

СЕКЦИЯ 3

«ЕСТЕСТВЕННЫЕ НАУКИ»

СИММЕТРИЧНОЕ ТЕЧЕНИЕ ТЯЖЕЛОЙ ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ЩУЛЬМАНА В ЗАЗОРЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ ВАЛКОВ

С.О. Зубович

подавляющее большинство существующих жидкостей имеют кривую течения $\eta(\dot{\gamma})$, отличную от линейной ньютоновской. Это отличие для реостабильных текучих систем проявляется в том, что кривая течения криволинейна. Линия не проходит через начало координат, а течение начинается при достижении касательного напряжения τ_0 . Такие жидкости называются вязкопластическими. Рассмотрено движение в валковом зазоре вязкопластической среды Шульмана ($\tau^n = \tau_0^n + (\eta\dot{\gamma})^m$), являющееся обобщенным случаем всех известных реологических моделей вязкопластических сред. Необходимо отметить, что среды указанного типа достаточно распространены в природе и технике. При технологических расчетах сложных жидкостей (например, растворов и расплавов полимеров, дисперсных текучих систем (суспензий, эмульсий, паст и др.)) требуется повышенная точность, поэтому используется реология вязкопластических сред.

Рассмотрено течение вязкопластической среды Шульмана в симметричном вертикальном зазоре вращающихся валков с учетом силы тяжести. Направление течения сверху вниз. Выполнена оценка влияния гравитационного разделения гетерогенной системы на её течение в зазоре. Показано, что изменением однородности реологических свойств жидкости в зазоре вследствие осаждения можно пренебречь. Выполнена оценка неизотермичности течения. Показано, что глубина проникновения тепла в перера-

батываемый материал за время его пребывания значительно меньше размеров зоны течения. Диссипативный саморазогрев незначителен. Ввиду относительной «протяженности» зоны течения показана возможность игнорирования продольных и поперечных нормальных напряжений, полагая их значительно меньше касательных. Кроме того, в рамках квазидвумерного подхода изменением давления по высоте зазора пренебрегаем, полагая $\partial p / \partial y = 0$, $p = p(x)$. Также игнорируются силы инерции. Сформулированы уравнения и граничные условия задачи. Получено численное решение задачи. Определены границы применимости решений. Найдена скорость жидкости, распределение давления, расход, функция тока. Указаны условия возникновения циркуляции жидкости на входе зоны течения. Определены энергосиловые характеристики течения. Обнаружены три режима течения рассматриваемых жидкостей. Во втором режиме имеет место разряжение в окрестности точки выхода жидкости из зоны течения. Описаны особенности режимов и указаны их границы. Установлено, что силы собственного веса способствуют снижению распорного усилия, потребляемой мощности и увеличивают расход жидкости.

**ИССЛЕДОВАНИЕ МИЛЛИСЕКУНДНОГО
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ**
А.Л. Суркаев, Ю. П. Муха*, М.М. Кумыш, В.И. Усачев
ВолгГТУ*

Целью данной работы является разработка и апробирование методики исследования электрического взрыва проводников цилиндрической геометрии и кольцевых фольг при условии протекания согласованного режима.

Электрический взрыв фольги в виде кольца можно смоделировать как взрыв системы цилиндрических проводников, которые лежат в одной плоскости и расположены радиально. Принимая условие равенства омиче-

ских сопротивлений, объемов и поверхностей цилиндрических проводников и кольцевой фольги, можно оценить условия протекания согласованного режима электрического взрыва фольги в виде кольца с гиперболическим профилем. Сопротивление гиперболического кольца в радиальном направлении определяется как:

$$R = \int_{r_1}^{r_2} \rho \frac{d\ell}{2\pi\ell h} = \frac{\rho}{2\pi h r_1} (r_2 - r_1). \quad (1)$$

Объем гиперболического кольца, с использованием выражения (3), а также объем n цилиндрических проводников, соответственно равны:

$$V = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} r h dr = 2\pi r_1 h_1 (r_2 - r_1) = \frac{\pi d_1 h_1 (d_2 - d_1)}{2}, \quad V_{cyl} = \frac{n \pi d^2 \ell}{4}. \quad (2)$$

Поверхность гиперболического кольца после преобразований равна:

$$S = \pi (h_1 r_1) \left[\left(\sqrt{\frac{(h_1 r_1)^2}{r_1^4} + 1} - \sqrt{\frac{(h_1 r_1)^2}{r_2^4} + 1} \right) + \ell n \left(\frac{r_2^2 + \sqrt{(h_1 r_1)^2 + r_2^2}}{r_1^2 + \sqrt{(h_1 r_1)^2 + r_1^2}} \right) \right]. \quad (3)$$

Разложив в ряд и ограничившись первыми двумя слагаемыми, получаем:

$$S = \frac{2\pi h_1^3}{r_1} \left(1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^4 \right). \quad (4)$$

Решая полученную систему (4 -7), можно получить, в частности:

$$d_{opt} \ell_{opt} = \frac{2h_1^3}{n r_1} \left(1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^4 \right), \quad \ell_{opt} = r_2 - r_1. \quad (5)$$

В первой серии экспериментов исследовалась принципиальная возможность осуществления электрического взрыва плоского кольца из фольги, при котором ток разряда протекал радиально. На фото 1 представлены



образцы электрического взрыва плоских кольцевых фольг при различных значениях запасенной энергии.

На правом образце видно полное отсутствие вещества взорванной кольцевой фольги ($U_0 = 2 \text{ кВ}$) в межэлектродном пространстве и четкую границу оставшейся фольги в зоне (центрального не представлено) и цилиндрического электродов (периферийная часть взрывающейся фольги, контактирующая с цилиндрическим электродом). Левый образец ($U_0 = 1 \text{ кВ}$) демонстрирует протекание электрического взрыва в режиме плавления.

Во второй серии исследовались временные зависимости разрядного тока и напряжения при условии протекания электрического взрыва в согласованном режиме для медных и алюминиевых проводников.

Из представленных осциллограмм наблюдается полная реализация энергии взрыва в первой половине периода, а также наличие “паузы тока”.

В то же время, осциллограмма (рис 4) демонстрирует несогласованный режим протекания взрыва. Осциллограмма (рис. 5) пред-

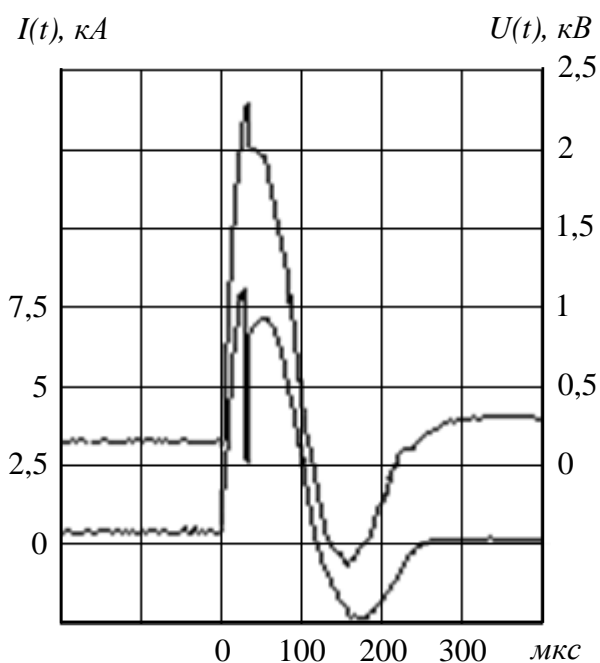


Рис. 3 Осциллограммы зависимости тока и напряжения от времени электрического взрыва медного (Cu) проводника согласно (1)

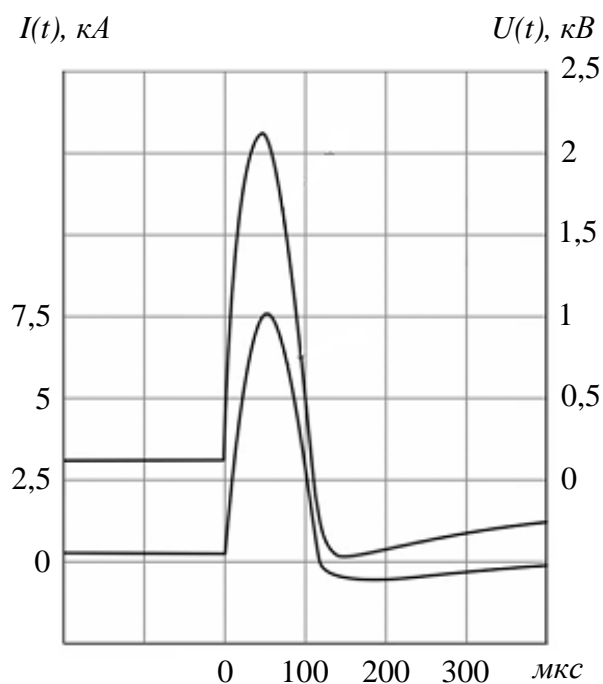


Рис. 4 Осциллограммы зависимости тока (1) и напряжения (2) от времени электрического взрыва кольцевой фольги.

ставляет электрический взрыв кольцевой фольги, при котором осуществляется полная реализация энергии в первой половине полупериода, что свидетельствует о квазиоднородном электрическом взрыве.

Библиографический список

1. Юткин Д.А. Электрогидравлический эффект. - М: Машгиз, 1955 – 51 с.
2. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. - М: Энергоиздат, 1990. - 217 с.
3. Кривицкий Е.В. Динамика электровзрыва в жидкости. - Киев: Наукова думка, 1986. – 205 с.

ЭЛЕМЕНТЫ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ ДАВЛЕНИЯ УДАРНО-АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ВО ВЗРЫВНОЙ КАМЕРЕ КОНУСНОЙ ГЕОМЕТРИИ

А.Л. Суркаев, Ю.П. Муха, М.М. Кумыш, В.И. Усачев

Целью данной работы является разработка методики измерения амплитуды давления волны, генерируемой электрическим взрывом плоской кольцевой фольги в пространстве конусной геометрии с конденсированной средой.

В качестве выходного параметра электрического взрыва проводника (ЭВП) во многих случаях является амплитуда давления ударно-акустических волн (УВ). В результате ЭВП, при внесении большой энергии в малую область взрывающегося проводника и в условиях быстро протекающего процесса происходит интенсивное нагревание, плавление и испарение металла проводника, и далее быстрое расширение продуктов взрыва с образованием плазмы. Если ЭВП происходит в конденсированной среде, например, в воде, то расширяющаяся плазма передает импульс давления воде и в силу малой сжимаемости воды происходит передача этого

давления на окружающее пространство с возникновением УВ. Актуальность исследования заключается в том что, несмотря на то, что имеются разнообразные способы измерения импульсного давления УВ, точность измерения остается довольно низкой.

Широкое распространение при регистрации импульсного давления получили тензодатчики сопротивления. Но наиболее перспективными для этих целей являются пьезокерамические датчики. Пьезокерамические преобразователи относятся к классу веществ, называемых сегнетоэлектриками – вещества, обладающие спонтанной электрической поляризацией, которая может быть обращена приложением электрического поля. Сегнетоэлектрики обладают большой диэлектрической проницаемостью. Пьезоэлектрическая керамика представляет собой твердый химически инертный материал, совершенно не чувствительный к влажности и другим атмосферным воздействиям, что очень важно для исследований, проводимых в рамках данной работы. Однако, пьезокерамика обладает нелинейными характеристиками, что приводит к трудностям при их описании. Но при слабом электрическом или механическом возбуждении их можно рассматривать как строго линейные материалы, хотя реверсивные движения стенок доменов повышают пьезоэлектрические и диэлектрические константы и увеличивают податливость материала. При увеличении уровня электрического или механического возбуждения пьезоэлектрический отклик возрастает нелинейно.

Границы линейной зависимости разных пьезокерамик изменяются в широких пределах. Различные составы имеют разные характеристики. Тем не менее, в настоящее время получены составы на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС), которые имеют достаточно широкий интервал желаемых свойств [1].

Пьезоэлектрический преобразователь ЦТС-19 представляет собой диск в виде таблетки. Его плоские поверхности покрыты слоем серебра, являющиеся обкладками, таким образом, его можно рассматривать, как

плоский конденсатор емкостью C . Разность потенциалов между поверхностями, возникающая вследствие поляризации равна

$$U = \frac{\delta \cdot d}{\epsilon_0 \epsilon} \cdot P, \quad (1)$$

Тогда давление, оказываемое на пьезоэлектрический преобразователь равно

$$P = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\delta \cdot d} \cdot U. \quad (2)$$

Ниже приведены основные характеристики пьезокерамики, применяемые в данной работе.

Пьезомодуль, Кл/Н,..... $\delta \geq 10^{-10}$

Относительная диэлектрическая проницаемость..... $\epsilon = 1400 \div 2100$

Толщина таблетки, мм..... $d = 1; 2$

Из формулы (2) и основных характеристик преобразователя ЦТС-19 видно, что основной вклад в погрешность при определении давления P дает неточность значения диэлектрической проницаемости ϵ , разброс которой равен $\Delta\epsilon = 700$. Относительная погрешность измерения давления равна

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta\epsilon}{\langle\epsilon\rangle} + \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta\delta}{\delta} + \frac{\Delta d}{d} \leq 0,079, \quad (3)$$

то есть, ошибка в измерении давления по величине выдаваемого напряжения составляет не более 7.9 %. А это означает, что каждый пьезоэлектрический преобразователь требует индивидуальной тарировки (градуировки).

Блок-схема ИИС.

Информационно-измерительная система регистрации давления (рис.1) состоит из следующих элементов: генератора импульсных токов (ГИТ) на основе конденсаторного

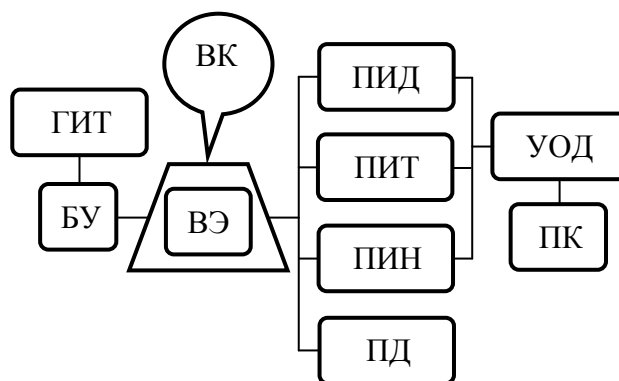


Рис. 1. Блок-схема информационно-измерительной системы

накопителя энергии; блока управления (БУ); электродной системы, посредством которой подается напряжение с конденсаторного накопителя на взрывной элемент (ВЭ) в виде алюминиевой кольцевой фольги, находящийся во взрывной камере (ВК) конусной геометрии; преобразователя импульса напряжения (ПИН) на основе омического делителя напряжения.

А также: преобразователя импульса тока (ПИТ) – пояса Роговского; преобразователей импульсного давления (ПИД); коллектора информационных каналов (КИК); устройства обработки данных (УОД) с выходом на персональный компьютер (ПК). Кроме того предусмотрено использование пластинчатого датчика давления (ПД), выполненного из пластического материала.

При активации БУ срабатывает искровой разрядник, и тем самым запускается ГИТ. После чего происходит ЭВП, генерирующий УВ. При этом сигналы с преобразователей поступают в УОД для последующей обработки на ПК. Пластинчатый датчик давления ПД и преобразователи им-

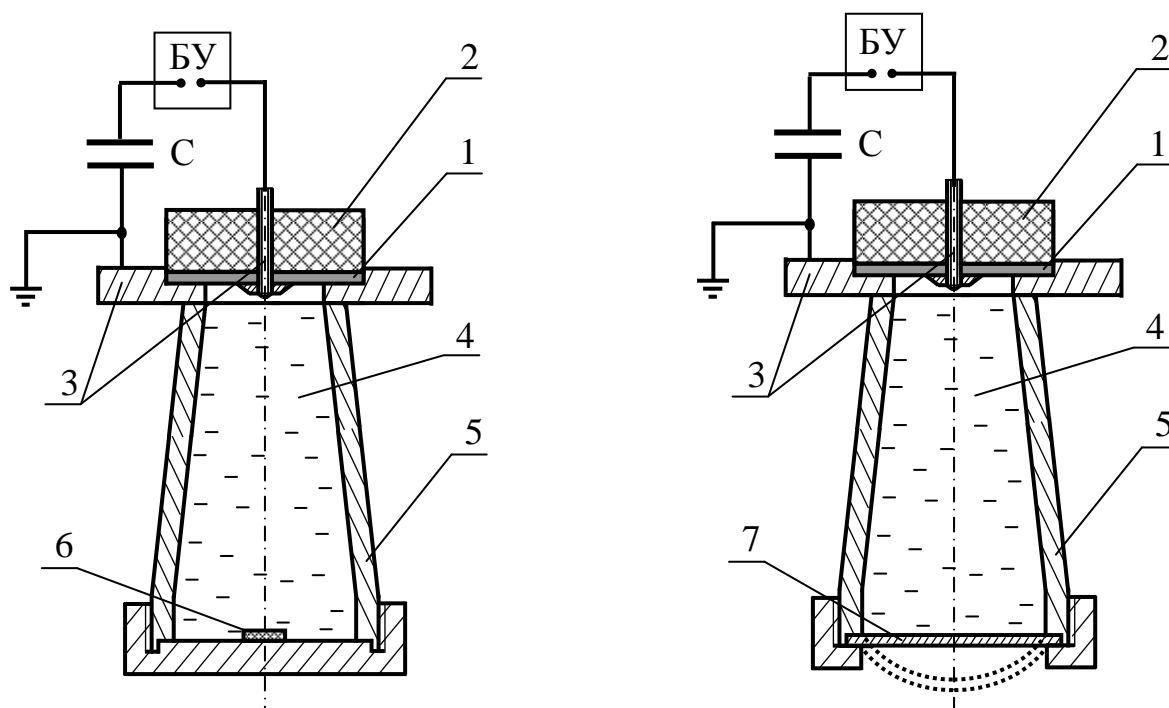


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

1 – кольцевая фольга; 2 – диэлектрический цилиндр; 3 – электроды; 4 – конденсированная среда (вода); 5 – конусная камера; 6 – пьезокерамический датчик (ПИД); 7 – пластинчатый датчик (ПД).

пульсного давления ПИД эксплуатируются при одинаковых условиях, что позволяет идентифицировать их выходные параметры (рис.2).

В работе [2] получено измерительное уравнение для величины давления ударно-акустической волны во взрывной камере конусной геометрии в зависимости от интеграла действия S

$$P = 3 \cdot \left[\frac{\alpha A}{\pi H (R^2 + RR_1 + R_1^2)} \right]^{\frac{2}{3}} \cdot \left[\frac{(\gamma - 1)(R_1^2 - r_1^2) \cdot \ln(R_1/r_1) \cdot S}{2\sigma(\gamma + 1)} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (4)$$

где R, R_1, r_1, I - геометрические параметры, относящиеся к конусу и кольцевой фольге; α, A - параметры жидкости в формуле состояния жидкости по Тету; γ, σ - постоянная адиабаты и удельная проводимость плазмы; интеграл действия $S = \int_0^t i^2 dt$, i - импульс разрядного тока.

Для моделирования УВ и тарировки пьезокерамического преобразователя разработана установка имитационного моделирования, принцип действия которой основан на методе падающего груза. В данной установке создаются условия подобные тем условиям, которые реализуются при осуществлении электрического взрыва кольцевой фольги в основной экспериментальной установке. Методом математического моделирования получено измерительное уравнение для амплитуды давления, позволяющее провести корреляцию с выходным напряжением пьезопреобразователя

$$\langle P \rangle = \frac{B \sqrt{H_c}}{\Delta t}, \quad (4)$$

где $B = 9,34 \cdot 10^3 \frac{\ddot{a} \cdot \tilde{n}}{\sqrt{1}}$ - постоянная установки; $I_{\tilde{N}}$ - высота подъема падающего груза, выражаемая в метрах; Δt - длительность удара, с.

Резюме. Для тарировки пьезоэлектрического преобразователя, то есть для нахождения зависимости давления от величины выходного напряжения, выдаваемого пьезоэлектрическим преобразователем, необходимо обеспечить достаточно точный расчет давления, создаваемого УВ. Для этого 1) привлечены несколько способов измерения импульсного давле-

ния; 2) соответственно сконструированы экспериментальные установки; 3) для каждой из них разработана методика определения давления, в результате чего получены измерительные уравнения; 4) по каждой из методик проведены опыты и определены величины амплитуд давления; 5) получено измерительное уравнение для давления УВ, генерируемой при ЭВП кольцевой фольги во взрывной камере конусной геометрии заполненной водой (конденсированная среда).

[1]. Датчики. Справочник. Под редакцией З.Ю. Готры и О.И. Чайковского. Львов «Каменяр», 1995.

[2]. Суркаев А.Л., Муха Ю.П., Кумыш М.М. Элементы гидродинамики электрического взрыва плоской кольцевой фольги.- М: Академия естествознания /Современные наукоемкие технологии, №6, 2010. с. 83 – 88.

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ» ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НЕРАВНОВЕСНОМ КВАЗИДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

Т.А. Сухова, Г.М. Шмелев

В [1] решена задача по определению спонтанной поперечной ЭДС в разомкнутой в ОУ-направлении (вдоль ОХ приложено поле E_x) квазидвумерной полупроводниковой сверхрешетке (2СР) в случае рассеяния электронов на акустических фононах (время релаксации τ зависит от температуры). При этом обнаружено «сегнетоэлектрическое» поведение электронного газа 2СР. Здесь показано, что в случае, когда время релаксации τ не зависит от температуры, разомкнутая в ОУ-направлении 2СР, также может вести себя подобно сегнетоэлектрику. Причиной того является не производившийся в предшествующих работах учет межподзонного туннелирования [2] в электрическом поле, вклад которого в ток зависит от температу-

ры. Именно эта зависимость и приводит к «сегнетоэлектрическому» поведению спонтанного поперечного поля. В [3] (см. также [2]) проанализированы результаты теоретических работ, посвященных ВАХ одномерной СР с учетом межподзонного туннелирования, и представлена соответствующая формула, имеющая вид:

$$j = \frac{2\tau_0\Delta}{\hbar} \cdot \frac{1 - \exp(-\hbar E/\tau_0 T \Delta)}{1 + E^2}, \quad (E > 0) \quad (1)$$

здесь поле E выражено в единицах $E_0 = \hbar/ed\tau_0$, а ток – в единицах $j_0 = ned\Delta/\hbar$ (T – в единицах kT/Δ), приложенное поле \vec{E} направлено вдоль оси СР. Для реальных значений параметров СР ($\tau_0 \approx 10^{-12}$ с, $\Delta \approx 10^{-14}$ эрг) и при $T \geq 0.5$ показатель экспоненты в (1) оказывается малым, и с точностью до членов $\sim E^2$ в случае, когда оси координат ОХ и ОУ направлены под углом 45° к главным осям 2СР, имеем:

$$j_y = \frac{1}{T} \left(\frac{E_x + E_y - \frac{\gamma}{T}(E_x + E_y)^2}{1 + (E_x + E_y)^2} - \frac{E_x - E_y - \frac{\gamma}{T}(E_x - E_y)^2}{1 + (E_x - E_y)^2} \right), (E_x \pm E_y > 0). \quad (2)$$

Подставляя (2) в условие разомкнутости образца в направлении ОУ ($j_y = 0$), находим выражение для спонтанного поперечного поля

$$E_{ys} = \begin{cases} 0, & (E_x^2 T - T + 2\gamma E_x) < 0 \\ \pm \sqrt{T(E_x^2 T - T + 2\gamma E_x)}/T, & (E_x^2 T - T + 2\gamma E_x) \geq 0 \end{cases}. \quad (3)$$

При фиксированной температуре реализуется неравновесный фазовый переход второго рода (НФП2), установленный в [4] (см. рис. 1 (а)). Если же фиксированное поле $|E_x| < 1$, то (3) можно представить в виде $E_{ys} = \pm \sqrt{(1 - E_x^2)/T} \sqrt{T_c - T}$, где T_c определяется величиной тянущего поля: $T_c = 2\gamma E_x / (1 - E_x^2)$. Таким образом, в этих условиях имеет место НФП2 «сегнетоэлектрического» типа (см. рис. 1(б)).

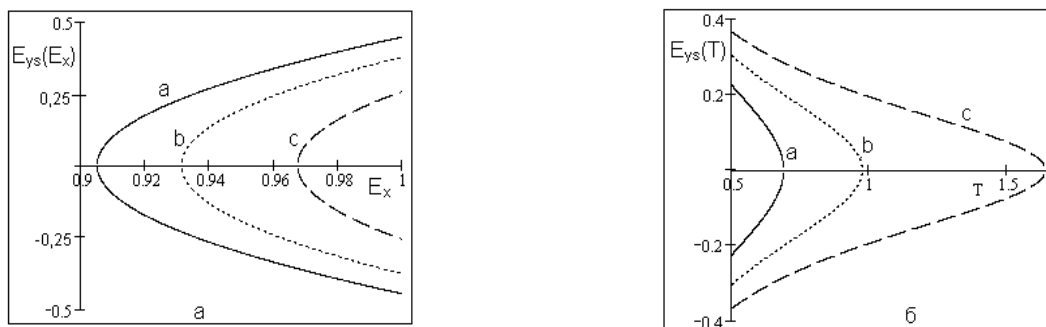


Рис.1. Спонтанное поперечное поле (3): а) как функция тянущего поля при различных значениях T : а – 0.5; б – 0.7; в – 1.5, ($\gamma=0.05$). б) как функция температуры при различных значениях E_x : а – 0.93; б – 0.95; в – 0.97, ($\gamma=0.05$).

Везде выше предполагалось, что электроны находятся на нижнем уровне размерного квантования. Оценки предсказываемых эффектов сводятся, в основном, к определению величины T_c : для реальных значений параметров СР ($\tau_0 \approx 10^{-12} \text{с}$, $\Delta \approx 10^{-14} \text{эВ}$) величина $T_c \approx 70 \text{К}$.

Литература:

1. Шмелев Г. М., Маглеванный И. И., Эпштейн Э. М. Сегнетоэлектрические свойства неравновесного электронного газа // Изв. ВУЗов. Сер. Физика – 1998. – №4. – С. 72-79
2. Н. Т. Grahn, K. von Klitzing, K. Ploog, G. H. Döhler Electrical transport in narrow-miniband semiconductor superlattices // Phys. Rev. B – 1991. – V.43. – №14. – P. 12094-12097
3. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешеткой // Физика и техника полупроводников – 1972. – Т.6. – С. 148-155
4. Эпштейн Э.М., Шмелев Г.М., Маглеванный И.И. Неравновесные фазовые переходы в квазидвумерном электронном газе в электрическом поле./

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦ ЗЕРЕН ОБЩЕГО ТИПА

А.С. Поляков, В.Г. Кульков*

*Волжский филиал МЭИ

В настоящее время существует несколько моделей строения межзеренных границ в металлах [1]. При малом угле разориентации соседних зерен образуются малоугловые границы, состоящие из одного или нескольких семейств дислокаций. Свойства таких границ в основном связаны со свойствами краевых или винтовых дислокаций, а также их взаимодействием.

Границы зерен с большим углом разориентации спрягающихся зерен принято делить на два больших класса: специальные и общего типа [2]. Первые возникают в тех случаях, когда два соседних зерна образуют сверхрешетку, называемую решеткой совпадающих узлов. Эта решетка является единой для обоих зерен. Атомная структура таких границ имеет периодическое строение. Границы, по разориентации зерен близкие к этим, имеют зернограничные дислокации, подобно тому, как малоугловые границы имеют дислокации с полными векторами Бюргерса. Наличием и движением таких дислокаций объясняются механизмы взаимного межзеренного проскальзывания и миграции границы. В последнем случае зерна остаются на месте, а граница движется в нормальном к ней направлении.

Границы, не являющиеся специальными, принято называть [3] границами общего типа, обычными, произвольными, случайными или несоизмерными. Среди них имеется наибольшее количество моделей их строения. Можно отметить здесь островковые границы, Модель структурных единиц, полиэдров, дисклинационные модели, модели, основанные на понятии несоизмерности. Модели основных зернограничных процессов различаются, поскольку они основываются на разных моделях строения границ.

В докладе особое внимание уделено рассмотрению процессов миграции и проскальзывания, происходящих в границах, имеющих одно-, двух- и трехмерную несоизмеримую атомную структуру[4, 5].

Литература

1 Кайбышев О.А., Валиев Р.З. Границы зерен и свойства металлов.- М.: Металлургия, 1987.- 213 с.

2 Орлов А.Н., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. Границы зерен в металлах.- М.: Металлургия, 1980.- 154 с.

3 Глейтер Г., Чалмерс Б. Большеугловые границы зерен / Пер. с англ.- М.: Мир, 1975.- 375 с.

4 Кульков В.Г. Взаимное движение зёрен вдоль границы с симметричными изломами // Конденсированные среды и межфазные границы.- 2001.- Т. 3, №4.- С. 373-374.

5 Кульков В.Г., Поляков А.С. Атомный механизм миграции несоизмерной границы наклона // Деформация и разрушение материалов. 2008, № 11, С. 42-47.

6 Кульков В.Г., Поляков А.С. Изменение концентрации вакансий в мигрирующей границе зерна // Металлы, № 6, 2009, С. 105-109.

ЭНТРОПИЯ ФАСЕТИРОВАННЫХ ГРАНИЦ

Ю.В. Васильева, В.Г. Кульков*

*Волжский филиал МЭИ

Процесс фасетирования межзеренных границ в поликристаллическом материале заключается в том, что первоначально плоская граница фрагментируется так, что отдельные сегменты, оставаясь плоскими, поворачиваются в пространстве [1, 2].

В зависимости от исходной ориентации границы, угла разориентации сопрягающихся зерен возможны две или три ориентации образующихся сегментов (фасеток). Такую тенденцию имеют границы зерен специаль-

ного типа [3], образующиеся при сопряжении кристаллитов, образующих сверхрешетку – решетку совпадающих узлов.

Конфигурационная энтропия фасетированной границы определяется числом способов ее разбиения на фрагменты [4,5] с закрепленными в тройных стыках линиями, ограничивающими макроскопический размер исходной границы.

Размеры фасеток в направлении фасетирования всегда кратны периоду трансляции решетки совпадающих узлов. В случае границ наклона сечением границы плоскостью, перпендикулярной оси наклона, является ломаная линия [6].

Расчет различных возможных конфигураций образующихся структур позволяет найти как энтропию границы, так и ее энергетические параметры и средние размеры фасеток.

Литература

1 Кульков В.Г. Кинетика двумерного фасетирования межкристаллитных границ // Неорганические материалы.- 2005.- Т 41, № 11.- С. 1405-1408.

2 Кульков В.Г. Кинетика фасетирования несоразмерной межкристаллитной границы наклона // Неорганические материалы.- 2005.- Т 41, № 7.- С. 892-896.

3 Орлов А.Н., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. Границы зерен в металлах.- М.: Металлургия, 1980.- 154 с.

4 Радужкевич Л.В. Курс статистической физики. М.: Просвещение 1966.

5 Ноздрев В.Ф., Сенкевич А.А. Курс статистической физики. М.: Высш. школа, 1965.

6 Страумал Б.Б. Фазовые переходы на границах зерен. М.: Физматлит, 2004.