

01;03

О влиянии заряда на формирование волнового микрорельефа на поверхности вязкоупругой среды

© С.О. Ширяева, Д.Ф. Белоножко, А.И. Григорьев

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

Поступило в Редакцию 24 апреля 2000 г.

Учет влияния электрического заряда, переносимого наклонно падающим к поверхности вязкоупругой среды сильноточным ионным пучком, позволяет объяснить закономерности формирования на облучаемой поверхности упорядоченного волнового микрорельефа.

1. В настоящее время в связи с проблемами нанотехнологии актуальна проблема теоретического осмысления закономерностей формирования волнообразного рельефа на изначально плоской заряженной поверхности вязкоупругого материала при силовом воздействии на нее, провоцирующем появление нормальных и касательных поверхностных напряжений. В частности, при ионном распылении полупроводников (Si, Ge, GaAs) среднеэнергетичным ($\sim 1 \div 10$ keV) пучком ионов с плотностью тока в пучке $j \sim 1 \div 10$ mA/cm², сориентированным под отличным от прямого углом к облучаемой поверхности, на поверхности, подвергнутой облучению, формируется упорядоченный волнообразный рельеф с характерным линейным масштабом порядка 1 μ m (см., например, экспериментальные работы [1–4]). Существующие теоретические модели (см. [2,5–8] и цитируемые там работы) не всегда корректно соответствуют реалиям эксперимента. По крайней мере роль заряда, скапливающегося на облучаемой поверхности, до сих пор не принималось во внимание, хотя его влияние может быть весьма значительным в связи с возможностью реализации неустойчивости аморфизированного под действием ионного пучка поверхностного слоя полупроводника по отношению к скапливающемуся заряду. Обсуждаемая проблема представляет интерес в связи с перспективностью использования упорядоченного волнового микрорельефа на поверхности полупроводниковых структур в задачах наноэлектроники [1–4].

Оценим величину напряженности поля у поверхности полупроводника. При плотности тока в падающем пучке $j \sim 10 \text{ mA/cm}^2$ скорость поступления заряда на единицу площади поверхности (на 1 cm^2) будет $\sim 10^{-2} \text{ C/s}$. Характерное время максвелловской релаксации заряда определяется известным выражением: $\tau \sim \varepsilon_0 \varepsilon \eta^{-1}$, где ε_0 — электрическая постоянная, ε — относительная диэлектрическая проницаемость вещества, η — его удельная проводимость. Численное значение ε для большинства полупроводников ~ 10 . Удельная проводимость аморфизированного интенсивным ионным пучком полупроводника определяется, согласно [9], соотношением:

$$\eta = \eta_* \exp(-E/kT),$$

где E — энергия активации, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура; η_* имеет смысл проводимости при бесконечно высокой температуре. Для Si, с которым выполнено большинство экспериментальных исследований формирования волнообразного микрорельефа, энергия активации в аморфном состоянии достаточно мала: $E = 0.75 \text{ eV}$, а величина проводимости, согласно экстраполяции экспериментальных данных, приведенных в [9], при $T \approx 300 \text{ K}$ имеет величину $\eta \sim 10^{-7} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$. Тогда характерное время τ максвелловской релаксации заряда на поверхности аморфизированного интенсивным ионным пучком кремния определится соотношением: $\tau \sim 10^{-3} \text{ s}$. Электрический заряд, переносимый пучком, за такое время не будет успевать полностью релаксировать, и на поверхности полупроводника будет существовать в динамическом равновесии некий поверхностный заряд с плотностью κ . Соответствующая ему напряженность электрического поля E у облучаемой поверхности аморфизированного кремния при заданных значениях физических величин будет порядка 10^6 V/m , что вполне достаточно для реализации неустойчивости вязкоупругой аморфизированной поверхности по отношению к собственному заряду.

2. Для нижеследующего электрогидродинамического анализа примем, что плоский слой вязкоупругой электропроводной жидкости (аморфизированного полупроводника) с плотностью ρ , коэффициентом поверхностного натяжения γ , кинематической вязкостью ν_0 , временем релаксации вязкости τ , толщиной d на твердой подложке в поле сил тяжести \mathbf{g} подвержен непрерывному силовому воздействию в результате падения на ее свободную поверхность косоуго по отношению к нормали

потока импульса, передаваемого пучком ионов. Требуется определить спектр возникающих на свободной поверхности волновых движений и исследовать их на устойчивость во времени, если поверхность равномерно заряжена с плотностью \varkappa .

Пусть $\Pi_{jk} = \delta V_j V_k$ — тензор плотности потока импульса внешнего силового воздействия в области над поверхностью слоя (V_j — компоненты скорости пучка, падающего под углом β к нормали, δ — объемная массовая плотность). Будем решать двумерную задачу о расчете спектра реализующихся движений среды в декартовой системе координат XOZ с осью OZ , ориентированной вертикально вверх ($\mathbf{n}_z \parallel -\mathbf{g}$), когда твердое дно расположено при $z = -d$, а уравнение возмущенной свободной границы слоя имеет вид $z = \xi(x, t)$, $|\xi| \ll d$. Явлениями, связанными с притоком вещества в жидкость, будем пренебрегать. Примем также, что возмущение изначально плоской поверхности $\xi(x, t)$ имеет вид бегущей волны с волновым числом k и комплексной частотой s : $\xi \sim \exp(st - ikx)$. Вязкость же и упругость среды учитываются введением комплексной вязкости ν в соответствии с формулой Максвелла [10]: $\nu = \nu(1 + s\tau)^{-1}$.

Отыскивая решение сформулированной задачи по аналогии с тем, как это делалось в сходных электрогидродинамических ситуациях в [7,8,11], несложно найти дисперсионное уравнение, имеющее в безразмерных переменных, в которых $\rho = \gamma = g = 1$, вид:

$$\begin{aligned} & k^2 q \left(4s(k^2 + q^2) - (3k + q) \frac{W}{\nu} \right) + \frac{s\omega_0^2}{\nu^2} (k \operatorname{ch}(kd) \operatorname{sh}(qd) \\ & - q \operatorname{sh}(kd) \operatorname{ch}(qd)) - 2k^3 q \left(2s - \frac{W}{\nu} \right) (k \operatorname{ch}(kd) \operatorname{ch}(qd) \\ & - q \operatorname{sh}(kd) \operatorname{sh}(qd)) + (k^2 + q^2) \left(s(k^2 + q^2) - k^2 \frac{W}{\nu} \right) \\ & \times (k \operatorname{sh}(kd) \operatorname{sh}(qd) - q \operatorname{ch}(kd) \operatorname{ch}(qd)) = 0; \\ & q^2 \equiv k^2 + s/\nu; \quad w \equiv 4\pi \varkappa^2; \\ & W \equiv -(\delta/\rho) \sqrt{\rho/(g\gamma)} V^2 \cos(2\beta); \quad \omega_0^2 \equiv k(1 + k^2) - wk^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Закономерности поведения различных ветвей этого дисперсионного уравнения в силу его громоздкости естественно анализировать численно. При $\tau = 0$ мы имеем дело с обычной сильновязкой жидкостью,

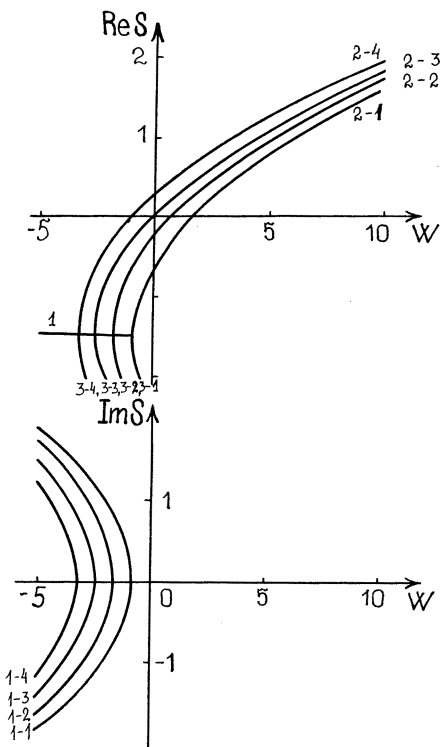


Рис. 1. Зависимости действительной $\text{Re } s = \text{Re } s(W)$ и мнимой $\text{Im } s = \text{Im } s(W)$ компонент безразмерной комплексной частоты от безразмерного параметра W , рассчитанные при $\tau = 0$, $k = 1$, $kd = 1$, $\nu = 0.5$ и при различных значениях параметра w . Первая цифра соответствует номеру ветви, вторая — принятому значению параметра w . Ветви со вторым номером 1 соответствуют $w = 0$; ветви со вторым номером 2 соответствуют $w = 1$; ветви со вторым номером 3 соответствуют $w = 2$; ветви со вторым номером 4 соответствуют $w = 3$.

и дисперсионное уравнение кроме комплексного решения, описывающего свойства капиллярных движений, способных претерпевать как неустойчивость Тонкса–Френкеля (при $\omega_0 < 0$) [11], так и сдвиговую неустойчивость, обязанную своим происхождением силовому воздей-

ствию со стороны косо падающего пучка [7], имеет бесконечное семейство действительных корней, описывающих декременты аperiodических движений, возникающих при отражении капиллярных движений от дна [11]. При наличии у жидкости упругих свойств ($\tau \neq 0$) появляется еще одно бесконечное семейство затухающих аperiodических решений, связанных с отражением от дна упругих волн. Решения этих типов проанализированы в [8,11], и на их обсуждении мы останавливаться не будем. Соответствующие ветви не будем приводить и на ниже приведенных графиках, иллюстрирующих результаты численного анализа дисперсионного уравнения, чтобы не загромождать рисунки.

На рис. 1 приведены зависимости действительной и мнимой компонент комплексной частоты s от величины безразмерного параметра W , характеризующего устойчивость поверхности вязкой ($\tau = 0$) жидкости по отношению к сдвиговым напряжениям [7,8], при различных значениях параметра w , характеризующего устойчивость поверхности жидкости по отношению к собственному заряду [11]. Приведенные на рисунке ветви 1, 2 и 3 соответствуют капиллярным движениям жидкости (вторые цифры у номеров ветвей характеризуют различные значения параметра w , при которых проводился расчет). Несложно видеть, что с увеличением плотности поверхностного заряда критическое для начала реализации сдвиговой неустойчивости значение параметра W смещается в область отрицательных значений (рис. 2), что соответствует (в полном соответствии с данными экспериментов [1–4]) расширению на область

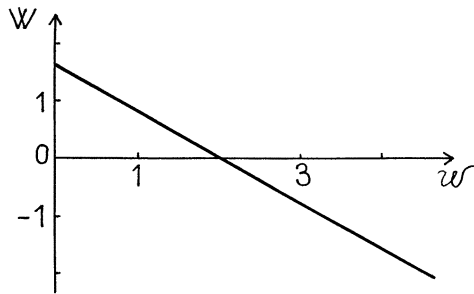


Рис. 2. Зависимость между критическими значениями параметров W и w , разделяющая плоскость $(W; w)$ на область устойчивых (слева от кривой) и область неустойчивых состояний (справа от кривой).

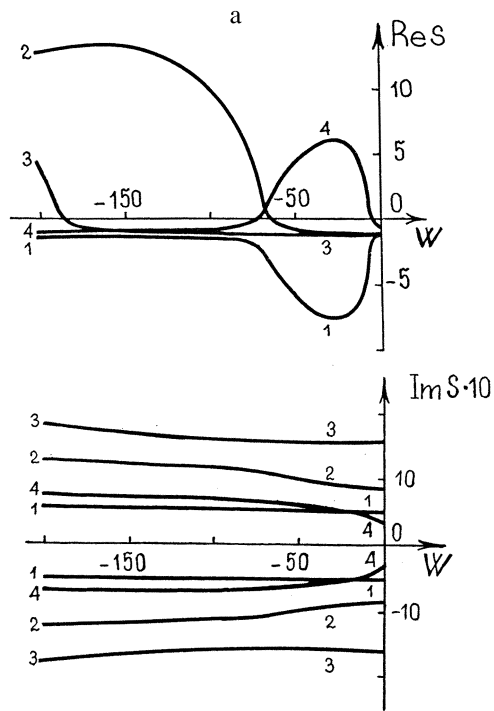


Рис. 3. Зависимости действительной $\text{Re } s = \text{Re } s(W)$ и мнимой $\text{Im } s = \text{Im } s(W)$ компонент безразмерной комплексной частоты от безразмерного параметра W , рассчитанные при $\tau = 0.4$, $k = 1$, $kd = 1$, $\nu = 0.5$ и при различных значениях параметра w : $a - w = 0$; $b - w = 50$.

меньших (по сравнению с диапазоном $\beta \in (\pi/4; \pi/2)$, полученных в пренебрежении влиянием поверхностного заряда [7]) значений углов падения ионного пучка на облучаемую поверхность, при которой на ней появляется упорядоченный волновой микрорельеф. Ограничение на максимальный угол образования волнового микрорельефа накладывает величина параметра W , или энергия ионов в пучке. Приведенное выше значение верхней границы углов падения $\beta = \pi/2$ получено в пренебрежении эффектом преломления ионного пучка и в реальности должно быть меньше, что и отмечается в [1–4]. В экспериментах [4]

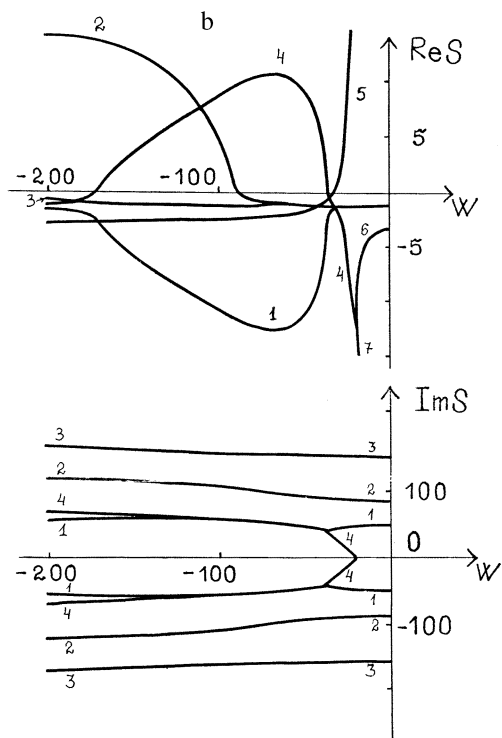


Рис. 3 (продолжение).

найденно, что при энергии ионов в пучке 9 keV упорядоченный волновой микрорельеф образуется в диапазоне углов падения от 39 до 70°, а при снижении энергии ионов этот диапазон сужается, что предсказывает и предлагаемая модель.

Что касается колебательной неустойчивости, реализующейся при учете упругих свойств среды [8], то численные расчеты по дисперсионному уравнению (рис. 3) показывают, что наличие поверхностного заряда приводит к ужесточению критических условий их реализации: к увеличению численных значений параметра W , при которых неустойчивость может проявиться (при которых ветви 2 и 4 на рис. 3 выходят

в область $\text{Re } s > 0$). Величина инкремента такой неустойчивости с увеличением поверхностного заряда (с увеличением w) увеличивается, как это видно из рис. 3. На этом рисунке ветви 1–4 соответствуют вязкоупругим волновым движениям, ветви 6 и 7 — аperiodическим затухающим движениям жидкости, а ветвь 5 описывает разобранную выше аperiodическую сдвиговую неустойчивость.

Заключение. Учет заряжения поверхности полупроводника ионным пучком, распыляющим материал поверхности, позволяет согласовать предсказания теоретической модели с результатами экспериментальных наблюдений; более того, по результатам экспериментальных измерений диапазона углов падения ионного пучка на полупроводник, при котором на его поверхности формируется упорядоченный волновой микрорельеф, позволяет оценить величину проводимости полупроводника, аморфизированного силовым воздействием ионного пучка, существенно отличающейся от его проводимости в кристаллическом состоянии.

Список литературы

- [1] *Stevie F.A., Kahora P.M., Simons D.S., Chi P.* // J. Vac. Sci. Technol. 1988. V. A4. P. 76–80.
- [2] *Elst K., Vandervorst W.* // J. Vac. Sci. Technol. 1994. V. A12. P. 3205–3216.
- [3] *Karen A., Nakagawa Y., Soeda K., Ishitani A.* // Surf. Interf. Anal. 1995. V. 23. P. 506–513.
- [4] *Smirnov V.K., Kibalov D.S. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1999. V. B147. P. 310–315.
- [5] *Яловец А.П.* // ПМТФ. 1997. Т. 38. № 1. С. 151–166.
- [6] *Rudy A.S., Smirnov V.K.* // Nucl. Instr. and Meth. 1999. V. B159. P. 52–59.
- [7] *Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 22. С. 1–6.
- [8] *Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 3. С. 80–85.
- [9] *Мотт Н., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974. 472 с.
- [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 788 с.
- [11] *Григорьев А.И., Ширяева С.О., Коромыслов В.А., Белоножко Д.Ф.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 8. С. 27–33.