zeta < 0$. Из формулы (9) следует оценка предельно возможного размера домена

$$\delta_C \simeq a\eta_M/\vartheta_s. \tag{10}$$

Размерная версия этой величины равна $d_C(E_x) = \delta_C D/a\mu E_x$. Пока реальные размеры доменов в периодической или хаотической (обусловленной пиннингом стенок) структуре меньше δ_C и пока всюду выполнено (8), мы получаем прежнюю картину доменной структуры $\vartheta(\xi)$ (толстые и тонкие стенки, разделяющие знакочередующиеся домены). Единственным новым элементом является концентрационная неоднородность $\eta(\xi)$; концентрация достигает максимумов в толстых стенках, минимумов — в тонких стенках и линейно изменяется между максимумами и минимумами.

Если же реальные размеры доменов превосходят δ_C, картина существенно изменяется: концентрация в домене (вдали от толстой стенки) перестает удовлетворять условию (8). Невыполнение (8) означает связь между $\eta(\xi)$ и $\vartheta(\xi)$, т.е. дальнейший спад $\eta(\xi)$ приводит к спаду $|\vartheta|$ от доменного значения ϑ_s до 0 и к выходу из режима многозначного эффекта. При спаде ϑ_s до 0 концентрация $\eta(\xi)$ спадает до некоторого минимального значения, которое предстоит вычислить.

Введем концентрацию

$$\eta_1(E_x) = \frac{1 + \mathcal{F}^{(+)}(0)}{\mathcal{F}^{(-)}(0) - \mathcal{F}^{(+)}(0)}, \tag{11}$$

получаемую приравниванием нулю правой части (7) при $\eta' = 0$. Исследуем поведение решения $\chi(\zeta) = \eta(\zeta) - \eta_1$ при условии малости $|\chi| \ll \eta_1$. (Заметим, что $\eta_1 \sim \beta^2 \gg 1$.) Малому значения $\chi(\zeta)$ отвечает малое же значение $q(\zeta) = (\eta')^2 = (\chi')^2$. Учитывая малость χ и q и переходя в (7) к этим переменным, получим для $q(\chi)$

$$\frac{d^2q}{d\chi^2} + \rho\frac{dq}{d\chi} = rq - s\chi, \tag{12}$$

где

$$\rho = \frac{5 + 2\eta_1}{1 + \eta_1}, \qquad r = \frac{2}{1 + \eta_1}\left.\frac{\partial\mathcal{F}(\chi, q)}{\partial q}\right|_{q\to 0,\chi\to 0},$$

$$s = -\frac{2}{1 + \eta_1}\left.\frac{\partial\mathcal{F}(\chi, q)}{\partial\chi}\right|_{q\to 0,\chi\to 0} = \mathcal{F}^{(-)}(0) - \mathcal{F}^{(+)}(0),$$

$$\mathcal{F}(\chi, q) = 1 - q + \mathcal{F}^{(+)}(q) - (\eta_1 + \chi)\left[\mathcal{F}^{(-)}(q) - \mathcal{F}^{(+)}(q)\right]$$

[ср. с правой частью (7)]. Решение уравнения (12), дающее фазовую диаграмму (7) в случае малых χ и $(\eta')^2$ и зависящее от двух произвольных констант C_1 и C_2, имеет вид

$$q = C_1\exp(\chi/\Lambda) + C_2\exp(-\chi/\lambda) + s\chi/r + s\rho/r^2, \tag{13}$$

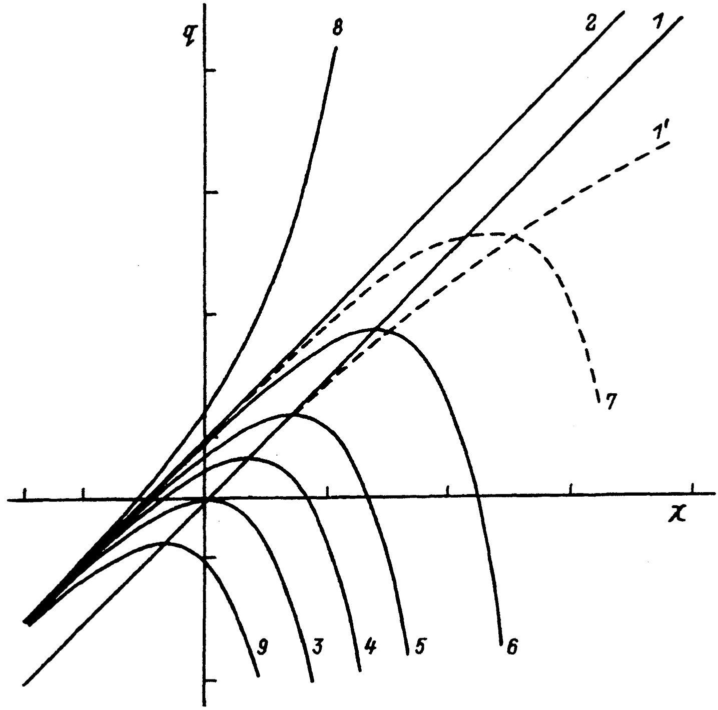


Рис. 2. Фазовые характеристики уравнения (7) для малых χ и q при $C_2 = 0$.
1 — прямая $q = s\chi/r$, *1'* — качественный ход кривой экстремумов $q_{\max}(\chi)$ для больших χ, *2* — прямая $q = s\chi/r + s\rho/r^2$ (асимптота характеристик и характеристика при $C_1 = 0$), *3* — характеристика при $C_1 = -s\rho/r^2$, *4–7* — характеристики, соответствующие периодическим доменным структурам (с ростом номера растет размер домена), *8* — характеристика для $C_1 > 0$ (апериодическая структура), *9* — характеристика для $C_1 < -s\rho/r^2$ (нефизическая).

где $\lambda^{-1} = \rho/2 + \sqrt{\rho^2/4 + r}$, $\Lambda^{-1} = -\rho/2 + \sqrt{\rho^2/4 + r}$. Далее полагаем $\rho^2/4 \gg r \sim 1/\beta^2$, т.е. $\Lambda \gg \lambda$ (и $\lambda \simeq 1/\rho$, $\Lambda \simeq \rho/r$). Положим сначала $C_2 = 0$. Полученные при этом функции $q(\chi)$, зависящие только от C_1, практически совпадают с решениями уравнения 1-го порядка, получаемого из (12) после вычеркивания $d^2q/d\chi^2$.

Легко убедиться, что для построения периодической системы доменов пригодны лишь отрицательные значения C_1, лежащие в интервале

$$-s\rho/r^2 \leqslant C_1 \leqslant 0. \tag{14}$$

Кривые, соответствующие значениям $C_1 > 0$, дают неограниченный рост q с ростом χ; при $C_1 < -s\rho/r^2$ интегральные кривые (13) лежат полностью в области $q < 0$ (рис. 2). Все интегральные кривые с $C_2 = 0$ асимптотически стремятся при $\chi \to -\infty$ к прямой $q = s\chi/r + s\rho/r^2$ и при $C_1 < 0$ имеют на прямой $q = s\chi/r$ максимумы. Для периодических доменов точка максимума q означает выход в толстую доменную стенку, которая описывается ниспадающей ветвью интегральной кривой. Чем меньше значение $|C_1|$, тем правее и выше лежит точка максимума и тем обширнее домен. Значению $C_1 = 0$ отвечает бесконечный домен поперечного поля ϑ. Чем больше значение $|C_1|$ [в пределах (14)], тем

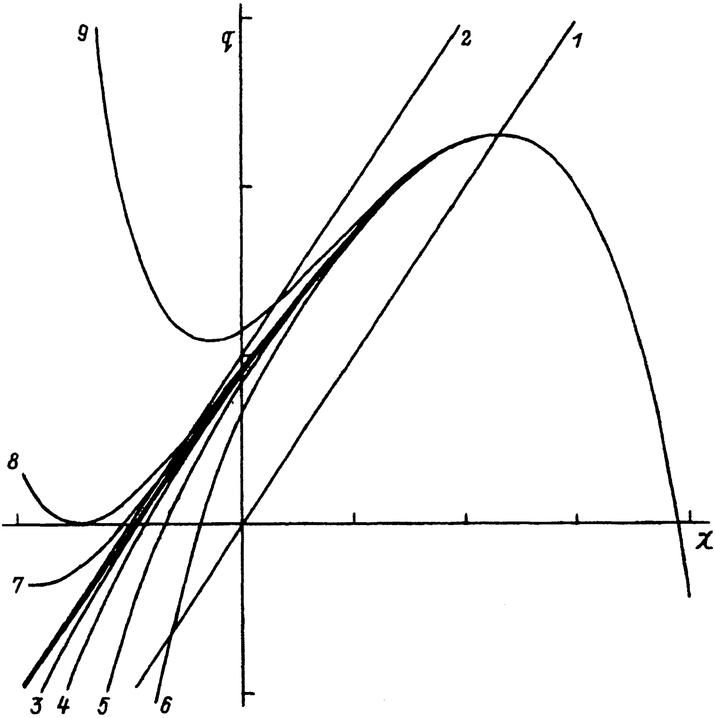


Рис. 3. Фазовые характеристики уравнения (7) для малых χ и q при $C_1 \approx 0$. Прямые *1,2* — то же, что и на рис. 2; *3–6* — характеристики, соответствующие периодическим доменным структурам с толстой и тонкой доменными стенками ($C_2 < 0$); концентрация в толстой стенке фиксирована, а концентрация η_m в тонкой стенке растет с ростом номера (что соответствует уменьшению периода); *7* — характеристика периодической структуры с бесполевым промежутком ($C_{2M} > C_2 > 0$); *8* — характеристика, касающаяся оси абсцисс и соответствующая бесконечному бесполевому промежутку: $C_2 = C_{2M}$; *9* — характеристики для $C_2 > C_{2M}$ (апериодическая структура).

уже домен. Значению $C_1 = -s\rho/r^2$ соответствует периодическая синусоидальная структура нулевой амплитуды с концентрацией η_1. Из наблюдения интегральных кривых на рис. 2 видно, что минимальная концентрация η, при которой существует поперечное электрическое поле, достигается в бесконечно толстых доменах ($C_1 = 0$) и равна

$$\eta_C = \eta_1 - \rho/r. \tag{15}$$

В более тонких доменах минимальные значения концентрации превышают η_C и стремятся по мере уменьшения домена к η_1.

Описанный подкласс периодических доменных структур при $C_2 = 0$ — это домены частной формы — без тонких стенок и без разделительных бесполевых промежутков. Этот подкласс является промежуточным между двумя более общими семействами — семейством периодических структур с тонкими стенками ($C_2 < 0$) и семейством периодических структур с разделительными бесполевыми промежутками ($C_{2M} > C_2 > 0$). Указанные семейства удобнее всего рассмотреть в случае $C_1 \approx 0$ (т.е. для больших доменов, рис. 3). В этом случае тонкая стенка с минимальной концентрацией $\eta_m > \eta_C$ (т.е. $\chi_m > -\rho/r$)

имеет место при

$$C_2 = -s/r(\chi_m + \rho/r)\exp(\chi_m/\lambda). \tag{16}$$

Снизу значение C_2 ограничено лишь условием

$$\eta_m = \eta_1 + \chi_m < \eta_M, \tag{17}$$

где η_M — назначенное значение концентрации в толстой стенке. При $C_2 > 0$ существенный бесполевой промежуток возникает лишь в случае значения C_2, приближающегося очень близко снизу к значению

$$C_{2M} = \frac{s}{r\rho}\exp\left(-1 - \rho^2/r\right). \tag{18}$$

Значение $C_2 \doteq C_{2M}$ соответствует бесконечному бесполевому промежутку: $d_1 \to \infty$. Отметим, что величина C_{2M} весьма мала, поскольку значение ρ^2/r велико.

Для заданного значения средней концентрации $\bar\eta = \bar N/N_0$ можно подобрать периодическую доменную структуру с любым периодом. При этом, если $\bar\eta \gg \eta_C$ и $\bar\eta > \eta'\delta/2$, где $\delta = \beta d/L$ — размер домена (т.е. полупериод структуры), а $\eta' = \vartheta/a$ задается полем E_x, получится структура с тонкой стенкой, и каждому значению δ будет соответствовать значение максимальной концентрации $\eta_M = \bar\eta + \eta'\delta/2$. Если же $\bar\eta < \eta'\bar\delta/2$, где $\bar\delta$ — полупериод структуры, превышающий в этом случае размер домена δ, то получается структура с бесполевым промежутком $\delta_1 = \bar\delta - \delta$, причем

$$\eta_M = \left[2\bar\delta\eta'(\bar\eta - \eta_C)\right]^{1/2}, \qquad \delta = \frac{\eta_M}{\eta'} = \left[\frac{2\bar\delta(\bar\eta - \eta_C)}{\eta'}\right]^{1/2}. \tag{19}$$

Отметим, что формула (19) пригодна не только для случая $\bar\eta \gg \eta_C$, но и в случае малого превышения $\bar\eta$ над η_C, когда несмотря на малость средней концентрации возникают домены с высокой концентрацией η_M за счет больших междоменных промежутков. Эти структуры возможны даже при $\eta_C < \bar\eta < \eta_1$, когда однородное распределение электронов без поперечного поля вполне устойчиво.

4. Обсуждение результатов

В этом разделе будут рассмотрены некоторые предположения, сделанные при формулировке задачи о модельной структуре, и введены ограничения, связанные с ними. В некоторых случаях результаты предыдущих разделов будут обобщены на близкие по природе объекты.

1. Выше предполагались сколь угодно широкие пределы изменения поверхностной плотности электронов N в активном слое, в соответствии с формулой (4). Частично это предположение оправдано пределом обеднения активного слоя, автоматически получающимся при многозначном эффекте Сасаки благодаря наличию предельной концентрации N_C. Однако максимальная концентрация N_M, согласно предыдущему рассмотрению, ничем не ограничена и в связи с этим ничем не

ограничен сверху размер домена (исключая естественного ограничения продольными и поперечными размерами образца). На самом деле степень обогащения активного слоя ограничена возможной степенью обеднения пассивного слоя (в случае его электронной проводимости): N_M не может превышать величину $\bar{N}_a + \bar{N}_p$ — сумму исходных плотностей электронов в активном и пассивном слоях. Поэтому условие $N_M \gg \bar{N}_a$ совпадает практически с требованием

$$\bar{N}_p \gg \bar{N}_a, \tag{20}$$

т.е. с требованием обогащенной подложки.

В случае дырочного пассивного слоя обогащение слоев (равно как и их обеднение) происходит одновременно. Поэтому вместо сильного неравенства (20) практически достаточно простое условие $\bar{N}_p > \bar{N}_a$.

2. Говоря выше о периодических доменных структурах, мы никак не рассматривали вопроса об их устойчивости. Известно, что все периодические доменные структуры в идеально однородном массивном материале неустойчивы, однако оказываются тем более долгоживущими, чем больше их пространственный период. Долгожительство этих слабонеустойчивых структур делает актуальным вопрос об их наблюдаемости. Такие структуры легко стабилизируются в квазипериодической системе благодаря пиннингу стенок на неоднородностях (как активного, так и пассивного слоев и их связи).

Упомянем также, что задача об устойчивости структур, полученных здесь в результате решения дифференциального уравнения 3-го порядка (7), вообще говоря, существенно отлична от подобной задачи для структур в массивных образцах (получаемых из уравнения 2-го порядка). Поэтому приводимая здесь аналогия может оказаться неполной.

3. При переходе от модельной структуры к реальным мы сталкиваемся с тремя группами проблем: 1) конечная толщина слоев и трехмерная размерность электронного газа в них (вместо предполагаемой двумерности в модельной структуре), а также их возможная неоднородность по толщине — неоднородность концентрации и неоднородность параметров; 2) конечная электропроводность барьера между слоями и необходимость учета тока между слоями; 3) зависимость емкости между слоями от напряжения между ними $C(V)$ за счет эффектов обеднения и обогащения. Здесь мы кратко останавливаемся только на 3 пункте, когда вместо (4) предполагается

$$e(N - \bar{N}) = -\int\limits_0^V C(u)du.$$

Используя вместо переменной $\eta = N/N_0$ другую переменную — безразмерный потенциал $\varphi = V/E_x L$, можно вместо уравнения (7) получить несколько более громоздкое уравнение 3-го порядка для φ. Новое уравнение сохраняет те же качественные особенности, что и (7), и не приводит к каким-либо новым результатам (что и дает основания ограничиться анализом модельной структуры).

Авторы выражают благодарность фонду фундаментальных исследований ГКНТ Украины за поддержку работы.

Список литературы

[1] М. Аше, З.С. Грибников, В.В. Митин, О.Г. Сарбей. *Горячие электроны в многодолинных полупроводниках* (Киев, 1982) с. 326.
[2] М. Аше, З.С. Грибников, В.М. Иващенко, Х. Костиал, В.В. Митин, О.Г. Сарбей. ЖЭТФ, **81**, 1347 (1981).
[3] З.М. Алексеева, Д.Л. Данюк, О.Г. Сарбей. УФЖ, **37**, 720 (1992).
[4] Z.M. Alexeeva, D.L. Danyuk, O.G. Sarbey. Sol. St. Commun., **86**, 451 (1993).
[5] З.С. Грибников, В.А. Кочелап, В.В. Митин. ЖЭТФ, **59** (1970).
[6] З.С. Грибников, В.В. Митин. ФТП, **9**, 276 (1975).
[7] Z.S. Gribnikov, V.V. Mitin. Phys. St. Sol. (b), **68**, 153 (1975).
[8] З.С. Грибников, ЖЭТФ, **84**, 388 (1983).
[9] В.Л. Борблик, З.С. Грибников. Письма ЖЭТФ, **47**, 309 (1988).
[10] В.Л. Борблик, Г.В. Гигуашвили, З.С. Грибников, О.Г. Сарбей. Препринт № 13, Ин-т физики АН Украины (Киев, 1988) с. 38.

Редактор Т.А. Полянская

Multivalued Electron Distribution on Valleys for Multi-layered Structures and p–n-junctions

Z.S.Gribnikov, A.N.Korshak

Institute of Semiconductor Physics, 252650 Kiev, Ukraine

The domain (stratified) structure of transverse electric field is considered theoretically for the multivalued Sasaki effect in thin-layered semiconductor samples on conducting substrates.

In such samples an electron concentration can change substantially within a domain due to variation of voltage between an active semiconductor layer and a substrate. This concentration change leads to appearance of same lower limit of existence of transverse electric field for a given «active layer-substrate» capacitance. A similar limit does not exist in bulk samples. It gives rise to existence of a new type of the domain structure: double layers with oppositely directed transverse electric fields are separated by no field space with small electron concentration.