УДК 532.23: 533.9

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ, СФОРМИРОВАННЫЕ НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОМПРЕССИОННОЙ ПЛАЗМЫ

Н.Т. КВАСОВ[1], Ю.Г. ШЕДКО[1], В.В. УГЛОВ[2], В.М. АСТАШИНСКИЙ[3]

[1]Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь

[2]Белорусский государственный университет
пр. Независимости 4, 220080, Минск, Беларусь

[3]Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси
пр. Независимости, 70, 220072, Минск, Беларусь

Поступила в редакцию 28 марта 2007

Рассмотрено образование периодических структур под воздействием компрессионного плазменного потока на поверхности монокристаллической кремниевой пластины как результат зарождения и развития гидродинамической неустойчивости типа неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, вызванной течением плазмы вдоль поверхности пластины. Предложено описание кремниевого расплава с помощью уравнений магнитной гидродинамики для идеальной несжимаемой жидкости. Для анализа стабильности системы плазма–расплав использована линейная теория устойчивости, адаптированная для случая изменяющейся со временем глубины расплавленного слоя. Получено аналитическое выражение, которое связывает период модулированной поверхности пластины с величинами, характеризующими течение плазмы.

Ключевые слова: периодические структуры, кремний, плазма, компрессионный поток, неустойчивость Кельвина–Гельмгольца.

Введение

В настоящее время важнейшую роль в технике играют материалы с целенаправленно модифицированными поверхностными слоями, поскольку именно свойствами поверхностных слоев определяются эффективность работы и долговечность компонентов сложных компактных систем. Поэтому поиск новых материалов и разработка новых методов модификации свойств уже существующих материалов остаются неизменно актуальными. С данным направлением современного материаловедения тесно связана и одна из основных задач микро- и нанотехнологии — проблема формирования низкоразмерных структур на поверхности или в приповерхностных слоях твердых тел. Несмотря на внедрение новых (часто экзотических и дорогостоящих) материалов, чрезвычайно важно, что еще не исчерпаны возможности материалов, традиционно применяемых в микроэлектронике. Подтверждением этому служат эксперименты по воздействию компрессионных плазменных потоков (КПП) на монокристаллические кремниевые пластины (МКП).

Экспериментально показано [1–3], что при воздействии КПП на поверхности МКП образуются субмикронные структуры, состоящие из параллельных друг другу цилиндров длиной 50–100 мкм, диаметром 0,1–0,8 мкм. Цилиндры располагаются с периодом 1–2 мкм на поверхности МКП. В процессе обработки МКП поглощает энергию 5–25 Дж/см^2, проплавляется на глубину 6–10 мкм и затем вновь кристаллизуется. Поэтому толщина расплава возрастает от нуля (в момент начала плавления) до максимального значения, потом убывает обратно до нуля к моменту завершения кристаллизации. При проведении исследований КПП получали в газоразрядном плазменном ускорителе типа магнитоплазменный компрессор [4]. Исследования велись в режиме остаточного газа (откачанная вакуумная камера компрессора заполнялась азотом до давления 400 Па). Концентрация заряженных частиц плазмы в области максимального сжатия достигает (5-10)$\cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, температура — 1–3 эВ. Скорость плазмы составляет (4–7)$\cdot 10^6$ см/с.

В [5] предпринята попытка объяснить формирование субмикронных структур на МКП как реализацию минимума поверхностной энергии в рамках предположения о ее сильной анизотропии. В [6] проведено численное моделирование процесса формирования цилиндрических структур на основе уравнений Эйлера. В [5] также рассмотрены термоупругие напряжения, возникающие в твердой части МКП. Однако эти попытки не смогли объяснить наблюдаемую экспериментально морфологию поверхности. Не была установлена связь периода модулированной (возмущенной) поверхности с параметрами плазмы, не учитывались зависимость толщины расплава от времени и течение плазмы вдоль МКП и расплава.

Течение плазмы вдоль кремниевой пластины и неустойчивость Кельвина-Гельмгольца

Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (НКГ) возникает в случае плоскопараллельного течения сред, отделенных плоской границей раздела [7, 8]. При этом граница претерпевает модуляцию вследствие резкого роста первоначально малых возмущений. Возмущение, имеющее максимальную скорость роста, называют модой максимальной нестабильности (ММН). Длина волны ММН имеет порядок α/K_0, где $\alpha \approx 1$ Дж/м^2 — поверхностное натяжение жидкого кремния [9], $K_0 \sim 10^6$–10^7 Дж/м^3 — плотность кинетической энергии плазмы [1–3]. Легко видеть, что длина волны ММН в нашем случае составляет 10^{-1}–10 мкм, поэтому необходимо учесть возможность возникновения НКГ и исследовать стабильность системы расплав–плазма по отношению к малым возмущениям, длины волн которых лежат в данном диапазоне.

Кроме течения плазмы вдоль МКП необходимо учесть и другие факторы. Известно [10], что электропроводность жидкого кремния имеет порядок 10^6 Ом$^{-1}\cdot$м$^{-1}$, что является характерным для металлов (например, ртути). Согласно [10], другие свойства жидкого кремния также отвечают свойствам типичных металлов. Это касается, в частности, кинетических коэффициентов. Описание течения кремниевого расплава будем вести, как это часто делают при описании течения жидких металлов, с помощью уравнений магнитной гидродинамики (МГД). С целью упрощения используем уравнения МГД для случая идеальной несжимаемой среды [11]:

$$\rho\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\vec{v}\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{v}\right) = -\vec{\nabla}\left(p + \vec{B}\cdot\vec{H}/2\right) + \left(\vec{H}\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{B}, \tag{1}$$

$$\operatorname{div}\vec{v} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}\left(\vec{v}\times\vec{B}\right), \tag{3}$$

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0. \tag{4}$$

Здесь $\vec{v}$ — скорость течения среды; p — давление; ρ — плотность; $\vec{B} = \mu_0\vec{H}$ — индукция магнитного поля; $\vec{H}$ — напряженность магнитного поля; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Силы тяжести не учитываются, так как на микронных масштабах их влияние незначительно на фоне других факторов. К уравнениям (1)–(4) нужно еще добавить уравнение состояния и уравнение сохранения энтропии [7, 11].

Известно, что одной из отличительных особенностей КПП является мощное вмороженное магнитное поле (см. [1–3] и ссылки там). Чтобы учесть взаимодействие расплава с полем плазмы и вместе с тем не усложнять чрезмерно задачу, мы используем (1)–(4) совместно с уравнением сохранения энтропии и соответствующим уравнением состояния для описания динамики плазмы. В дальнейшем под плазмой мы будем понимать не КПП в целом, а плазму, находящуюся у поверхности расплава.

К сожалению, найти аналитическое решение (1)–(4) в общем виде не удается, однако в этом нет необходимости при исследовании на устойчивость. Мы имеем систему из двух текучих сред, граничащих друг с другом и разделенных первоначально плоской границей раздела. Введем декартову систему координат так, чтобы плоская граница раздела совпадала с плоскостью XOY. Рассматривая НКГ, положим, что среды могут иметь отличную от нуля скорость течения $\vec{V}(z)$, параллельную плоскости XOY. Плотность $\rho(z)$, давление $p_0(z)$, скорость $\vec{V}(z)$, магнитное поле $\vec{B}(z)$ и удельную энтропию также будем считать зависящими только от координаты z. Магнитное поле будем считать параллельным плоскости XOY. Плотность, давление и удельная энтропия связаны между собой в каждой точке уравнением состояния. То, что все указанные величины считаются функциями только одной координаты, не будет являться существенным ограничением общности, если они мало меняются на расстояниях порядка длины волны ММН (т.е. порядка 1 мкм) вдоль плоскости XOY.

Для выяснения характера устойчивости начального стационарного состояния рассмотрим малое отклонение от него, которое численно выразим в виде малых возмущений в распределениях всех величин, характеризующих систему. Так, давление теперь будет $p_0(z)+p$, скорость $\vec{V}_0(z)+\vec{u}$, магнитное поле $\vec{B}(z)+\vec{b}$, где p, $\vec{u}$, $\vec{b}$ — малые по величине произвольные возмущения. С учетом движения жидкостей новое положение займет и граница раздела. Будем считать, что форма поверхности теперь задается функцией $z=\xi(x,y,t)$. Так как начальное положение границы раздела задается уравнением $z=0$, то $\xi(x,y,t)$ представляет собой возмущение и считается малым. Уравнениям МГД теперь будут удовлетворять уже возмущенные значения физических величин. Сохранив в (1)–(4) только члены не выше первого порядка по возмущениям, можем записать

$$\rho(z)\left(\partial_t+\vec{V}(z)\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{u}=-\vec{\nabla}\left(p+\vec{H}(z)\cdot\vec{b}\right)+\left(\vec{H}(z)\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{b}+b_z\vec{H}'(z)-u_z\rho(z)\vec{V}'(z)+\vec{e}_zS\,, \tag{5}$$

$$\operatorname{div}\vec{u}=0\,, \tag{6}$$

$$\left(\partial_t+\vec{V}(z)\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{b}=\left(\vec{B}(z)\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{u}+b_z\vec{V}'(z)-u_z\vec{B}'(z)\,, \tag{7}$$

$$\operatorname{div}\vec{b}=0\,, \tag{8}$$

где $\partial_t=\dfrac{\partial}{\partial t}$; $\vec{e}_z$ — орт вдоль оси OZ, а штрих над векторными величинами означает дифференцирование всех их компонент по координате z.

В (5) добавочный член $S=\alpha\,\delta(z)\Delta\xi$ учитывает поверхностное натяжение на границе раздела сред. Ось OZ направлена из расплава в плазму. Плазме отвечает область $z>0$, расплаву $-h(t)<z<0$. $h(t)\geq 0$ — глубина расплава.

Обычно при исследовании гидродинамической стабильности различных физических систем применяют следующий прием [7, 8]. Проводят фурье-преобразования по x, y, t всех возмущений в уравнениях (5)–(8) и граничных условиях, отражающих в нашем случае невозможность смешения плазмы с расплавом и отсутствие протекания расплава в твердую часть пластины [7]. Однако из-за того, что h зависит от t, нам следует проводить преобразования только по x и y. Действительно, проведение преобразования Фурье по времени эквивалентно представлению решения в виде суперпозиции членов, содержащих временную зависимость в виде $\exp(i\beta t)$. Подобную временную зависимость можно ожидать, когда толщина расплава неизменна. В случае изменяющейся со временем толщины расплава преобразование Фурье по времени не эффективно, т. к. не приводит к упрощению задачи. В дальнейшем будем обозначать преобразованные величины теми же самыми символами, что не вызовет недоразумений. Отметим также, что в результате проведения фурье-преобразований по двум координатам появится новый параметр $\vec{k}$ — волновой вектор, лежащий в плоскости XOY.

Далее необходимо различать два случая. В первом случае $\vec{k}\cdot\vec{B}(z)=0$, и путем несложных, но несколько громоздких преобразований удается исключить из (5) все неизвестные кроме u_z, b_z, $\xi(t)$. Интегрируя по z, чтобы избавиться от дельта-функции, получаем еще одно граничное условие [8]. Добавляя к ним соотношения, необходимые для определения b_z, $\xi(t)$, получаем

$$k^2\rho(z)\hat{D}_z u_z=\partial_z\left(i\vec{k}\cdot\vec{H}'(z)\,b_z-i\vec{k}\cdot\vec{V}'(z)\rho(z)\,u_z+\rho(z)\hat{D}_z\partial_z u_z\right), \tag{9}$$

$$\hat{D}_z b_z=0, \tag{10}$$

$$\delta\left(i\vec{k}\cdot\vec{H}'(z)\,b_z-i\vec{k}\cdot\vec{V}'(z)\rho(z)\,u_z+\rho(z)\hat{D}_z\partial_z u_z\right)=\alpha\,k^4\xi(t), \tag{11}$$

$$\hat{D}_{0\pm0}\xi(t)=u_z\big|_{z=0\pm0}, \tag{12}$$

где введены обозначения $\hat{D}_z=\partial_t+i\vec{k}\cdot\vec{V}(z)$, $\partial_z=\dfrac{\partial}{\partial z}$ и $\delta(\psi)=\psi(z+0)-\psi(z-0)$.

Во втором случае $\vec{k}\cdot\vec{B}(z)\neq0$. Аналогичным образом приходим к уравнениям

$$k^2\hat{L}_z\psi=\partial_z\hat{L}_z\partial_z\psi, \tag{13}$$

$$\delta\left(\hat{L}_z\partial_z\psi\right)=ik^4\alpha\xi(t), \tag{14}$$

$$\hat{D}_{0\pm0}\left(\xi(t)+i\psi\big|_{z=0\pm0}\right)=0. \tag{15}$$

где $\hat{L}_z=\rho(z)\hat{D}_z^2+\left(\vec{k}\cdot\vec{H}(z)\right)\left(\vec{k}\cdot\vec{B}(z)\right)$ и посредством соотношения $\hat{D}_z\psi=iu_z$ введена вспомогательная величина ψ.

Соотношения (9)–(12) или (13)–(15) весьма громоздки и содержат частные производные по времени и координате z. Нужно помнить, что решаются эти уравнения для двух областей пространства с изменяющейся геометрией, и различать случаи $\vec{k}\cdot\vec{B}(z)=0$ и $\vec{k}\cdot\vec{B}(z)\neq0$, что неудобно для расчетов. Рассмотрим частный случай, когда задача заметно упрощается. Предположим, что $\vec{H}$, $\vec{B}$, ρ, $\vec{V}$ постоянны в пределах каждой из областей, где $z>0$ или $-h(t)<z<0$. Тогда можно показать, что и при $\vec{k}\cdot\vec{B}(z)=0$ и при $\vec{k}\cdot\vec{B}(z)\neq0$ выполняется

$$\left(\alpha k^3+\rho_+\left(\hat{D}_{z+}^2+\varpi_+^2\right)+\rho_-\left(\hat{D}_{z-}^2+\varpi_-^2\right)\left(\hat{D}_{z-}^{-1}\coth\left(kh\right)\hat{D}_{z-}\right)\right)\xi(t)=J(t), \tag{16}$$

где $\varpi_\pm=\sqrt{\left(\vec{k}\cdot\vec{H}_\pm\right)\left(\vec{k}\cdot\vec{B}_\pm\right)/\rho_\pm}$, $\hat{D}_{z\pm}=\dfrac{d}{dt}+i\vec{k}\cdot\vec{V}_\pm$, а $\hat{D}_{z-}^{-1}$ означает оператор, обратный оператору $\hat{D}_{z-}$. Знаками "+" и "–" отмечены величины, относящиеся к плазме и расплаву соответственно. Неоднородная часть $J(t)$ зависит сложным образом от времени, от вида функции $h(t)$ и функций, определяющих начальные условия для ψ или u_z. Кроме того, $\hat{D}_{z-}\xi=0$ в те моменты времени, когда $h=0$ (т. е. в момент начала плавления и в момент завершения кристаллизации). Функция $J(t)$ обращается тождественно в нуль, например, в тех случаях, когда течение среды потенциально. Ограничимся для упрощения случаем потенциального течения, $J(t)\equiv 0$.

Несмотря на это, (16) в общем виде решить не удается, однако можно легко получить информацию о его асимптотических свойствах. При $J(t)\equiv 0$ в (16) явная зависимость от времени будет лишь через функцию $h(t)$, стоящую в аргументе гиперболического котангенса. Учитывая свойства котангенса, можно заключить, что когда $h(t)$ близка к нулю, $\coth\left(kh\right)\approx k^{-1}h^{-1}$, при этом для решения (16) будет важен конкретный вид зависимости h от t. Наоборот, когда $kh>>1$, будет $\coth\left(kh\right)\approx 1$. При этом детали поведения функции $h(t)$ уже не сыграют заметной роли. На практике можно с хорошей точностью взять $\coth(kh)\approx 1$ уже при $kh\geq 1$. Для таких волн выполняется уравнение, которое было бы справедливо для расплава неограниченной толщины:

$$\left(\alpha\, k^3+\rho_+\left(\hat{D}_{z+}^2+\varpi_+^2\right)+\rho_-\left(\hat{D}_{z-}^2+\varpi_-^2\right)\right)\xi(t)=0\,. \tag{17}$$

Решением этого ОДУ является, как и должно быть для неограниченно толстого слоя расплава, $\xi(t)\sim\exp(i\omega t)$. Тогда из (17) следует

$$\alpha k^3+\left(\vec{k}\cdot\vec{H}_+\right)\left(\vec{k}\cdot\vec{B}_+\right)-\rho_+\left(\omega+\vec{k}\cdot\vec{V}_+\right)^2+\left(\vec{k}\cdot\vec{H}_-\right)\left(\vec{k}\cdot\vec{B}_-\right)-\rho_-\left(\omega+\vec{k}\cdot\vec{V}_-\right)^2=0\,. \tag{18}$$

Из (18) можно выразить две ветви частот $\omega(k)$, которые будут либо вещественными одновременно, либо комплексно-сопряженными с ненулевой мнимой частью. В последнем случае для одной из ветвей $\mathrm{Re}(i\omega)$ будет положительной, и $\xi(t)\sim\exp\left(i\omega t\right)$ будет экспоненциально расти со временем. Такое поведение означает нестабильность системы плазма–расплав.

Чтобы проследить особенности расчетов, связанные с данными дисперсионными соотношениями $\omega(k)$, рассмотрим частный случай. Пусть расплав и плазма текут в одном направлении (можно считать, что расплав увлекается потоком плазмы), выберем это направление в качестве оси OX. Пусть также $\vec{B}_-=\vec{B}_+=\vec{B}$ (т. е. нет токов, текущих по границе плазма–расплав). Тогда

$$\omega=-k_xU_0\pm\sqrt{W/\left(\rho_++\rho_-\right)}\,. \tag{19}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$U_0=\left(\rho_+V_++\rho_-V_-\right)/\left(\rho_++\rho_-\right), \tag{20}$$

$$K_0=\frac{\rho_+\rho_-}{\rho_++\rho_-}\frac{\left(V_+-V_-\right)^2}{2}, \tag{21}$$

$$W(k_x,k_y)=\alpha\, k^3+2\mu_0^{-1}\left(\vec{k}\cdot\vec{B}\right)^2-2k_x^2K_0\,. \tag{22}$$

Величины K_0 и U_0 характеризуют, очевидно, движение сред относительно друг друга. Обозначение W вводится для упрощения дальнейшего анализа. Учитывая вид (19), легко заметить, что мнимая часть частоты появится тогда и только, когда будет отрицательной величина W, определяемая соотношением (22). Анализируя свойства функции $W(k_x,k_y)$, приходим к следующим выводам.

1. Стабилизировать систему, обеспечив неотрицательность W для всех $\vec{k}$, может только магнитное поле величины $B>\sqrt{\mu_0K_0}=B_0$, направленное вдоль направления течения

сред. Легко оценить, что $B_0 \approx 3\,\text{Тл}$. Таким образом, для стабилизации требуются очень большие значения поля.

2. Существует ММН. Длина волны моды максимальной нестабильности (а значит, и период модулированной поверхности) определяется как

$$\lambda_0 = \frac{3\pi\alpha}{K_0} \frac{1}{1 - \Gamma + \sqrt{(\Gamma - 1)^2 + 4\Gamma \sin^2 \varphi}}, \tag{23}$$

где $\Gamma = B^2 / \mu_0 K_0$ — безразмерный параметр; φ — угол между векторами $\vec{B}$ и $\vec{V}_\pm$. В тех случаях, когда магнитное поле слишком слабое, чтобы стабилизировать систему, т.е. при $B \le B_0$, будет выполнено неравенство $\Gamma \le 1$ и λ_0 будет вещественной неотрицательной величиной.

3. Важной характеристикой является также угол θ_c между скоростью течения сред и волновым вектором ММН, т. е. угол между OX и направлением, вдоль которого возникнет периодическая модуляция поверхности. Он определяется соотношением

$$\operatorname{tg}(2\theta_c) = \frac{\sin 2\varphi}{\cos 2\varphi - \Gamma^{-1}}. \tag{24}$$

Учитывая, что $\sin^2 \varphi$ изменяется от 0 до 1, легко показать, что $1 - \Gamma + \sqrt{(\Gamma - 1)^2 + 4\Gamma \sin^2 \varphi}$ пробегает значения от 0 до 2. Максимальное значение этой функции дает, очевидно, наименьшую длину волны возмущения, которое может приводить к неустойчивости системы плазма–расплав при заданной величине магнитного поля и скорости течения. Максимальное значение достигается при $\varphi = \pm \pi/2$, т.е. когда поле ортогонально скорости течения сред. При этом зависимость от величины поля исчезает, а $\theta_c = 0$, так что периодичность проявится вдоль направления течения сред. Тогда минимально возможная длина волны определяется соотношением

$$\Lambda = \frac{3\pi\alpha}{2K_0}. \tag{25}$$

Используя известные значения величин, которые входят в (25), и пренебрегая течением расплава, получаем, что Λ лежит в интервале 0,2–2,5 мкм. Можно сразу отметить, что данный диапазон охватывает все наблюдающиеся экспериментально периоды рассматриваемых субмикронных структур [1–3]. Важно подчеркнуть, что диапазон значений Λ, а не строго одно значение, как это следует из формулы (25), возникает из-за того, что входящие в (25) параметры известны с некоторой погрешностью.

Заключение

Исследована проблема образования периодических структур на поверхности пластины монокристаллического кремния при воздействии компрессионной плазмы как результат зарождения и развития неустойчивости. Предложена модель образования периодических структур, учитывающая взаимодействие расплава кремния с магнитным полем компрессионной плазмы, растекание плазмы вдоль поверхности кремниевой пластины и высокую электропроводность жидкого кремния. В рамках предложенной модели показано, что расплав кремния с плоской свободной границей неустойчив по отношению к сколь угодно малым возмущениям. Расчет показал, что модам максимальной нестабильности отвечает модуляция свободной поверхности с периодом, лежащим в диапазоне 0,2–2,5 мкм. Данный диапазон охватывает все наблюдающиеся экспериментально периоды субмикронных структур [1–3].

PERIODIC STRUCTURES FORMED ON THE SURFACE OF SILICON MONOCRYSTAL TREATED WITH COMPRESSION PLASMA FLOW

N.T. KVASOV, Y.G. SHEDKO, V.V. UGLOV, V.M. ASTASHYNSKI

Abstract

Formation of periodic submicron structures on the surface of silicon wafer under the action of compression plasma flow is considered to be a manifestation of Kelvin–Helmholtz hydrodynamic instability caused by the plasma flows along the melt free surface. The melt flow is described with the help of motion equations for an ideal non-compressible conducting medium. Linear stability theory modified to include the time-dependent melt depth is employed to analyze stability of plasma-melt system. The expression, which relates the modulated surface period and plasma parameters, is obtained.

Литература

1. *Углов В.В., Анищик В.М., Асташинский В.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74, № 4. С. 234–236.
2. *Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashynski V.V., et al.* // Surface and Coatings Technology. 2002. Vol. 158–159. P. 273–276.
3. *Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V. et al.* // Surface and Coatings Technology. 2004. Vol. 180–181. P. 392–395.
4. *Асташинский В.М., Ефремов В.В., Костюкевич Е.А. и др.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17, № 9. С. 1111–1115.
5. *Анищик В.М., Углов В.В., Пунько А.В., и др.* // Перспективные материалы. 2003. № 5. С. 5–11.
6. *Anishchik V.M., Uglov V.V., Punko A.V. et al.* // XXXIII Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: Тез. докл. Moscow. 2003. P.116.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М., 1986.
8. *Chandrasekhar S.* Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford: University Press, 1961.
9. *Ниженко В.И., Флока Л.И.* Поверхностное натяжение жидких металлов и сплавов (одно- и двухкомпонентные системы). Справочник. М., 1981.
10. *Глазов В.М., Чижевская С.Н., Глаголева Н.Н.* Жидкие полупроводники. М., 1967.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М., 2003.