

### **СЕКЦИЯ 3. ЕСТЕСТВЕННЫЕ НАУКИ**

#### **СИММЕТРИЧНОЕ ТЕЧЕНИЕ ТЯЖЕЛОЙ ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ЩУЛЬМАНА В ЗАЗОРЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ ВАЛКОВ**

*С.О. Зубович,*

*Волжский политехнический институт (филиал)*

*Волгоградского государственного технического университета*

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  $\tau_0$ . Такие жидкости называются вязкопластическими. Рассмотрено движение в валковом зазоре вязкопластической среды Щульмана ( $\tau^n = \tau_0^n + (\eta\dot{\gamma})^n$ ), являющуюся 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.

#### **ОПИСАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО СИММЕТРИЧНОГО ТЕЧЕНИЯ АНОМАЛЬНО-ВЯЗКОЙ СРЕДЫ В ЗАЗОРЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ ВАЛКОВ**

*С.О. Зубович,*

*Волжский политехнический институт (филиал)*

*Волгоградского государственного технического университета*

При технологических расчетах течения вязких жидкостей в валковых машинах требуется учитывать множество факторов: физические свойства перерабатываемой

среды, геометрические размеры валков, скорость их вращения, величину зазора между ними и величину запаса материала на валках. Учет всех параметров неоправданно усложнит математическую модель, поэтому для расчета выбираются только наиболее значимые величины, т.е. в модель вносится допустимая погрешность.

Цель работы: Построение и анализ математической модели неизотермического симметричного течения маловязкой аномально-вязкой среды Оствальда де-Вилля в зазоре вращающихся валков с учетом массовых сил.

Необходимо отметить, что среды указанного типа достаточно распространены в природе и технике (например, растворы и расплавы полимеров, дисперсные текучие системы (суспензии, эмульсии, пасты и др.)). Под термином неизотермичности понимается неоднородное температурное поле в зоне деформации. Подобный случай имеет место, например, в момент запуска валковой машины постоянного действия или в течение каждого цикла работы валковой машины периодического действия, в которых каждый цикл начинается с загрузки материала в валки и заканчивается с окончанием обработки очередной порции материала.

Математическая модель построена на следующих допущениях. 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. Учтено изменение реологических свойств жидкости в зависимости от температуры с помощью закона Аррениуса. 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. Найдена скорость жидкости, распределение давления, расход, функция тока. Рассчитаны температурные поля и энергосиловые характеристики течения. Результаты вычислений энергосиловых параметров процесса вальцевания по неизотермической модели несколько ниже результатов вычислений таких же параметров по изотермической модели вальцевания. Ошибка составляет порядка 15%.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПЛОСКОЙ ФОЛЬГИ

*Канцедалов Д.А., Суркаев А.Л.,*

*Волжский политехнический институт (филиал)*

*Волгоградского государственного технического университета*

Высокоэнергетическое, импульсное, электрическое воздействие на металлический проводник – электрический взрыв проводников (ЭВП) представляет собой уникальное физическое явление [1,2], характеризующееся экстремальными состояниями вещества и скоротечностью процесса, в частности. Одним из явлений, возникающих при электрическом взрыве, является порождение страт – чередующихся слоёв с различным значением плотности вещества. На сегодняшний день не существует единой точки зрения, объясняющей данный феномен. В частности, возникновение страт для цилиндрических проводников можно рассматривать как результат развития магнито-гидродинамическую (МГД)-неустойчивостей с модой  $m = 0$ , являющейся аксиально - симметричным возмущением типа перетяжек, и с модой  $m = 1$ , соответствующей винтовому (изгибному) возмущению[3]. В условиях быстрого электрического взрыва  $j \geq 10^8 \text{ A/cm}^2$  рассматриваются перегревные магнито-гидродинамические неустойчивости [4]. В случае, когда удельное сопротивление вещества увеличивается с ростом температуры, развитие перегревных МГД-неустойчивостей приводит к возникновению страт. Возникновение МГД-неустойчивостей, приводящее к стратообразованию наблюдается, также, при электрическом взрыве фольг (ЭВФ) [1,5].

Целью данной работы является экспериментальное исследование возникновения МГД-неустойчивости при миллисекундном электрическом взрыве плоской фольги в воздухе, как одной из возможных причин стратообразования.

Ссылаясь на работу [6], рассмотрим металлический проводник, находящийся в жидком состоянии, прямоугольного сечения, по которому протекает ток вдоль оси z симметрии (рис.1). Геометрические параметры проводника  $2a \ll 2b \ll \ell$ .

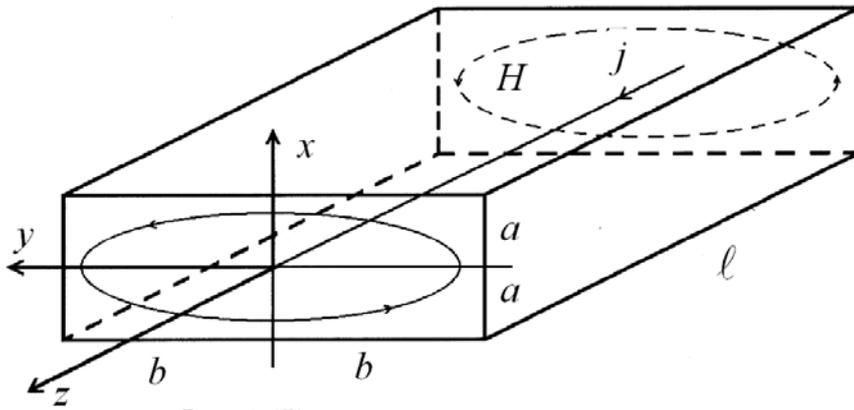


Рис. 1. Жидкометаллический проводник прямоугольной геометрии

Металлическая жидкость считается несжимаемой и ее электропроводность постоянна  $\sigma = const$ . Уравнения магнитной гидродинамики имеют вид:

$$\partial_t \vec{v} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{4\pi\rho} \left[ [\vec{\nabla}, \vec{H}] \vec{H} \right], \quad (1)$$

$$\partial_t \vec{H} + (\vec{v} \nabla) \vec{H} = (\vec{H} \nabla) \vec{v} + \nu_m \Delta \vec{H}, \quad (2)$$

$$(\nabla \vec{v}) = 0, \quad (\nabla \vec{H}) = 0, \quad (3)$$

где  $\vec{v} = \{v_x, v_y, v_z\}$  - скорость,  $\vec{H} = \{H_x, H_y, H_z\}$  - напряженность магнитного поля,  $P$  - давление,  $\rho$  - плотность,  $\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$  - магнитная вязкость,  $c$  - скорость света,  $\Delta$  - оператор Лапласа.

Система решалась методом малых возмущений – величины  $\vec{H}$  и  $P$  представляются в виде:  $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}$ ,  $P = P_0 + p$ , где  $\vec{H}_0$  и  $P_0$  - невозмущенные (соответствующие условию  $\vec{v} = 0$ ) распределения магнитного поля и давления в жидкометаллической среде,  $\vec{h}$  и  $p$  - их малые возмущения. Магнитное поле  $\vec{H}_0$  определяется законом Био-Савара-Лапласа:

$$\vec{H}_0(x, y) = \frac{2}{c} \int_S \frac{[\vec{j}, \vec{r}_\perp]}{r^2} dS, \quad (4)$$

где  $\vec{j} = \{0, 0, I/4ab\}$  - плотность однородно распределенного тока,  $\vec{r}_\perp$  - проекция радиус-вектора на поперечное сечение проводника (плоскость  $xy$ ),  $dS$  - элемент площади. Решение системы приводит к дисперсионному уравнению, определяющее связь между инкрементом неустойчивостью  $\delta$  и волновым числом  $k$ :

$$2k \operatorname{th}(k\alpha) \sum_{i=1}^2 A_i \operatorname{cth}(s_i\alpha) = 1 - \delta^2, \quad (5)$$

где  $s_{1,2} = \left( \delta/2 + k^2 \pm \sqrt{\delta^2/4 + k^2/\delta} \right)^{1/2}$ ,  $\alpha = \left[ (I^2 a^3) / (2\rho v_m^2 b^3 c^2) \right]^{1/4}$  - внешний управляющий параметр,  $A_1 = \frac{s_1(s_2^2 - k^2)}{(s_1^2 - k^2)(s_2^2 - s_1^2)}$  и  $A_2 = -\frac{s_2(s_1^2 - k^2)}{(s_2^2 - k^2)(s_2^2 - s_1^2)}$ .

Раскладывая в степенной ряд по  $k$  и соответственно по  $k^{-1}$ , получаем с точностью до членов более высокого порядка малости:

$$\delta = \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^4 k^2, \quad k \rightarrow 0, \quad \delta = \frac{I}{2k^{2/3}}, \quad k \rightarrow \infty, \quad \text{где мы полагали } \delta \geq 0, \text{ т.е.}$$

рассматривали неустойчивую ветвь дисперсионного уравнения. Из этих выражений видно, что инкремент неустойчивости  $\delta \rightarrow 0$  при  $k \rightarrow 0$  и  $k \rightarrow \infty$ , следовательно, зависимость  $\delta(k)$  немонотонна. При некотором конечном  $k$  инкремент неустойчивости достигает максимального значения  $\delta_{\max}$ , определяющегося внешним управляющим параметром  $\alpha$ . Определив точку пересечения асимптотик, можно оценить сверху

$\delta(\alpha)_{\max}$ . Инкременты неустойчивости совпадают при  $k = \frac{(\pi/\alpha)^{3/2}}{(2)^{3/8}}$ , тогда:

$$\delta(\alpha)_{\max} < \frac{\alpha}{2^{3/4} \pi}.$$

Экспериментальная установка является традиционной и представляет собой энергетический накопитель (рис.1) конденсаторного типа с соответствующей электродной системой, Накопитель установки набирался из конденсаторов марки КБГ-П-2 кВ в количестве 32 шт., соединенных между собой параллельно, емкостью  $C \approx 10 \text{ мкФ} \approx 10\%$ . Максимальная запасенная энергия в накопителе составляет  $W = 640 \text{ кДж}$ , общая электрическая емкость равна  $C = 320 \text{ мкФ}$ , индуктивность разрядного контура равна  $L = 78,5 \text{ мкГн}$  которая определялась экспериментально измерителем импеданса Е7-14, максимальное напряжение конденсаторов  $U_0 = 2 \text{ кВ}$ . Взрывающийся проводник располагалась между двумя полосками стекла на расстоянии  $h = l \div 4 \text{ мм}$ . Разрядный ток регистрировался поясом Роговского, напряжение – высокоомным делителем.

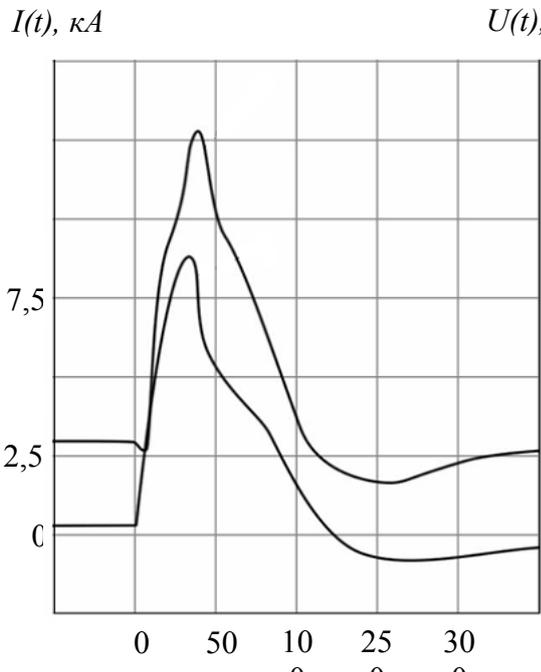
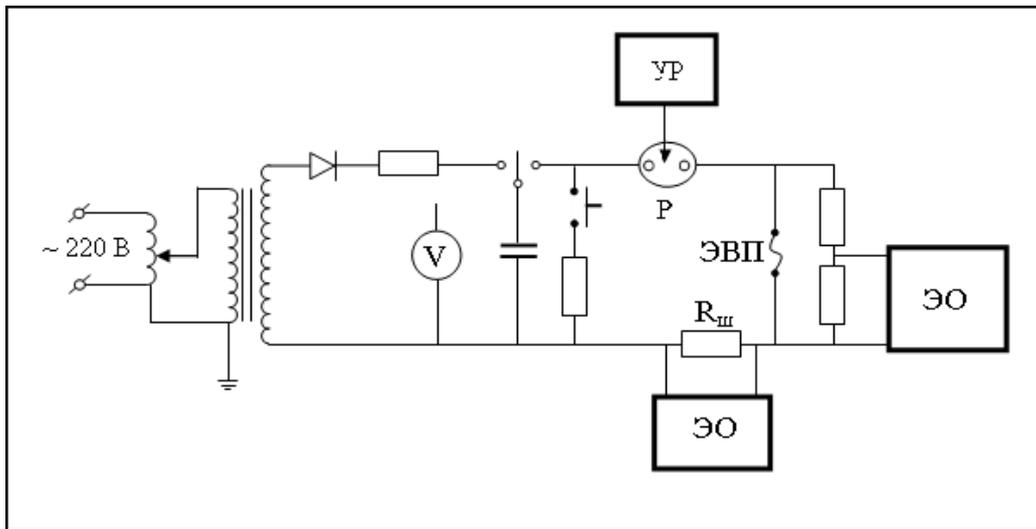


Рис. 2. Осциллограммы зависимости тока (1) и напряжения (2) от времени электрического взрыва алюминиевого (Al) проводника

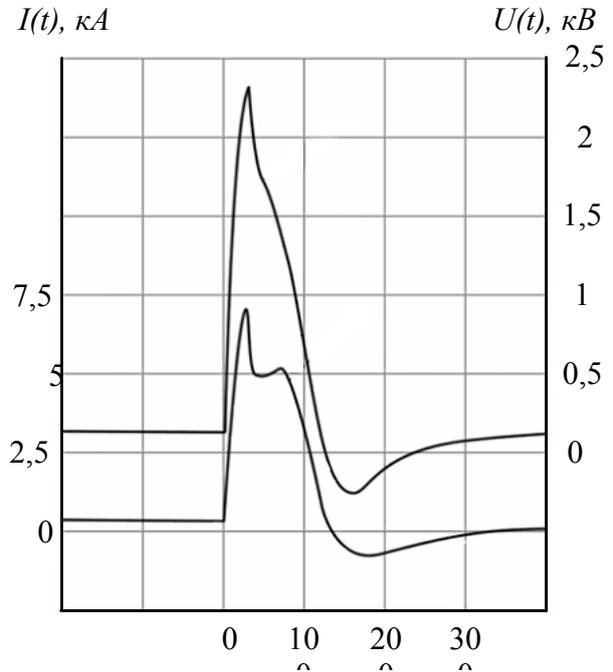


Рис. 3 Осциллограммы зависимости тока (1) и напряжения (2) от времени электрического взрыва медного (Cu) проводника

На осциллограммах представлены временные зависимости разрядного тока и напряжения при условии протекания электрического взрыва в согласованном режиме для медных и алюминиевых проводников согласно [2, 5]. Из представленных осциллограмм наблюдается полная реализация энергии взрыва в первой половине периода, а также наличие “паузы тока”.

Результатом экспериментов является получение образцов, где наблюдается поперечное чередование плотности вещества (на фото 3 показано белыми стрелками) электрического взрыва алюминиевой фольги.

Литература:

1. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. - М: Энергоиздат, 1990. - 217 с.
2. Кривицкий Е.В. Динамика электровзрыва в жидкости. - Киев: Наукова думка, 1986. – 205 с.
3. Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П. Магнитогидродинамические неустойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током // ЖЭТФ. 1975.Т. 69. № 6. С. 2007-2022.
4. Орешкин В.И. Перегревные неустойчивости при электрическом взрыве проводников. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 1. С. 76-81.
5. Белько В.О., Емельянов О.А. Исследование наносекундного электрического взрыва тонких алюминиевых пленок. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 18. С. 58-64.
6. Волков Н.Б., Зубарев Н.М., Зубарева О.В. Крупномасштабная магнитогидродинамическая неустойчивость поверхности проводящей жидкости // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 22. С. 38-44.

## **ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ИССЛЕДОВАНИЯ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПЛОСКОЙ КОЛЬЦЕВОЙ ФОЛЬГИ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ**

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

*Волжский политехнический институт (филиал)*

*Волгоградского государственного технического университета*

*\* Волгоградский государственный технический университет*

Различные технологические операции - штамповка, резка, деформирование трубных заготовок, развальцовка и запрессовка труб в трубные решетки и т.д., осуще-

ствляются посредством электрического разряда либо электрическим взрывом проводников [1, 2].

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

Блок-схема ИИС показана [4] на рис. 1. Высокое напряжение, вырабатываемое генератором импульсных токов конденсаторного типа (ГИТ), посредством блока управления (БУ) с коммутирующим устройством – разрядником (Р), подается на электродную систему. Кольцевая фольга (КФ) расположена на торце прочного диэлектрического цилиндра, соосно с которым установлены центральный стержневой (ЦЭ) и кольцевой (КЭ) электроды, обеспечивающие протекания тока по КФ в радиальном направлении. Электродная система с взрывающейся кольцевой фольгой (ЭВКФ) устанавливается на торце взрывной камеры (ВК). В качестве преобразователя импульсного тока (ПИТ) используется пояс Роговского. Преобразователем импульсного напряжения (ПИН) является высокоомный омический делитель. В качестве регистратора импульсного давления ударно-акустической волны использовался набор линейно расположенных пьезокерамических преобразователей давления марки (ЦТС-19), установленных на определенном фиксированном расстоянии от взрывающейся фольги (ПИД). Электрические сигналы, генерируемые преобразователями тока, напряжения и давления поступают в коллектор информационных каналов (КИК), и далее на устройство обработки данных (УОД), в состав которого входит запоминающий двухканальный цифровой осциллограф, связанный с персональным компьютером.

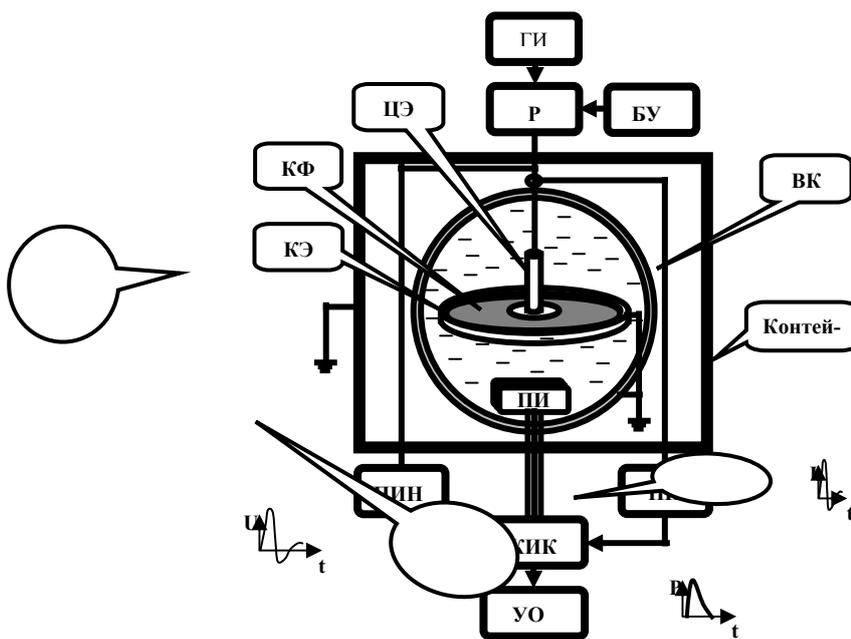


Рис. 1. Блок-схема ИИС для исследований ЭВКФ в конденсированных средах

ной камеры (ВК). В качестве преобразователя импульсного тока (ПИТ) используется пояс Роговского. Преобразователем импульсного напряжения (ПИН) является высокоомный омический делитель. В качестве регистратора импульсного давления ударно-акустической волны использовался набор линейно расположенных пьезокерамических преобразователей давления марки (ЦТС-19), установленных на определенном фиксированном расстоянии от взрывающейся фольги (ПИД). Электрические сигналы, генерируемые преобразователями тока, напряжения и давления поступают в коллектор информационных каналов (КИК), и далее на устройство обработки данных (УОД), в состав которого входит запоминающий двухканальный цифровой осциллограф, связанный с персональным компьютером.

Составной частью информационно-измерительной системы (ИИС) исследования импульса давления ударно-акустической волны, генерируемой электрическим взрывом

плоской кольцевой фольги, являются соответствующие регистрирующие элементы. В

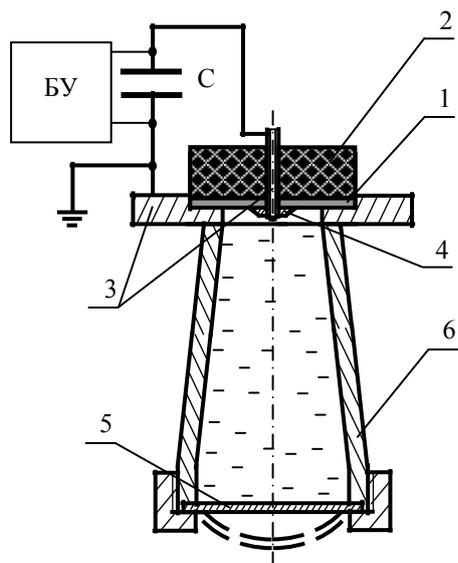


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.  
1 – плоская фольга; 2 – диэлектрический цилиндр;  
3 – электроды; 4 – конденсированная среда;  
5 – круглая пластина; 6 – конусная камера.

настоящей работе ими являются: пластинчатый датчик давления (Al) в виде круглой пластинки с жестким креплением по периферии, пьезокерамический преобразователь (ЦТС 19), тензометрическая среда для качественного исследования. Электродная система с кольцевой фольгой устанавливалась на торце взрывной камеры меньшего диаметра, выполненной в виде усеченного конуса. В качестве плоского механического датчика импульса давления волны использовалась в первом случае круглая металлическая пластинка (рис. 1) с жестко закрепленным краем, во втором случае пьезокерамический преобразователь, которые располагались на торце большего диаметра конусной камеры. Электрический сигнал с пьезопреобразователя регистрировался запоминающим осциллографом. Для определения энергетических характеристик разряда используется пояс Роговского и высокоомный делитель напряжения.

Для моделирования гидродинамического воздействия разработана установка (рис. 2), принцип действия которой основан на методе падающего груза. Данный метод позволяет осуществить тарировку пьезопреобразователя. Пьезокерамический преобразователь в виде таблетки устанавливается в боковой стенке придонной области цилиндрической емкости, заполненной водой, и последовательно включается в RC цепочку.

Результаты экспериментов

В результате электрического взрыва кольцевой фольги в конусной камере с конденсированной средой возникает ударно-акустическая волна, которая воздействует на круглую пластинку, вследствие чего возникает ее пластическая симметричная деформация (фото 1а). С другой стороны, для получения аналогично де-

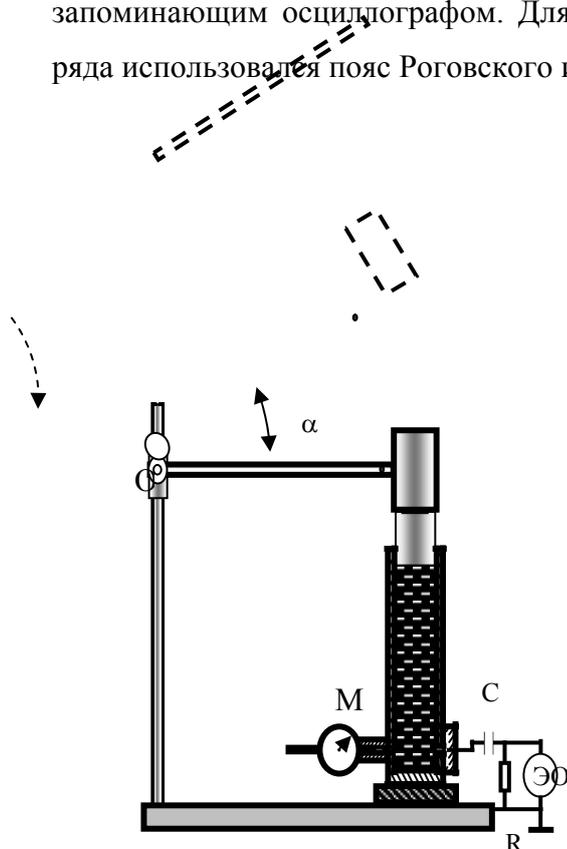


Рис. 2

симметричная деформация (фото 1а). С другой стороны, для получения аналогично де-

формированного образца использовался метод квазистатического нагружения. Круглая пластинка с жестко закрепленным краем подвергалась механическому воздействию с применением пресса. Полученные образцы деформированной пластины (фото 1б) строго идентичные деформированным пластинкам, полученных в результате электрического взрыва кольцевой фольги. Погрешность по идентичности геометрической форме и размерам не превышала 5%.

Используя результаты работы [3], определяем (рис.3) интеграл действия тока, который равен  $S=5.6 \cdot 10^3 \text{ A}^2 \cdot \text{с}$  и давление  $P(S) \approx 8 \cdot 10^6 \text{ Па}$ .



Фото 1. Деформированная пластинка механическим способом (а) и с применением электрического взрыва плоской фольги (б).

В результате исследований полученная зависимость давления от интеграла действия  $P(S)$  представлена при следующих начальных геометрических размерах взрывающейся фольги и конусной камеры:

$$r_1 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}; R_1 = 7.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}; R = 21 \cdot 10^{-3} \text{ м}; H = 200 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

В ходе проведения экспериментов были получены следующие результаты: давления при ЭВП  $P_{\text{макс}} = 0.5 \text{ МПа}$ , расчетное [4] -  $P_{\text{теор}} = \frac{16w_{\text{макс}}^{\text{тор}} E \delta_{\text{пл}}^3}{3r^4(1-\mu^2)} = 0.584 \cdot 10^6 \text{ Па}$ .  $P_{\text{макс}} \approx P_{\text{теор}}$ .

Расхождение в оценке импульса давления и теоретических расчетах с результатами эксперимента объясняется затуханием ударно-акустической волны с расстоянием  $H = 200 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ .

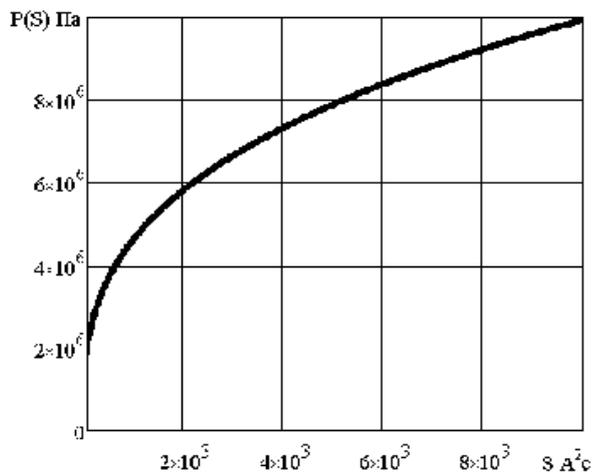


Рис. 3 Зависимость давления от интеграла действия

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК:

1. Малюшевский П.П. Основы разрядно-импульсной технологии. - Киев: Наукова думка, 1983. – 342 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. Суркаев А.Л., Муха Ю.П., Кумыш М.М. Оценка давления, создаваемого при электрическом взрыве кольцевой фольги в воде. // Письма в ЖТФ, 2010. Том 36, вып. 7. С. 7-12.
4. Прочность, устойчивость, колебания. Справочник. Т. 1/ Под ред. И. А. Биргера, Я. Г. Пановко –М.: Машиностроение, 1988. – 832 с.

### **ДВОЙНОЙ СТОХАСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Сухова Т.А.,

*Волжский политехнический институт (филиал)*

*Волгоградского государственного технического университета*

При взаимодействии слабого периодического сигнала и шума в нелинейных мультистабильных системах может иметь место так называемый стохастический резонанс (СР) [1]. Суть СР в том, что, например, коэффициент усиления сигнала с ростом интенсивности шума увеличивается, достигает максимума и затем падает. В [2,3] показано, что в сильных электрических полях неравновесный электронный газ в квазидвумерной полупроводниковой сверхрешетке представляет бистабильную систему, и, стало быть, в ней возможен эффект СР [3].

В докладе представлены результаты исследования СР в “обычных” проводниках с ОЦК решеткой с узкой зоной проводимости. В отличие от [3] в данном случае СР имеет существенную особенность: коэффициент усиления как функция уровня шумов может иметь два максимума (двойной СР).

Здесь параметром порядка является спонтанное поперечное (по отношению к протекающему в образце току) электрическое поле  $E_y$ , а управляющими параметрами

могут служить поля  $E_x$  и/или  $E_z$ , оси координат направлены вдоль главных осей кристалла. Закон дисперсии для электронов в ОЦК решетке берем в приближении сильной связи. Плотность тока ( $j$ ) находится стандартным образом с помощью решения уравнения Больцмана с интегралом столкновений в  $\tau$ -приближении ( $\tau = \text{const}$ ). Результат расчета можно представить с помощью синергетического потенциала  $\Phi(E_x^2, E_y^2, T) = \int j_y dE_y + \text{const}$ , ( $j_y = \partial\Phi/\partial E_y$ ).

В рассматриваемом случае

$$\Phi(\mathbf{E}) = \frac{\sigma_0 C(T) E_0^2}{8} \left[ \ln \left( \left( E_0^2 + E_x^2 + (E_y - E_z)^2 \right)^2 - 4E_x^2 (E_y - E_z)^2 \right) + \ln \left( \left( E_0^2 + E_x^2 + (E_y + E_z)^2 \right)^2 - 4E_x^2 (E_y + E_z)^2 \right) - 2 \ln(E_0^4) \right] + \text{const}, \quad (1)$$

здесь  $\sigma_0 = e^2 n \Delta d^2 \tau / \hbar^2$ ,  $E_0 = \hbar / ed\tau$ ,  $d$  - постоянная решетки,  $\tau$  - время релаксации электрона по импульсу,  $n$  - концентрация носителей, для невырожденного электронного газа  $C(T) \approx 1.025 (I(\Delta/2kT) / I_0(\Delta/2kT))^2$ ,  $I_n(z)$  - модифицированная функция Бесселя,  $T$  - температура образца,  $2\Delta$  - ширина зоны проводимости,  $k$  - постоянная Больцмана. Для разомкнутого вдоль ОУ образца ( $j_y = 0$ ) и при  $E_z = 0$  спонтанное поле  $E_{ys} = \pm \sqrt{E_x^2 - E_0^2}$ , ( $|E_x| > E_0$ ). Состояния системы с  $E_y = E_{ys}$  являются устойчивыми, и, таким образом, при  $|E_x| > E_0$  потенциал (1) становится двухъямным.

При учете флуктуаций тока ( $\delta j_y(t)$ ) условие разомкнутости по полному току есть

$$\frac{dE_y}{dt} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{\partial\Phi}{\partial E_y} - \frac{4\pi}{\varepsilon} \delta j_y(t), \quad (2)$$

здесь  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость. Токовая корреляционная функция для теплового (аддитивного и некоррелированного) шума [4] применительно к рассматриваемой ситуации имеет вид

$$\langle \delta j_y(t) \delta j_y(t') \rangle = (\sigma_0 C(T) E_0^2 / 8\alpha(T)) \delta(t - t'), \quad (3)$$

где  $\alpha(T) = \varepsilon V E_0^2 / 16\pi kT$ ,  $V$  - объем системы. Условие (2) есть не что иное как уравнение Ланжевена. Из соответствующего ему уравнения Фоккера – Планка [5] находим стационарную функцию распределения случайной величины  $E_y$ :  $\bar{f} = AW^{-\alpha}$ ,  $W = ((E_0^2 + E_x^2 + E_y^2)^2 - 4E_x^2 E_y^2) / E_0^4$ ,  $A$  - нормировочный множитель. Найденное с помощью  $\bar{f}$  среднее значение  $\overline{E_y^2}$  при  $E_x = 0$  переходит в формулу Найквиста [4] при  $\alpha \gg 1$ , что и предполагается в данной работе. Средняя частота перехода нашей бистабильной сис-

темы из одного устойчивого состояния в другое  $r_k$  [5] (частота Крамерса) здесь находится как

$$r_k^{-1}(E_x^2, T) = \frac{4\alpha(T)}{\sigma_0 C(T) E_0^2} \frac{\int_{-\sqrt{E_x^2 - E_0^2}}^{+\sqrt{E_x^2 - E_0^2}} \frac{dE_y}{\tilde{f}(E_x^2, E_y^2, \alpha(T))} \int_{-\infty}^{E_y} \tilde{f}(E_x^2, E_y^2, \alpha(T)) dE_y' . \quad (3)$$

Существенно, что в рассматриваемой ситуации функция  $r_k^{-1}$  от уровня шумов (температуры) немонотонна и имеет максимум при некотором значении  $T$  (см.рис.1). Эта немонотонность, обусловленная конечной шириной зоны проводимости, и приводит к двойному СР. Коэффициент усиления слабого периодического сигнала [1] в нашем случае равен

$$\eta(E_x, T) = 16\alpha^2(T) E_{ys}^4 / C^2(T) E_0^4 (1 + (\Omega^2 r_k^{-2})/4), \quad (5)$$

здесь  $\Omega$  - частота сигнала, подаваемого на образец вдоль ОУ. Рис 2 иллюстрирует обнаруженный нами двойной СР (при этом зависимость  $\eta = \eta(E_x)$  имеет только один максимум). Полученные результаты справедливы также и для простой кубической решетки, если оси ОХ и ОУ направлены под углом  $45^\circ$  по отношению к главным осям простой кубической решетки.

Отметим, что двойной СР в квазидвумерной сверхрешетке был изучен в [6], однако, там были рассмотрены иные условия.

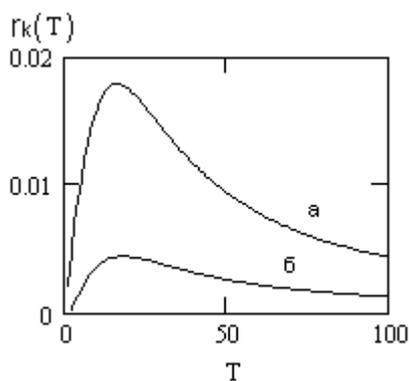


рис.1 Зависимость  $r_k = r_k(T)$   
для значений параметров:  
 $a - V = 10^{-13} \text{ см}^3$ ,  
 $\Delta = 10^{-2} \text{ эВ}$ ;  $b - V = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3$ ,  
 $\Delta = 10^{-2} \text{ эВ}$

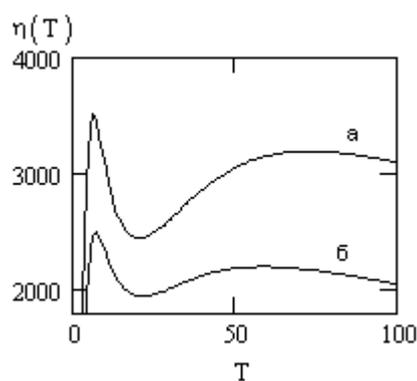


рис.2 Зависимость  $\eta = \eta(T)$   
для значений параметров:  
 $a - V = 10^{-13} \text{ см}^3$ ,  
 $\Delta = 10^{-2} \text{ эВ}, \Omega = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ;  
 $b - V = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3, \Delta = 10^{-2} \text{ эВ}$ ,  
 $\Omega = 10^{13} \text{ с}^{-1}$

#### Литература:

1. Анищенко В. С., Нейман А. Б., Мосс Ф., Шиманский – Гайер Л. //УФН. 1999. №1. 169. С. 7

2. Г.М. Шмелёв, Э.М. Эпштейн. // ФТТ, 34, 2565 (1992).
3. Г.М. Шмелев, Э.М. Эпштейн, И.А. Чайковский, А.С. Матвеев. // Изв. АН. сер. физическая, т. 67, №8, стр. 1110 (2003).
4. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. - М.: Наука, 1979. С. 517.
5. Н.Г. Ван Кампен. Стохастические процессы в физике и химии. – М.: Высшая школа. 1990. С. 224.
6. А.С. Матвеев, Г.М. Шмелев, Э.М. Эпштейн. Тезисы докл. IV международной научно-технической конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы физики», (2003) с.53