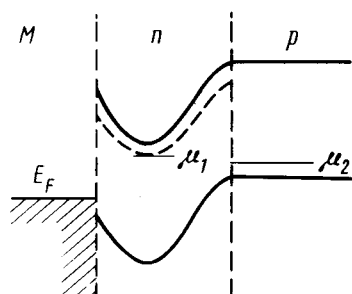


К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПО ДВУМЕРНОЙ ПРИМЕСНОЙ ЗОНЕ

Е. В. Ченский, Ю. Я. Ткач

Показано, что корреляция в расположении заряженных центров приводит к тому, что в процессе неравновесного заполнения примесной зоны, система, не успевая перестраиваться, имеет возможность достраиваться за счет образования сверхструктуры. При плавном изменении внешнего напряжения это может привести к осцилляциям скорости заполнения примесной зоны и к осцилляциям загиба зон полупроводника и поверхностной проводимости.

В работе Пеппера¹ измерялась продольная проводимость по двумерной зоне в пленке GaAs *n*-типа в *p-n*-структуре с металлическим затвором, который в пленке *n*-типа создавал Шоттки барьер. Зонная схема этой структуры приведена на рисунке. В области низких температур ($T \leq 4,2\text{K}$) наблюдались осцилляции тока в зависимости от напряжения на затворе (V_g). Позднее аналогичные осцилляции наблюдались на кремниевом МДП-транзисторе с высокой концентрацией ионов Na^+ вблизи границы раздела $\text{Si} - \text{SiO}_2$ ².



Энергетическая диаграмма металл – *n* – *p* – переход. μ_1 и μ_2 – уровни Ферми соответственно в *n*-канале и *p*-области; $\mu_1 - E_F = qV_g$; $\mu_1 - \mu_2 = qV_{\text{под}}$; V_g и $V_{\text{под}}$ – напряжения на затворе и подложке соответственно

Мы хотим обратить внимание на возможность появления осцилляций загиба зон полупроводника в условиях существования корреляции заряженных центров на поверхности. Корреляция в расположении заряженных центров приводит к появлению кулоновской щели в плотности состояний^{3,4}, а также к немонотонной зависимости положения уровня Ферми от заполнения примесной зоны^{5,6}.

Следует отметить, что в работах^{5,6} рассматривалась равновесная ситуация. Однако при низких температурах процесс заполнения может оказаться существенно неравновесным из-за больших времен перестройки корреляционной структуры.

Рассмотрим процесс заполнения примесных центров с учетом кулоновского взаимодействия между локализованными зарядами, когда перезарядка происходит за счет обмена электронами с зоной проводимости. Пусть в примесной зоне существует решетка из заряженных центров. Тогда в плотности состояний есть щель между пустыми и заполненными состояниями и в равновесии уровень Ферми находится внутри щели.

При увеличении внешнего напряжения система выходит из равновесия. Равновесное заполнение и перезарядка центров происходит с энергией активации равной энергии ионизации примесных центров. Поэтому при низкой температуре решетка может не успевать перестраиваться и квазиуровень Ферми с увеличением V_g будет подниматься вверх без изменения заполнения примесной зоны. Фактически мы считаем, что в зоне проводимости существует квазиравновесное распределение электронов, обусловленное быстрым обменом электронами между полупроводником и контактами (стоком и истоком). Здесь характерным временем является время пролета, составляющее для структуры из¹, $10^{-7} \div 10^{-8}$ с.

Начиная с некоторого V_g в точках минимума потенциала, где концентрация электронов максимальна, происходит интенсивный захват электронов на примесные центры. Захваченный электрон искривляет вокруг себя зону проводимости и вблизи этого электрона потенциал, в частности, в точках минимума повышается на величину q^2/er , где r — расстояние от вновь захваченного электрона. Следующий электрон может захватиться только вне области, радиус которой r_c определяется соотношением $q^2/er_c \approx 3kT$. Корреляция в расположении заряженных центров приводит к формированию определенного числа состояний $N_1 = 1/\pi r_c^2$, заполнение которых понижает энергию в точках минимума на величину $E_1 = - (2\pi q^2 \sigma_1 r_c / \epsilon)$, где σ_1 — концентрация вновь захваченных электронов. Остальные состояния отщепляются по энергии на величину q^2/er_c и опять возникает щель в плотности состояний. Таким образом, по мере заполнения состояний N_1 , точки минимума потенциала опускаются на величину E_1 , что приводит к увеличению интенсивности захвата и соответственно к уменьшению загиба зон. После заполнения состояний N_1 остальные состояния оказываются отделенными щелью, т. е. для их заполнения требуется снова загнуть зону на величину, равную щели, и процесс повторяется вновь. В результате происходят осцилляции загиба зон на поверхности полупроводника, которые и вызывают осцилляции тока.

Из этого следует, что если эксперимент проводить в условиях линейной развертки внешнего напряжения на затворе, то одновременно с осцилляциями продольного тока должны наблюдаться и осцилляции тока зарядки затвора, за счет осцилляций емкости структуры. Кроме того осцилляции тока должны исчезнуть, если при каждом значении напряжения дополнительным нагревом и охлаждением приводить систему в равновесное состояние. Неравновесность системы должна проявляться и в существовании гистерезисных явлений при заполнении и опустошении примесной зоны.

В работе ¹ было найдено, что осцилляции тока наблюдаются при концентрациях электронов, удовлетворяющих следующему соотношению: $r_{ee} = Nx$. Здесь r_{ee} — среднее расстояние между электронами, x — подгоночный параметр, фиксированный для каждого образца, $N = p/4$, p — конечная последовательность натуральных чисел.

Предложенное нами объяснение позволяет определить концентрации электронов, при которых возникают осцилляции тока. Пусть заряженные центры образуют треугольную решетку и достройка начинается со сверхпериодом в m раз большим периода решетки. Тогда концентрация электронов после каждого заполнения увеличивается на $1/m^2$ часть от первоначальной концентрации n_0 и решетка достраивается полностью при концентрации $3n_0$, а период решетки становится в $\sqrt{3}$ раза меньше первоначального. Таким образом осцилляции будут возникать при концентрациях равных

$$\frac{n_p}{n_0} = 1 + \frac{p}{m^2}, \quad (1)$$

где $p = 0, 1, \dots, 2m^2$. После полной достройки, полученную новую решетку мы должны принять за начальную и при дальнейшем увеличении внешнего напряжения процесс заполнения повторяется. Отметим, что формула (1) справедлива и для квадратной решетки. При этом p меняется от 0 до m^2 и полная достройка решетки происходит при концентрации $2n_0$. Эти соображения позволяют по положениям осцилляций тока определить тип решетки.

В таблице приведены концентрации, отвечающие минимумам тока, взятые из работы ¹, а также отношения n_p/n_0 экспериментальные и вычисленные по (1) для $m = 2$. Значение n_0 выбрано равным $1,78 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Из таблицы видно, что реализуется две серии заполнения треугольной решетки с удвоенным сверхпериодом ($m = 2$).

Оценим теперь область концентрации заряженных центров, в которой могут наблюдаться осцилляции тока. Во-первых для образования сверхструктуры энергия кулоновского взаимодействия должна быть больше kT . Во-вторых при значениях r_{ee} больше толщины диэлектрика d начинают проявляться силы изображения от металла и кулоновское взаимодей-

стве между зарядами резко спадает. В результате получаем следующие два неравенства:

$$q^2/\epsilon \cdot m r_{ee} > kT; \quad m r_{ee} < d. \quad (2)$$

Для $d = 1000 \text{ \AA}$ поверхностная концентрация электронов должна быть больше 10^{10} см^{-2} , а температура ниже 10К, что и наблюдается в ¹.

$n_p \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$	n_p/n_0 эсп.	n_p/n_0 теор.	$n_p \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$	n_p/n_0 эсп.	n_p/n_0 теор.
1,78	1,00	1,00	5,34	1,00	1,00
2,00	1,122	—	6,10	1,128	—
2,35	1,310	1,25	6,65	1,25	1,25
2,70	1,51	1,50	8,20	1,53	1,50
3,13	1,75	1,75	9,40	1,75	1,75
3,40	1,90	—	10,60	1,98	2,00
3,54	1,98	2,00	13,50	2,53	2,50
3,90	2,18	2,25	14,90	2,79	2,75
4,30	2,41	2,50	—	—	—
4,74	2,66	2,75	—	—	—
5,34	3,00	3,00	—	—	—

Ограничение сверху на концентрацию электронов возникает из-за того, что при больших уровнях заполнения примесной зоны корреляция в расположении заряженных центров и кулоновская щель исчезают ⁵, а, следовательно, пропадают и осцилляции тока.

Заметим, что согласно (2) с понижением температуры появляется возможность образования сверхструктуры с большим периодом (m), что может привести к увеличению числа осцилляций тока. Наоборот, с повышением температуры часть осцилляций может не наблюдаться ^{1, 2} так как разность энергий между состояниями, отвечающими соседним p , становится меньше kT .

В случае активационной проводимости изменение энергии активации должно совпадать с изменением положения квазиуровня Ферми. Следовательно, разность между энергиями активации в минимуме и максимуме тока ($\Delta\epsilon_\sigma$) не может превышать энергию кулоновской щели Δ . Это наблюдается в ¹. Измеренная в ¹, $\Delta\epsilon_\sigma$ равна 0,5 мэВ, а величина Δ для поверхностной концентрации $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ равна 3 мэВ ⁵.

В работе ¹ наблюдалось исчезновение осцилляций тока для продольных полей больших 10 В/см. Это может быть связано с разрушением корреляций в тянущем поле и исчезновением кулоновской щели.

Оценки для ¹ показывают, что время обмена электрона между примесной зоной серы и зоной проводимости в GaAs при гелиевой температуре порядка 1 с, а при температуре 1,8К порядка 10^5 с. Поэтому вполне возможно, что эксперимент в ¹ проходил в условиях отклонения от равновесия.

Авторы благодарны В.Б.Сандомирскому, Р.А.Сурису, Б.И.Шкловскому и А.Л.Эфросу за полезные обсуждения, а также М.Пепперу за присылку оттиска работы ¹.

Литература

1. Pepper M., J. Phys. C: Solid State Phys., 1979, 12, L617.
2. Pepper M., Vren M.J. J. Phys. C: Solid. State Phys., 1982, 15, L617.
3. Pollak M. Disc. Faraday Society., 1970, 50, 13; Knotek M.L., Pollak M. Phys. Rev., 1974, B9, 114.
4. Efros A.L., Shklovskii B.I. J. Phys. C: Solid. State Phys., 1975, 8, 49.

5. *Ченский Е.В., Ткач Ю.Я., ЖЭТФ, 1980, 79, 1809.*

6. *Белло М.С., Левин Е.И., Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ, 1981, 80, 1596.*

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 декабря 1982 г.
После переработки
29 июня 1983 г.
