

## ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО УДАРА НА ГРАНИЦАХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕДАХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ТОКА

*Институт прикладной физики АН РМ,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, МД-2028, Республика Молдова*

### 1. Введение

Как известно, проводимость вещества обусловлена движением свободных зарядов под действием электрического поля. Связанные электрические заряды обычно входят в состав вещества, удерживаются в определенных пространственных положениях внутримолекулярными силами и не отделимы от вещества. Вызванное электрическим полем упорядоченное изменение относительного пространственного расположения связанных зарядов, определяет поляризацию вещества, зависящую от его напряженности и сил внутримолекулярного сцепления зарядов в среде [1]. Она характеризуется вектором поляризации, который пропорционален напряженности приложенного поля и диэлектрической восприимчивости вещества.

Говорить о поляризации в случае проводящих сред обычно не приходится. Однако учет сил трения движению зарядов в проводящих средах приводит к появлению динамической их поляризации, определяемой различием масс разноименно заряженных носителей заряда и коэффициентами поляризационного и физического трения. Кроме явления динамической поляризации в проводящей среде возникает силовое воздействие, определенное различием импульсов движения разноименно заряженных носителей тока. Особый интерес представляют эти вопросы в отношении гетерогенных сред, какими являются биологические структуры [2]. Силовое воздействие тока, отмеченное здесь, приводит к стиранию границ неоднородностей в биологических средах, что предопределяет разрушительный процесс плазмолиза сырья. Эффективность электроплазмолиза при обработке биологических сред животного и растительного происхождения зависит от параметров режима обработки, теоретическое обоснование которого состоит в определении причин возникновения силового воздействия.

В статье на основании простой модели проводящей среды, доступной для изучения основных характеристик силового воздействия и выявления причин его возникновения, проводится анализ различий для разных проводящих сред – разряженных ионизированных газов, полупроводников и в особенности проводников второго рода.

### 2. Время поляризационной релаксации при стабилизации тока в разряженных ионизированных газах

В разряженных газовых смесях свободному движению заряженных частиц препятствует поляризационное трение, возникающее в результате кулоновского взаимодействия заряженных частиц [3]. Так как разноименно заряженные частицы движутся в противоположных направлениях в электрическом поле, то силы поляризационного трения среды пропорциональны относительной скорости их движения. Предполагая, что основные, разноименно заряженные носители заряда имеют одно и то же абсолютное значение заряда, уравнения движения частиц имеют вид

$$\begin{cases} m_+ \frac{dv_+}{dt} = qE - \mu_+(v_+ + v_-), \\ m_- \frac{dv_-}{dt} = qE - \mu_-(v_+ + v_-), \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mu_+$  и  $\mu_-$  – коэффициенты поляризационного трения для разноименных носителей заряда (анионов и катионов);  $q$  – абсолютное значение заряда носителей;  $m_+$  и  $m_-$  – массы заряженных частиц. При решении системы (1) для проведения анализа выполним линейное преобразование системы, переходом к новым переменным:

$$\begin{aligned} v &= v_+ + v_-, \\ P &= m_- v_- - m_+ v_+, \end{aligned} \quad (2)$$

характеризующим относительную скорость движения частиц и их разность импульсов движения. Уравнения (1) в результате преобразования (2) принимают вид:

$$\begin{cases} m \frac{dv}{dt} = qE - \bar{\mu}v, \\ \frac{dP}{dt} = v(\mu_+ - \mu_-), \end{cases} \quad (3)$$

где введены обозначения:

$$m = \frac{m_+ m_-}{m_+ + m_-}, \quad \bar{\mu} = \frac{m_- \mu_+ + m_+ \mu_-}{m_+ + m_-}. \quad (4)$$

Эти величины имеют вполне осязаемый физический смысл:  $m$  – приведенная масса разноименно заряженных частиц,  $\bar{\mu}$  – усредненный коэффициент трения, определяемый как среднее взвешенное значение по массам противоположных частиц.

В результате интегрирования системы дифференциальных уравнений (3) получаем

$$\begin{aligned} v &= \frac{qE}{\bar{\mu}} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \\ P &= \frac{qE}{\bar{\mu}} (\mu_+ - \mu_-) \left[ t - \tau \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

В качестве начальных условий при  $t = 0$  выбрано  $v_+ = v_- = 0$ , где

$$v_+ = \frac{1}{M} (m_- v - P), \quad v_- = \frac{1}{M} (m_+ v + P), \quad M = m_+ + m_-. \quad (6)$$

В формулах (5) появился новый параметр  $\tau$ , имеющий размерность времени и равный

$$\tau = \frac{m}{\bar{\mu}} = \frac{m_+ m_-}{m_- \mu_+ + m_+ \mu_-}. \quad (7)$$

Эта характеристика системы носителей заряда имеет смысл времени поляризационной релаксации при стабилизации тока в разряженных ионизированных газах. Учитывая, что коэффициенты трения обычно пропорциональны отношению масс движущихся частиц к времени релаксации,

( $\mu_+ = \frac{m_+}{\tau_+}$  и  $\mu_- = \frac{m_-}{\tau_-}$ ), получим

$$\tau = \frac{\tau_+ \tau_-}{\tau_+ + \tau_-}. \quad (8)$$

Таким образом, характеристикой поляризационной релаксации системы носителей одинакового заряда по абсолютной величине  $q$  для разряженных газов является приведенное время времен релаксации разноименных заряженных частиц. При значительном различии времен релаксации разноименных зарядов характеристика релаксации системы заряженных частиц принимает значение минимального времени релаксации частиц, в частности, вне зависимости от их масс.

### 3. Удельная электропроводность и поляризационное взаимодействие при стабилизации тока в разряженных ионизированных газах

Электропроводность  $\sigma$  является основной характеристикой динамического процесса переноса носителей заряда в электрическом поле. При напряженности  $E$  каждый носитель заряда приобретает

ускорение  $a = \frac{qE}{m}$ .

Удельная электропроводность разряженного ионизированного газа, с учетом условия электрической нейтральности системы зарядов, имеет вид:

$$\sigma = nq(u_+ + u_-), \quad (9)$$

где  $n$  – число ионизированных пар разноименно заряженных частиц в единице объема,  $q$  – элементарный заряд заряженной частицы. Согласно формулам (6) для удельной электропроводности получим выражение

$$\sigma = nq \frac{v}{E}. \quad (10)$$

Таким образом, значение коэффициента удельной электропроводности системы одинаково заряженных частиц в разряженных ионизированных газах определяется относительной скоростью движения разноименно заряженных частиц. Однако основной характеристикой относительной скорости является время поляризационной релаксации. Согласно первому уравнению (5) при  $t < \tau$  для удельной электропроводности имеем выражение

$$\sigma \approx \frac{nq^2 t}{m}, \quad (11)$$

которое за время  $\tau$  стабилизируется и становится равным

$$\sigma = \frac{nq^2 \tau}{m}. \quad (12)$$

Таким образом, удельная электропроводность в разряженных ионизированных газах зависит от характеристик системы элементарных носителей тока, приведенного времени поляризационной релаксации и приведенной массы частиц. Любопытно то обстоятельство, что пока происходит стабилизация удельной электропроводности среды, значение разности импульсов частиц приближенно равно нулю. Однако после стабилизации удельной электропроводности разность импульсов частиц становится отличной от нуля:

$$P \approx \frac{qE}{m} \tau (\mu_+ - \mu_-) (t - \tau), \quad (13)$$

что создает в разряженных газах силовое напряжение, равное

$$F = \frac{dP}{dt} = \frac{qE}{m} \tau (\mu_+ - \mu_-). \quad (14)$$

Заметим, что силовое напряжение  $F$  возникает благодаря отличию коэффициентов поляризационного трения (кулоновского взаимодействия движущихся заряженных частиц) и фактически это силовое напряжение в среде разряженного ионизированного газа тем больше, чем значительнее разность  $(\mu_+ - \mu_-)$ .

Силовое напряжение, влияющее на разность импульсов разноименно заряженных частиц, отражается на скорости их движения. В результате возникает новое характерное время, при котором положительно заряженные частицы меняют направление скорости движения. Это критическое значение времени движения положительно заряженных частиц при  $(v_+ = 0)$  равно:

$$t_c = \tau + \frac{1}{\mu_+ - \mu_-}, \quad \text{при } \mu_+ \neq \mu_-. \quad (15)$$

В случае  $\mu_+ = \mu_-$  критическое значение для времени изменения направления движения частиц не возникает. Ввиду того, что частицы отрицательного заряда встречают меньшее поляризационное сопротивление движению в непосредственной близости к катоду, образовывается пространственная область, обедненная отрицательным зарядом. В результате движущиеся в сторону катода положительные заряды, приближаясь к этой области с избытком положительного заряда, за счет кулоновского отталкивания тормозят свое движение вплоть до изменения его направления. Поэтому, если расстояние между электродами  $L$  удовлетворяет неравенству

$$L > \int_0^{t_c} v_+ dt, \quad (16)$$

то вблизи катода возникает критическая область, обедненная отрицательным зарядом. Естественно, при  $\mu_- > \mu_+$  аналогичное явление будет иметь место в отношении движения отрицательных зарядов, а вблизи анода возникает область, обедненная положительным зарядом.

#### 4. Стабилизация тока в проводящих системах при наличии диффузионного сопротивления среды

Дифференциальные уравнения движения заряженных частиц при наличии диффузионного сопротивления их движению отличаются от системы (1) наличием дополнительных членов, учитывающих трение в неподвижной среде:

$$\begin{cases} m_+ \frac{dv_+}{dt} = qE - \mu_+(v_+ + v_-) - \frac{m_+}{\tau_c} v_+, \\ m_- \frac{dv_-}{dt} = qE - \mu_-(v_+ + v_-) - \frac{m_-}{\tau_c} v_-, \end{cases} \quad (17)$$

где  $\tau_c$  – время диффузионной релаксации системы зарядов. В целях упрощения расчетов принято, что время диффузионной релаксации для разноименно заряженных частиц одинаково и равно  $\tau_c$ .

Фактически это дополнение к уравнениям (1) позволяет изучить поведение тока и явление возникновения силового воздействия при его прохождении в средах типа полупроводников, электролитов и других проводников второго рода. Особенно интересно поведение этих основных характеристик в гетерогенных системах, какими являются биологические среды в связи с процессом плазмолиза и его применением в пищевой перерабатывающей промышленности.

Полностью сохраняя систему аналитических расчетов для разряженных ионизированных газов, проведем аналогичное исследование основных характеристик и решение системы дифференциальных уравнений (17). Для наглядности анализа приведем преобразованную систему уравнений (3) в новых переменных  $v$  и  $P$ , соответствующих системе (17):

$$\begin{cases} m \frac{dv}{dt} = qE - \bar{\mu}v - \frac{m}{\tau_c} v, \\ \frac{dP}{dt} = (\mu_+ - \mu_-)v - \frac{P}{\tau_c}. \end{cases} \quad (18)$$

Здесь сохранены все предшествующие обозначения. Анализ уравнений показывает, что диффузионная релаксация характерна как для относительной скорости движения разноименно заряженных частиц, так и для их разности импульсов.

Уравнения (18) путем преобразования разности импульсов  $P$  к новой переменной  $u$  принимают вид:

$$\begin{cases} \frac{dv}{dt} = \frac{qE}{m} - \frac{v}{\bar{\tau}}, \\ \frac{du}{dt} = (\mu_+ - \mu_-)ve^{\frac{t}{\tau_c}}, \end{cases} \quad (19)$$

где введено обозначение приведенного времени релаксации  $\bar{\tau}$ :

$$\frac{1}{\bar{\tau}} = \frac{1}{\tau_+} + \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_c}. \quad (20)$$

Новая переменная  $u$  связана с разностью импульсов  $P$  соотношением:

$$P = ue^{-\frac{t}{\tau_c}}. \quad (21)$$

В результате интегрирования (19) получаем

$$v = \frac{qE}{m} \bar{\tau} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\bar{\tau}}} \right),$$

$$P = (\mu_+ - \mu_-) \frac{qE}{m} \bar{\tau} \left[ \tau_c \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}} \right) - \tau e^{-\frac{t}{\tau}} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \right]. \quad (22)$$

Для перехода к случаю разряженного ионизированного газа необходимо устремить  $\tau_c$  к бесконечности. Следовательно, силовому влиянию поляризационного сопротивления среды движению заряженных частиц соответствуют малые значения времени диффузионной релаксации системы заряженных частиц, притом относительная скорость движения пар заряженных частиц стабилизируется.

$$v \approx \frac{qE}{m} \tau. \quad (23)$$

где роль времени релаксации играет поляризационное время  $\tau$ .

В этом пределе изменение разности импульсов разноименно заряженных частиц во времени определяется в основном первым членом в выражении для  $P$  из (22), а значение  $P$  определяется соотношением (17).

### 5. Внутреннее трение, обуславливающее электроплазмолиз биологических сред [4]

В проводниках второго рода коэффициенты трения  $\mu_+$  и  $\mu_-$  разноименно заряженных носителей всегда различны по величине из-за различий их размеров и масс. В таком случае, согласно (13), можно отметить наличие установившейся разности импульсов зарядов.

Следовательно, установившееся силовое воздействие, пропорциональное разности коэффициентов  $(\mu_+ - \mu_-)$ , будет создавать импульсный скачок на границе перехода в среду с другими значениями этой разности. Естественно, для разряженных ионизированных газов такого рода скачок не является характерным ввиду полной однородности среды.

Явления, присущие внутреннему трению в электролитах, хорошо изучены и определяют особенности распределения зарядов в приэлектродных областях. Особый интерес представляют эти явления в гетерогенных средах, какими являются биологические клеточные структуры. Клеточное строение биологических тканей, содержащее многочисленные мембраны, разделяющие различные среды с точки зрения электрических характеристик, является основной особенностью этих структур. Гидродинамический удар, возникающий на границах раздела гетерогенных структур биологического происхождения, приводит к разрушению и частичному стиранию неоднородностей. Степень разрушения клеточного строения биологических сред определяет уровень плазмолиза среды. Способность электрического тока к разрушению клеточного строения путем стирания границ неоднородностей определяет и характеризует электроплазмолиз среды. Заметим, что вне зависимости от способности ионов обоих знаков переносить заряд, возникновение силового напряжения в среде, определяемое формулой (14) в условиях стабилизации тока, является обязательным.

Таким образом, электрогидродинамический удар на границах раздела гетерогенных сред является обязательным последствием прохождения тока, приводящим к электроплазмолизу.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. М., 1972.
2. Лайтфут Э. Явление переноса в живых системах. М., 1977.
3. Болога М.К., Гроссу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев, 1977.
4. Ботошан Н.И., Берзой С.Е., Папченко А.Я. Явление диэлектрической токоустойчивости биологической среды при электроплазмолизе // Электронная обработка материалов. 1994. № 6. С. 47–51.

Поступила 09.10.2001

### Summary

The problem of electrohydrodynamic shock occurrence on the boundaries of inheterogeneities in heterogenous media and the possibility of plasmolysis of biological raw material by means of deleting of the inheterogeneities at the cell structure level due to electrical processing is investigated. It is shown that the force action reveals by dynamic friction of charge carriers and dynamic polarization of conducting media.