

Ф. И. Кукоз, С. В. Кирсанов, В. В. Глебов

О ВОЗМОЖНОСТИ УСИЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ТОКА В ФОТОАКТИВНОМ ЭЛЕКТРОДЕ-ИНСТРУМЕНТЕ

**Южно-Российский Государственный технический университет (НПИ),*

ул. Просвещения, 147, г. Новочеркасск, 346500, Ростовская область, Россия

***Южно-Российский Государственный технический университет экономики и сервиса,*

ул. Шевченко, 147, г. Шахты, 346500, Ростовская область, Россия

На Третьей международной конференции "Новые пути фотоэлектрохимии" (Аспен Лодж, США, 11–14 мая 1997 г.) было отмечено, что фотоэлектрохимия полупроводников является одним из перспективных направлений электрохимии. Были созданы практически работающие устройства [1]. В частности, для решения задач электрохимической размерной обработки (ЭХРО) находят применение фотографические устройства с полупроводниковым светочувствительным слоем и электрохимической системой регистрации [2, 3]. Однако используемые для этой цели монокристаллические кремниевые ЭИ наряду с несомненными достоинствами обладают принципиальным недостатком, связанным с низкой величиной фототока. При освещенности $P = 0,14 \text{ Вт/см}^2$, соответствующей прямой солнечной освещенности Земли, технологическая плотность тока при ЭХРО не превышает 20 мА/см^2 .

Для увеличения фоточувствительности необходимо использовать полупроводники с внутренним усилением фототока.

Анализ конструктивно-технологических и эксплуатационных показателей различных оптоэлектронных устройств, фотоэлектрических преобразователей и детекторов [4, 5] показывает, что широкое распространение получили фотоприемники на основе пленок полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$, которые имеют высокий коэффициент внутреннего усиления фототока и являются наиболее перспективным и универсальным материалом для оптоэлектронных преобразователей.

Для целей настоящей работы были изготовлены слоистые оптоэлектронные устройства, в которых на промышленные стеклянные пластины с прозрачным проводящим электродом из диоксида олова (размер пластины $20 \times 30 \text{ мм}$ с поверхностным сопротивлением 450 Ом/м^2 и коэффициентом оптического пропускания в интервале длин волн $400\text{--}750 \text{ нм}$ – 90%), методом термодеструкции хелатных металлоорганических соединений [6] наносилась пленка сульфида кадмия. После осаждения пленка подвергалась активирующему отжигу в шихте $\text{CdS}:\text{CuSO}_4:\text{CdCl}_2$ с массовыми долями ионов меди $0,003$ и ионов хлора $0,018$ при температуре 450°C в течение 1 часа. При формировании слоя CdS оставляли небольшую защищенную площадку для токоподвода.

Схема электрохимической ячейки для изучения технологических параметров фотоактивного ЭИ на основе структуры CdS/SnO_2 представлена на рис. 1. Основные электрохимические параметры процесса и схема проведения эксперимента были такие же, как и для монокристаллического кремния [2, 3]. Отличие состояло в том, что максимальная освещенность нерабочей поверхности ЭИ была в несколько раз меньше и не превышала $P=0,02 \text{ Вт/см}^2$. Это было вызвано необходимостью уменьшения нагревания фоточувствительного слоя вследствие неэффективного фотопоглощения. Для кремниевых ЭИ прозрачная пленка из меди выполняла также функции теплоотвода. В рассматриваемом случае (рис. 1) фотопоглощающая поверхность сульфида кадмия граничит с диоксидом олова, кото-

рый, в свою очередь, граничит со стеклянной пластиной. Все эти материалы имеют очень низкую теплопроводность, что приводит к внутриобъемному нагреванию этой слоистой структуры.

Со стороны рабочей поверхности ЭИ теплоотвод осуществляется протекающим электролитом. По этой причине, несмотря на низкую плотность тока (менее 1 А/см^2), его скорость составляла $5\text{--}10 \text{ м/с}$. Для неглубокого маркирования ($1\text{--}2 \text{ мкм}$), при малой длительности процесса обработки (менее 1 с), величина технологического тока при соответствующей освещенности может быть существенно увеличена (до 50 А/см^2 и более) [7], что позволяет использовать такие ЭИ для обработки больших поверхностей [8].

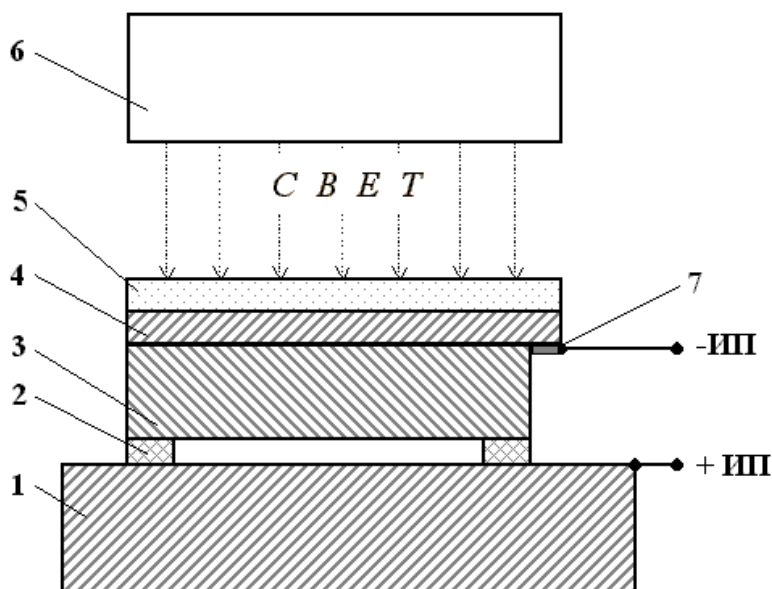


Рис. 1. Схема электрохимической ячейки с фотоактивным ЭИ на основе структуры CdS/SnO_2 :
 1 – обрабатываемая деталь; 2 – диэлектрическая прокладка; 3 – слой CdS ; 4 – слой SnO_2 ;
 5 – стеклянная пластина; 6 – блок формирования светового потока; 7 – токоподвод.

Проведенные эксперименты показали, что фоточувствительность по сравнению с кремниевыми ЭИ увеличилась в $10^2\text{--}10^3$ раз, разрешающая способность осталась прежней, но имела неравномерность по поверхности обрабатываемой пластины. Вероятно, это можно объяснить большим значением поверхностного сопротивления токоподводящей пленки, а также ее неоднородностью и плохими условиями для теплоотвода.

Разработанный ЭИ может быть использован для маркирования деталей, изготовления фирменных табличек, товарных знаков, плоских фигурных деталей, плат печатного монтажа, декоративной и другой продукции, где требуется неглубокая рельефная обработка токопроводящей поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Плесков Ю.В. Третья международная конференция "Новые пути фотоэлектрохимии". (Аспен Лодж, США, 11–14 мая 1997 г.) // Электрохимия. 1997. Т.33. С. 1391–1392.
2. Кукоз Ф.И., Глебов В.В., Кирсанов С.В., Коноваленко В.В. Метод получения фотографического изображения с использованием полупроводникового электрода // Там же. 1996. Т. 32. С. 1144–1145.
3. Кукоз Ф.И., Глебов В.В., Кирсанов С.В., Коноваленко В.В. Способ электрохимического маркирования // Электронная обработка материалов. 1995. № 5–6. С. 102–103.
4. Грищенко М.А. Фотоприемные устройства и ПЗС. Обнаружение слабых оптических сигналов. М., 1992.
5. Physical Electrochemistry Principles, Methods, and Applications / Ed. by Rubinstein I. N.Y., Marcel Dekker, 1995.
6. Марченко А.Н., Свечников С.В., Смовж А.К. Полупроводниковые сенсорные потенциометрические элементы. М., 1988.
7. А.с. 1454594 СССР. МКИ 3 В 23Н 9/06. Устройство для электрохимического маркирования /

Н. Б. Балашев и др. Оpubл. в БИ. 1989. № 4.

8. Глебов В.В. О возможности стабилизации скорости анодного съема металла вдоль длины гидродинамического тракта // Тез. докл. Всероссийской научно-техн. конф. "Методы и средства измерений физических величин". В 10 частях: Часть 2. Нижний Новгород, 1998.

Поступила 03.03.2000

Summary

The technology of making and designing the photo-active electrode-instrument, based on SnO₂/CdS structure, is studied. The density of technological current is substantially higher than in silicic electrode-instruments.

В.Б. Тарельник

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ПОВЫШЕНИЯ КАЧЕСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ИМПУЛЬСНЫХ ТОРЦЕВЫХ УПЛОТНЕНИЙ, РАБОТАЮЩИХ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ, МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОЭРОЗИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ

*Дочернее научно-производственное предприятие «Никмас-Ротор»,
пр. Курский, 6, г. Сумы, 244609, Украина*

Введение

В высокооборотных насосах и компрессорах большого давления широкое применение нашли торцевые уплотнения бесконтактного типа [1]. Наличие в торцовой паре гарантированного зазора величиной 0,003–0,004 мм приводит к тому, что уплотняющие поверхности колец почти не изнашиваются и уплотнения могут работать практически неограниченно долго.

Несмотря на отсутствие контакта торцов во время работы, уплотнительные кольца целиком изготавливаются из износостойких материалов, таких как карбид вольфрама (WC), карбид кремния (SiC), различные виды графитов. Стоимость колец из этих материалов достигает сотен и тысяч долларов США, что обуславливает высокую стоимость уплотнительных узлов в целом.

При нормальной работе уплотнения торцевые поверхности колец контактируют очень непродолжительное время, только в моменты пуска и остановки машины. Поэтому, по нашему мнению, нет необходимости изготавливать кольца полностью из дефицитных дорогостоящих материалов, достаточно только обеспечить износостойкость рабочих поверхностей путем нанесения на них износостойких покрытий.

Особенности работы импульсных торцевых уплотнений

Характерной особенностью импульсного уплотнения является то, что микрозазоры в паре трения достигаются за счет микрогеометрии торцовых поясков, то есть размеры камер и питающих каналов исчисляются в миллиметрах и во много раз превосходят размеры зазора. При этом изменение размеров камер и питающих каналов в результате эрозионного или абразивного износа не оказывает существенного влияния на величину зазора и, следовательно, утечки. В связи с этим уплотнения импульсного типа имеют следующие достоинства: простоту в изготовлении, монтаже и эксплуатации; низкую чувствительность к погрешностям изготовления колец торцовой пары; широкий диапазон уплотняемых давлений и скоростей вращения ротора; работоспособность даже при наличии некоторого износа торцовой пары и др.

Импульсные уплотнения на жидкостной смазке исследованы в широком диапазоне параметров режима: уплотняемый перепад давлений до 16,0 МПа, скорость скольжения до 100 м/с. Благодаря своим высоким эксплуатационным качествам, они успешно работают в высокооборотных питательных насосах атомных и тепловых электростанций. В среднем их наработка между плановыми ремонтами насосов составляет не менее 8000 ч, при этом степень износа при пути 10^6 км остается в пределах 1–2 мкм, что для узлов трения характеризуется как нулевой износ. При типичных условиях работы (давление 2,0–4,0 МПа, окружная скорость 40–60 м/с) уровень утечки составляет всего 1–2 л /ч [2].

До последнего времени считалось, что импульсные уплотнения работоспособны только в жидких средах. Однако проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что эти уплотнения работоспособны и в жидкостях, и в газах. Были выполнены уникальные исследования импульсных уплотнений при сверхвысоких режимных параметрах $p \nu > 400$ МПа · м/с в криогенной жидкости (жидкий азот, $t = -195$ °С), которые показали, что такое уплотнение мало чувствительно к теплофизическим свойствам и температуре рабочей среды [3]. Все это позволяет сделать вывод об универсальности импульсных уплотнений и большой практической ценности.

Традиционно кольца импульсных торцевых уплотнений изготавливались из силицированных графитов, что накладывало определенные ограничения на область применения уплотнения, скорость скольжения и величину уплотняемого давления. Эти материалы довольно дороги и имеют низкую ударную прочность, подвержены растрескиванию под действием силовых и тепловых нагрузок.

Расширение области применения импульсных уплотнений в сторону повышения режимных параметров потребовало использования новых материалов в паре трения. Применение композиционных материалов типа «основа – покрытие», сочетающих защитные свойства покрытий с механической прочностью основы, является перспективным путем повышения износостойкости колец импульсных торцевых уплотнений.

Электроэрозионное легирование (ЭЭЛ) колец импульсных торцевых уплотнений

С целью отработки технологии нанесения и химического состава покрытий уплотнительных колец были выполнены обширные экспериментальные исследования по послойному легированию сталей и сплавов различного состава электродами из тугоплавких металлов и их карбидов, а также электродами из легкоплавких металлов [4].

Было установлено, что при нанесении первоначально в качестве технологического покрытия одного из легкоплавких металлов (In, Sn, Cd, Pb) с последующим нанесением основного покрытия из износостойкого тугоплавкого металла наблюдается резкое снижение шероховатости поверхности до $Ra = 0,54-0,91$ мкм. Одновременно повышается износостойкость. Однако опыт показал, что несмотря на повышение износостойкости микротвердость таких покрытий недостаточно высока, поэтому был предложен новый способ ЭЭЛ, целью которого являлось повышение микротвердости, износостойкости и шероховатости поверхности упрочняемых деталей. Поставленная цель достигается тем, что сначала наносят слой покрытия антифрикционным металлом медью, а затем слой из износостойкого высокотвердого металла или его карбида, выбираемого из группы Ti, V, W.

Металлографические исследования ЭЭЛ слоев покрытий по предлагаемому способу показывают, что их микротвердость находится на сравнительно высоком уровне (8400–12300) МПа. Причем сверху покрытия находится пленка толщиной 1–3 мкм. Все покрытия, сформированные предлагаемым способом, имеют характерный желтый цвет. Наличие меди как на поверхности, так и по всей толщине покрытия подтверждается рентгеноструктурным анализом [5].

Недостатком таких покрытий является малая толщина (15–25 мкм) и отсутствие 100% сплошности.

С целью расширения области применения, а также улучшения качественных характеристик формируемых поверхностных слоев нами были предложены квазимногослойные комбинированные покрытия (КЭП), формируемые в последовательности ВК8 → C_u → ВК8.

Наиболее предпочтительным является КЭП, у которого первый и последний слои из твердого сплава ВК8 наносились при токе короткого замыкания $J_{кз} = 2,0-2,2$ А; напряжении холостого хода $U_{xx} = 68,7$ В; емкости накопительного конденсатора $C = 300$ мкФ, а промежуточный – из меди при ($J_{кз} = 1,6-2,0$ А; $U_{xx} = 56,1$ В; $C = 300$ мкФ). В этом случае толщина упрочненного слоя увеличивается до 30–40 мкм, микротвердость находится на уровне 8740 МПа, а сплошность составляет 100%.

Результаты исследования износостойкости покрытий, состоящих из твердого сплава ВК8 и меди, свидетельствуют о том, что в паре трения может образовываться сервовитная пленка (СП), снижающая коэффициент трения в несколько раз. В данном случае, когда сформированный на основе ЭЭЛ поверхностный слой представляет собой пористый материал, пропитанный медью, при определенных условиях может устанавливаться режим избирательного переноса [6].

КЭП на образцах из никелевого сплава ХН58МБЮД, применяемого для работы в криогенных средах, сформированные в последовательности C_u → ВК8 и ВК8 → C_u → ВК8, не обеспечивают желаемой микротвердости в поверхностном слое.

В данном случае положительные результаты, при упрочнении никелевого сплава ХН58МБЮД, обеспечивают КЭП, созданные по схеме ВК8 → ВК8 → Cu и ВК8 → ВК8 → Ni.

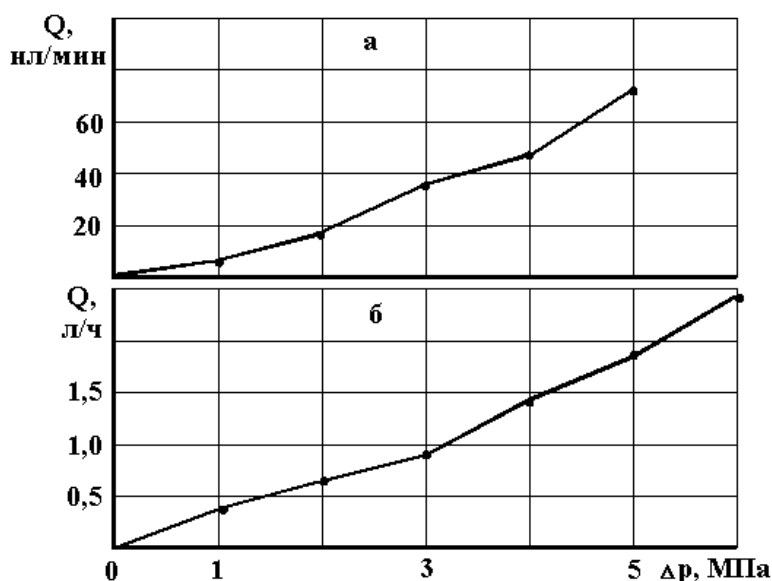
С целью получения более плотных и менее шероховатых покрытий процесс поверхностного легирования твердым сплавом ВК8 проводили в два этапа [7]. Сначала осуществляли более жесткий режим ($J_{кз} = 2,0-2,2$ А; $U_{xx} = 68,7$ В; $C = 300$ мкФ), что позволило внедрить в обрабатываемую поверхность большое количество упрочняющего материала. Однако шероховатость упрочняемой поверхности в этом случае была неприемлемо высокой: $Ra = 4,8$ мкм. На втором этапе применяли мягкий режим ($J_{кз} = 0,5-0,6$ А; $U_{xx} = 56,1$ В; $C = 20$ мкФ), при котором сглаживались наиболее выступающие вершины нанесенного на первом этапе покрытия и увеличилась его сплошность. Шероховатость «выглаженной» поверхности $Ra = 1,6$ мкм. Третий слой – из меди или никеля наносился на том же режиме, что и предыдущий ($J_{кз} = 0,5-0,6$ А; $U_{xx} = 56,1$ В; $C = 20$ мкФ). Шероховатость в этом случае еще более снижалась ($Ra = 0,8-1,0$ мкм), а микротвердость находилась на достаточно высоком уровне ($H_{\mu} = 9270$ и 9850 МПа соответственно).

В результате проведенных исследовательских работ, направленных на изучение влияния ионного азотирования (ИА) на ЭЭЛ поверхностные слои, состоящие как из однослойных, так и КЭП, было установлено, что толщину активных ЭЭЛ слоев можно увеличить последующим или предыдущим ИА. Например, предыдущее или последующее ИА КЭП, сформированных на подложках из стали 40Х состава ВК8 → Cu → ВК8, позволяет формировать покрытия, имеющие низкую шероховатость ($Ra = 0,6$ мм), 100% сплошность, значительную глубину сформированного слоя (до 130 мкм) и микротвердость, плавно снижающуюся по мере углубления и достигающую на поверхности 9500 МПа [8].

Исследование эксплуатационных характеристик импульсных торцевых уплотнений с КЭП

Экспериментальные исследования импульсных торцевых уплотнений с кольцами, упрочненными методами ЭЭЛ, выполнялись на экспериментальном стенде, созданном в лаборатории герметичности и виброненадежности центробежных машин Сумского государственного университета (СумГУ). В ходе экспериментальных исследований производились измерения статических и расходных характеристик импульсных торцевых уплотнений при работе на воде и воздухе. После завершения эксперимента визуально оценивалось состояние трущихся поверхностей колец. При отсутствии видимых следов износа трущихся поясков состояние пары трения оценивалось как удовлетворительное.

Расходные характеристики импульсного уплотнения показаны на рисунке. Стабильность характеристик свидетельствует о надежном бесконтактном режиме работы пары при вращении ротора.



Расходные характеристики импульсного торцевого уплотнения при $n = 5000$ об/мин: а – на воздухе; б – в воде.

Так как наибольший износ колец импульсного уплотнения происходит при пуске и остановке машины, особое внимание уделялось испытанию на пусковых режимах. При пусковом перепаде давления 0,5 МПа 20 пусковых циклов и остановок уплотнения на воздухе показали, что следов разрушения покрытия не наблюдается. Принимая во внимание то обстоятельство, что в моменты пуска, до образования газовой пленки, торцовая пара работает в режиме сухого трения, можно заключить, что комбинированное покрытие обеспечивает требуемую износостойкость уплотняющих поверхностей колец импульсного уплотнения.

Проведенный отделом автоматики и уплотнений анализ научно-технической литературы и патентов показал, что НПО «Энергомаш» является инициатором разработки торцевого уплотнения импульсного типа для герметизации насосов, работающих на криогенных продуктах [3]. В 1988 г. НПО «Энергомаш» и СумГУ развернули совместные работы по созданию и экспериментальной отработке импульсного уплотнения для турбонасосных агрегатов (ТНА) криогенных жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) [9–11].

На заключительном этапе работ (1996–1999 гг.) при проектировании и отработке в НПО «Энергомаш» импульсного уплотнения (\varnothing 135 мм) для турбонасоса двигателя во главу угла ставилась необходимость обеспечения гарантированной работоспособности уплотнения на основном режиме работы двигателя, на режиме дросселирования и обеспечение требуемого уровня герметичности на стоянке, то есть в широком диапазоне изменения перепада давления на импульсном уплотнении и частоты вращения ротора.

Уплотнение работало в условиях, когда уплотняемой средой являлся жидкий кислород, на основном режиме и режиме конечной ступени частота вращения ротора составляла соответственно 18400 и 9000 об/мин, а перепад давления на уплотнении соответственно 15,0 и 0,5 МПа. Кольца уплотнений изготавливались из никелевого сплава ЭК-61 (ХН58МБЮД).

На сборках импульсных уплотнений использовались опорные кольца и ползуны с покрытием торцов твердым сплавом ВК8 и ВК8 + Ni, выполненным методом ЭЭЛ в СумГУ. На электроэрозионное покрытие дополнительно наносилось покрытие из дисульфида молибдена.

Во время испытаний сохранялся необходимый зазор между рабочими торцами уплотнения, а следовательно, и небольшая утечка (не более 800 г/с на основном режиме).

Весь объем экспериментальных исследований был выполнен на стендах НПО «Энергомаш» при тесном сотрудничестве с представителями СумГУ. Для экспериментального подтверждения работоспособности импульсного уплотнения в указанном широком диапазоне перепадов давления было принято решение провести испытания на воде, так как стенд, предназначенный для испытаний в криогенных средах, не позволяет поднимать давление перед импульсным уплотнением более 4,0 МПа. До испытания на воде импульсное уплотнение прошло контрольное испытание на жидком азоте.

Испытания импульсных уплотнений на жидком азоте и жидком кислороде подтвердили их высокую работоспособность в различных средах и широком диапазоне режимных параметров. Основные результаты экспериментальных исследований импульсных уплотнений с КЭП показаны в таблице [3].

Результаты испытаний импульсных торцевых уплотнений для ТНА ЖРД

| Уплотняемая среда | Средний диаметр уплотнения, мм | Перепад давления, МПа | Частота вращения, об/мин | Утечка на рабочем режиме, г/с | Время испытаний, количество испытаний |
|-------------------|--------------------------------|-----------------------|--------------------------|-------------------------------|---------------------------------------|
| Вода | 135 | 12,2 0,8 | 18400 8400 | ≤ 400 ≤ 50 | 211 с, 3 испытания |
| Жидкий кислород | 135 | 4,0 | 18400 | < 820 | 209,1 с, 12 испытаний |
| Жидкий Азот | 135 | 4,0 | 18400 | 650 | 30 с, 1 испытание |

Выводы

В результате большого объема работ, направленных на создание нового класса экономичных и надежных уплотнений роторов, в частности ТНА ЖРД, проведены необходимые технологические и материаловедческие исследования по выбору материалов и КЭП уплотнительных

колец, что помогло впервые создать импульсные уплотнения с металлической манжетой для работы в криогенных средах, при сверхвысоких режимных параметрах, характерных для уплотнений ТНА ЖРД; впервые выполнены экспериментальные исследования по выбору покрытий импульсных уплотнений, предназначенных для работы в среде жидкого кислорода, которые подтвердили пожаробезопасность и высокую работоспособность этого типа уплотнения; впервые выполнены комплексные экспериментальные исследования одного узла импульсного уплотнения в средах с различными теплофизическими свойствами (вода, жидкие кислород и азот) в широком диапазоне режимных параметров ($n = 8400\text{--}22700$ об/мин, $p = 0,8\text{--}12,2$ МПа), подтвердившие высокую работоспособность уплотнения в этих условиях.

Полученные результаты позволили рекомендовать применение импульсных уплотнений с КЭП в ЖРД разработках НПО «Энергомаш» с годовым экономическим эффектом 445 тыс. рублей в ценах 2000 г.; применять в насосах КСВ – 20/80, используемых на Одесском припортовом заводе с годовым экономическим эффектом 22,5 тыс. гривен в ценах 1999 г. и различных разработках СумГУ с годовым экономическим эффектом 27,0 тыс. гривен в ценах 2000 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.с. 446695 (СССР). Торцевое уплотнение с регулируемой утечкой / *К.В. Лисицын, В.А. Марцинковский, Н.В. Передерий*. Опубл. В Б.И. 1974. № 38.
2. *Москаленко В.В., Марцинковский В.А.* Характеристики и опыт эксплуатации импульсных торцевых уплотнений // Труды 6-й техн. конф. Сумы. 1991.
3. *Громыко Б.М., Колпаков А.В., Чернов А.Е.* Опыт разработки импульсных торцевых уплотнений для быстроходных турбонасосов / Труды 9-й международной научно-технической конференции. 1999. Т. 1. С. 151–159.
4. *Тарельник В.Б.* Улучшение служебных характеристик поверхностных слоев на основе железа за счет применения композиционных электроэрозионных покрытий // Электронная обработка материалов. 1995. № 4. С. 61–62.
5. *Захаров Н.В., Тарельник В.Б.* Исследование закономерностей формирования электроэрозионных покрытий с подслоем из меди // Вестник Харьковского государственного политехнического университета. Вып. 58. 1999. С. 69–74.
6. *Гаркунов Д.Н.* Триботехника. М., 1989. С. 327.
7. *Тарельник В.Б.* Исследование влияния режимов электроискрового упрочнения на качественные параметры покрытий // Сб. тр. ВГУ. Вып. 24. Киев, 1994. С. 103–107.
8. *Тарельник В.Б.* Іонне азотування квазібагатошарових електроерозійних покриттів // Машинознавство. 1999. № 6. С. 31–33.
9. *Tschernov A.E., Tarelnik W.B., Marzinkowskij W. S., Gromyko B. M.* Die ausarbeitung der methoden des elektroabtragenden legierens der kontaktflächen von impulsleitringdichtungen. Internationales Dichtungskolloquium // Untersuchung und Anwendung von Dichtelementen. Steinfurt. 1997. S. 1–16.
10. *Лещинский В.М., Тарельник В.Б., Чернов А.Е.* Разработка методов электроэрозионного легирования рабочих поверхностей импульсных торцевых уплотнений // Вістник Східноукраїнського державного університету. Луганск, 1997. С. 174–190.
11. *Tarelnik V.B.* Das mathematische modell der prozesse bei der eal der reibungspaare. X1 Internationales Dichtungskolloquium «Untersuchung und Anwendung von Dichtelementen». Vulkan-Verlag, Essen, 1999. P. 263–274.

Поступила 13.03.2000

Summary

Investigations to create a new class of economical and reliable seals for rotors of turbo-driven pump unite used in liquid rocket engines were carried out on one pulsed sealing assembly with combined electro-erosional coatings in media with different thermal and physical properties (water, liquid oxygen and nitrogen) and in the wide range of operating conditions ($n = 8400\text{--}18400$ rpm, $p = 0,8\text{--}12,2$ МПа). These investigations confirmed the high serviceability of the seal mentioned above.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОЭРОЗИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ В КОМПЛЕКСЕ МЕР ПОВЫШЕНИЯ ИЗНОСОСТОЙКОСТИ РАЗДЕЛИТЕЛЬНЫХ ШТАМПОВ

Опытный завод ИПФ АН РМ,
ул. Миорица, 5, MD-2028, г. Кишинев, Республика Молдова

Качество листовых деталей и износостойкость рабочих частей разделительных штампов снижаются из-за появления заусенцев по контуру разделения из-за несоответствия материала штампа силовому режиму разделения, неравномерности и неоптимальной величины зазора между рабочими частями штампов, который не должен выходить за пределы $0,04t < z \leq 0,15t$ (t – толщина разделяемого листа).

Отклонение e оси пуансона 5 штампа для вырубki, пробивки (рис. 1) от оси рабочего отверстия матрицы 6 создает неравномерные условия для работы их кромок: рабочие части расклиниваются вследствие затягивания металла в зазор при $z > z_{опт}$, кромки затупляются из-за перетягивания через них металла при $z < z_{опт}$. Здесь $z_{опт}$ – оптимальная величина зазора между пуансоном и матрицей.

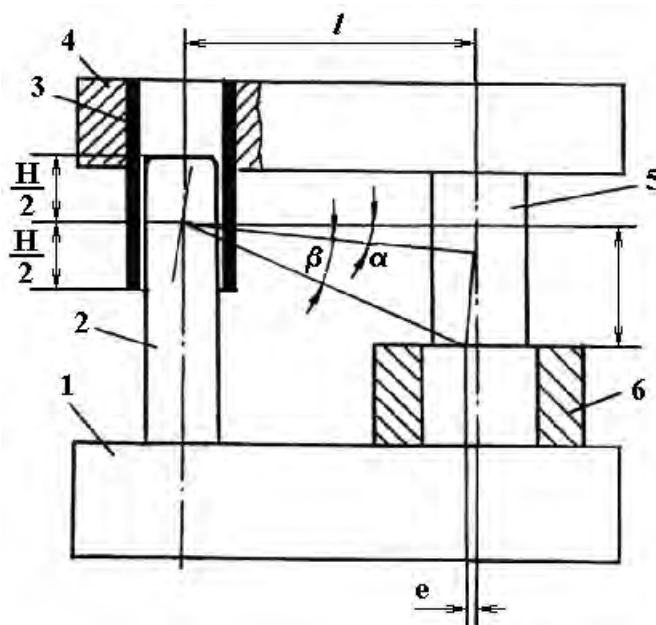


Рис. 1. Схема к расчету смещения осей пуансона и рабочего отверстия матрицы.

В качестве примера на рис. 1 показана расчетная схема штампа с задним расположением направляющих колонок 2 и втулок 3, закрепленных в плитах 1 и 2. Анализом размерных цепей системы пресс – штамп – процесс разделения металла при условии, что допустимое отклонение осей $e \leq z_{опт} - z_{min}$ (z_{min} – минимально допустимая величина зазора) и силового режима разделения установлены преобладающие причины нарушения требуемой величины зазора. Наиболее общими и достаточно эффективными путями обеспечения оптимального зазора штампа и тем самым повышения износостойкости и улучшения качества получаемых деталей являются: установка штампа со строгой параллельностью плоскостей ползуна стола прессы; исключение изгиба плит штампа под действием технологического усилия из-за неверно установленных опор, подкладок; закрепление штампа на прессе

при свободном (гибком) соединении хвостовика штампа с ползуном прессы; обеспечение прохождения вектора сил закрепления через опорные точки; уменьшение или исключение отклонения оси пуансона от оси рабочего отверстия матрицы в процессе деформирования заготовки в результате назначения оптимальных зазоров в направляющих элементах штампа; обеспечение необходимой жесткости системы пресс-штамп и исключение увода тонких пуансонов под воздействием сдвигаемой полосы при разделении, а также под влиянием резиновых прокладок, охватывающих тонкие пуансоны, и подобных факторов [1].

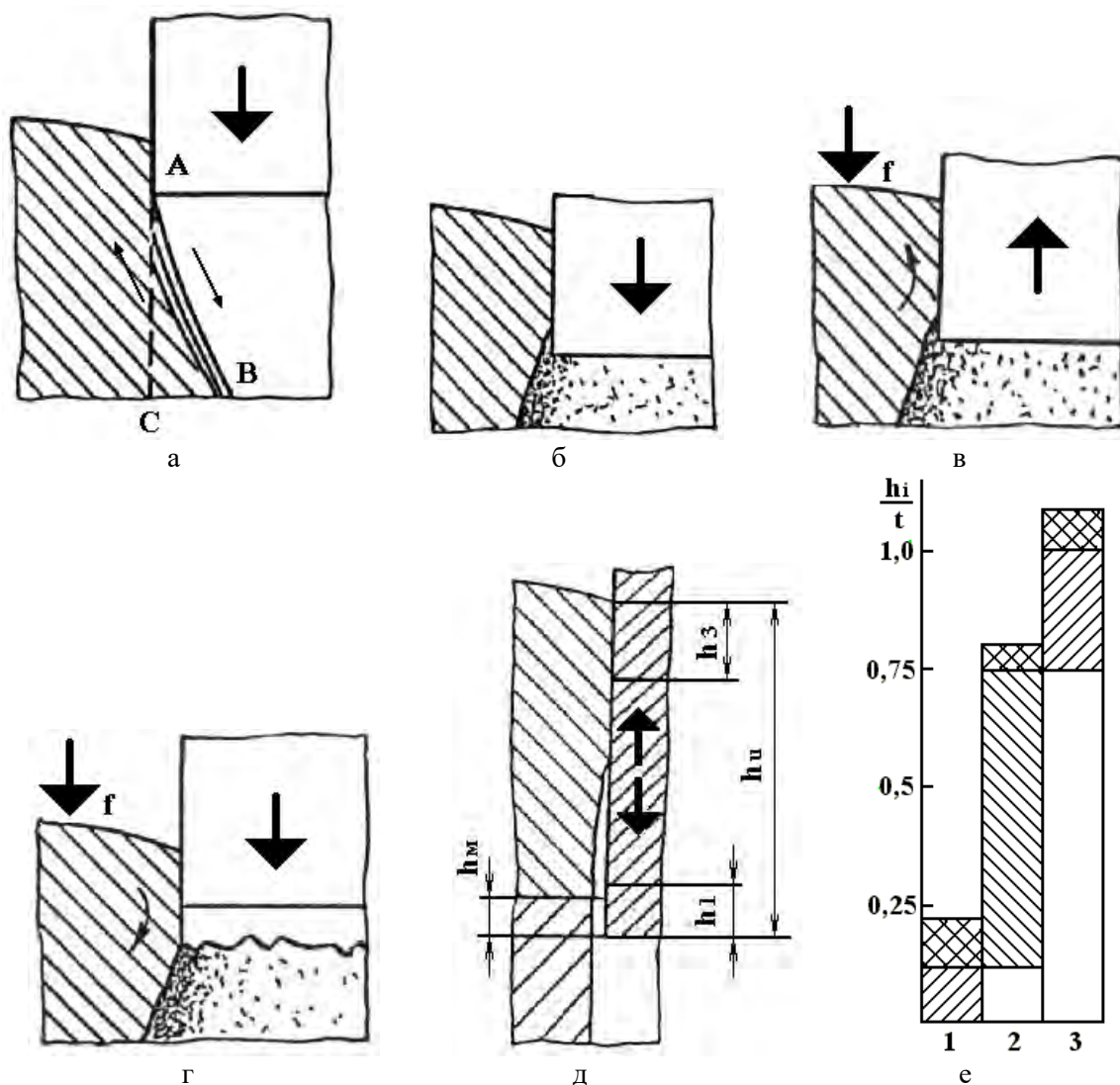


Рис. 2. Последовательность взаимодействия пуансона с заготовкой в течение рабочего хода и зоны его износа.

Взаимодействие контактных поверхностей рабочих частей штампа при разделении неодинаково в течение двойного рабочего хода. На начальной стадии процесса вырубki, пробивки (рис. 2,а) интенсивная деформация заготовки локализуется в зоне кромки А на линии АВ, составляющей некоторый угол с направлением перемещения пуансона (линия АС). Кромка пуансона работает подобно выглаживающему инструменту. Интенсивная пластическая деформация сопровождается резким повышением температуры: при разделении стальных заготовок установлена локальная температура около 1200 °С. При такой температуре и высоком давлении возможно адгезионное схватывание контактирующих на кромке металлов и разрушение адгезионных связей преимущественно в результате вырывания обрабатываемого металла. Наросты при отрыве оставляют на поверхности инструмента царапины, борозды. Вероятность адгезионного схватывания в зонах контакта отдельных неровностей проявляется вплоть до разделения частей заготовки (рис. 2,б).

При съеме перфорации с пуансона (рис. 2,в) ее давление на боковую поверхность возрастает вследствие поворота охватывающей пуансон части металла относительно пояска контакта со съемником (точка f на рис. 2,в) и может изменяться от 0 до $2,85\sigma_s$ (σ_s – истинный предел текучести металла заготовки). При выходе пуансона из контакта с перфорацией (рис. 2,г) наблюдается ее упругое восстановление и повышение давления, что способствует активизации адгезионного и абразивного изнашивания.

Ввиду различия взаимодействия контактирующих поверхностей по высоте износа p выделяются три участка с преобладанием определенных видов износа. При вырубке деталей из малоуглеродистой стали в штампах с оптимальным зазором высота участков составляет (рис. 2,е): $h_1 = (0,1-0,15)t$, $h_2 = (0,6-0,65)t$, $h_3 = (0,25-0,3)t$, а высота зоны износа (рис. 2,д) равна: $h_H = t + h_M - h_V$, где h_M , h_V – величина захода пуансона в матрицу и величина уменьшения толщины заготовки вследствие ее утяжки и смятия.

На первом участке преобладают адгезионный, абразивный износ и смятие, на втором – абразивный и в меньшей мере адгезионный, на третьем – менее интенсивный абразивный и адгезионный.

В силу отмеченного основой увеличения ресурса разделительных штампов является обеспечение оптимальных технологических параметров процесса разделения заготовки и создание на рабочих поверхностях штампа слоев с физико-механическими свойствами и рельефом, соответствующими условиям на контакте инструмента и разделяемой заготовки [2]. Прежде всего надо устранить причины отклонений элементов системы пресс – штамп – процесс разделения от нормы, обеспечивающей оптимальную величину зазора между пуансоном и матрицей по всему контуру разделения. Анализ условий работы штампа лучше вести по форме среза, зависящей от величины зазора, степени затупления рабочих кромок, налипания обрабатываемого металла на боковые поверхности инструмента.

Для формирования износостойких покрытий эффективно применять электроэрозионное легирование с использованием установок типа «Элитрон», позволяющее наносить покрытия избирательно в соответствии с преобладающими видами износа и особенностями формирования получаемой детали. Поскольку при вырубке, пробивке, обрезке одна часть разделяемой заготовки является деталью, а вторая – отходом, это надо учитывать при выборе упрочняемых поверхностей пуансонов и матриц. Одновременно надо учитывать требования, предъявляемые к поверхности среза на детали.

При обычном разделении листового металла в штампах с оптимальной величиной зазора на поверхности среза наблюдаются блестящий поясок и шероховатая зона скола, соответствующая стадии разрушения заготовки вследствие раскрытия трещины. Шероховатость среза заготовки зависит от величины зерна, но усреднено может быть оценена в зависимости от толщины заготовки по табл. 1.

Таблица 1. Шероховатость среза при вырубке, пробивке

| Толщина листа, мм | До 1 | 1–2 | 2–3 | 3–4 | 4–5 |
|---|------|-----|-----|-----|-----|
| Ориентировочная шероховатость среза R_z , мкм | 12,5 | 25 | 50 | 75 | 150 |

С учетом этого износостойкие покрытия лучше наносить, как показано на рис. 3: у вырубных штампов – на боковые поверхности отверстия матрицы 1, торцовые части пуансонов 2; у пробивных – на боковые поверхности пуансонов 2, торцовые матриц 1; у отрезных – на передние поверхности ножей. Естественно, что после нанесения покрытия величина зазора должна быть оптимальной.

Если к шероховатости среза детали предъявляются повышенные требования, то лучше покрытия наносить по схеме: у вырубных – на боковые поверхности пуансонов, на торцовые матриц; у пробивных – на боковые поверхности отверстий матриц, если позволяет размер, на торцовые пуансонов. Причем на инструмент, формирующий поверхность детали, надо наносить двухслойное покрытие для снижения шероховатости наносимого слоя: первый слой на более грубых режимах, второй – мягких. При разделении тонколистового металла ($t < 1$ мм) в качестве электродного материала лучше использовать графит МПГ-6. В других случаях при разделении углеродистых, легированных сталей в штампах с рабочими частями из инструментальных сталей У8А, Х12М устой-

чивые результаты обеспечиваются при использовании электродов из твердых сплавов ВК6, ВК8, Т15К6. Рабочий ток и, следовательно, толщина наносимого слоя согласуются с силовым режимом разделения и ориентировочно могут приниматься в зависимости от толщины листовой заготовки (табл. 2).

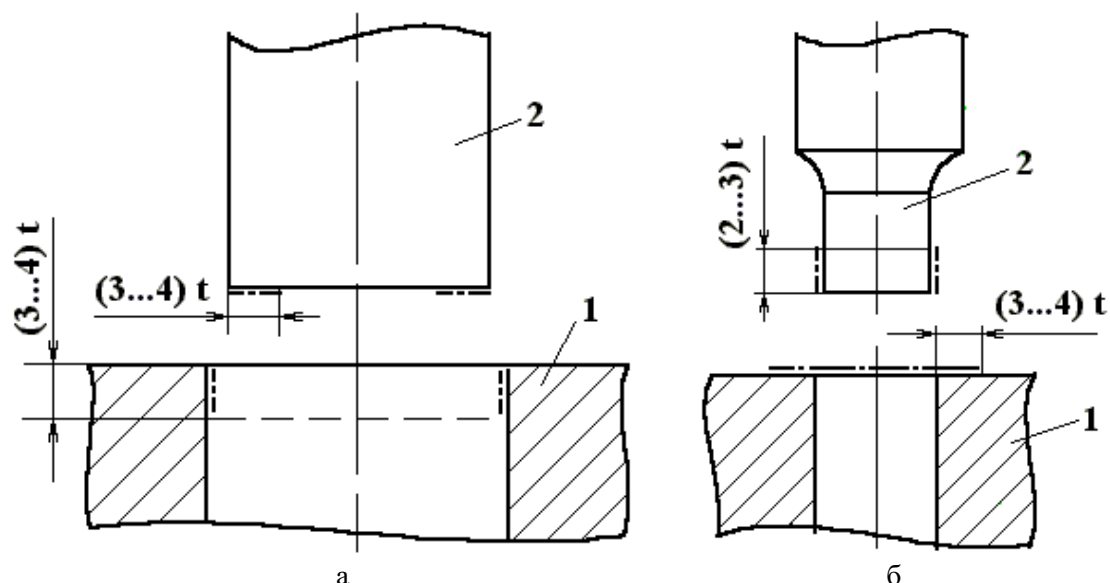


Рис. 3. Зоны нанесения упрочняющих покрытий на рабочие части штампов: а – вырубной; б – пробивной штамп.

Таблица 2. Выбор рабочего тока и толщины покрытия

| Параметры | Толщина заготовки в мм | | | | |
|----------------------|------------------------|-----------|-----------|-----------|------------|
| | До 0,5 | 0,5–1,0 | 1,0–2,0 | 2,0–5,0 | Свыше 5,0 |
| Рабочий ток, А | До 0,8 | 0,8–1,5 | 1,5–2,0 | 2,0–3,0 | Более 3,0 |
| Толщина покрытия, мм | До 0,01 | 0,01–0,02 | 0,02–0,03 | 0,03–0,05 | Более 0,05 |

В табл. 3 приведены результаты производственных испытаний разделительных штампов.

Таблица 3. Результаты упрочнения производственных штампов для вырубки пробивки

| Материал рабочих частей штампа | Материал заготовки | Материал электрода | Толщина покрытия, мм | Увеличение срока службы между перешлифовками, количество раз |
|--------------------------------|---|--------------------|----------------------|--|
| У8А | Сталь 08кп, $t = 0,5$ мм Сплав ГГЖК | Графит МПГ-6 | $\leq 0,01$ | 4,2 |
| Х12М | Сталь электро-техническая, $t = 0,25$ мм | ВК8 | 0,01 | 2,5 |
| У8А | Сталь электро-техническая, $t = 0,35$ мм | ВК8 | $> 0,01$ | 2,4 |
| У8А | 12Х18Н9, $t = 2,0$ мм | Т15К6 | $\geq 0,02$ | 2,4 |

В целом достигается устойчивое повышение износостойкости штампов в 2,5–4,5 раз.

Выводы

1. Для обеспечения высокой износостойкости разделительных штампов для листовой штамповки необходимо выполнить комплекс мер по приведению системы пресс-штамп-процесс разделения в норму, в числе которых соответствие материала рабочих частей штампа силовому режиму штамповки и обеспечение равномерного по контуру разделения зазора оптимальной величины для реальных условий.

2. На рабочие поверхности пуансона и матрицы целесообразно наносить покрытия, формирующие слои с физико-механическими свойствами и рельефом, соответствующими условиям на контакте инструмента и заготовки, избирательно методом электроэрозионного легирования. В производственных условиях достигнуто устойчивое повышение износостойкости в 2,5–4,5 раз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тимощенко В.А., Голдыш Е.В. Рационализация процессов обработки металлов. Кишинев, 1994.
2. Тимощенко В.А. Пластическое взаимодействие деформируемой заготовки и выступов шероховатой поверхности инструмента // Трение и износ. Т. 15, 1994, № 3. С. 440–445.

Поступила 22.02.2000

Summary

Steady increase of wear resistance of dies for sheet metal stamping can be achieved by executing of complex measures putting system of press – die – division process in normal state. Among these are associating of working parts material of die to power conditions of stamping and maintenance of a gap size uniform and optimal along a contour of division for real conditions. After that the working surfaces of punch and matrix should be coated selectively by means of electroerosion alloying for formation of layers with physico-mechanical properties and relief appropriate to conditions on contact of the tool and processable workpiece. Under production conditions increase of the achieved wear resistance of die working parts allowed to prolong intervals between regrindings up to 2,5–4,5 times.

Д.Ф. Белоножко, А.И. Григорьев

ДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ КАПЕЛЬ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ НА ЧАСТИ СРАВНИМЫХ РАЗМЕРОВ (обзор)

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
ул. Советская, 14, г. Ярославль, 150000, Россия*

1. Явление неустойчивости заряженных капель в постоянных и переменных электрических полях является частным случаем электрогидродинамической (ЭГД) неустойчивости заряженной поверхности жидкости во внешнем электрическом поле. В то же время исследователи часто рассматривают произвольную заряженную поверхность как часть поверхности капли. Например, при исследовании механизма развития неустойчивости на жидком мениске данный капилляр можно рассматривать как сильно вытянутую сфероидальную каплю, помещенную во внешнее электрическое поле [1]. С этой точки зрения многие приложения явления ЭГД неустойчивости поверхности жидкости оказывается удобным анализировать в рамках моделей ЭГД неустойчивости капли (см. обзоры [2–17] и цитируемую в них литературу).

В связи с изложенным результаты исследования неустойчивости капли по отношению к собственному и индуцированному заряду имеют важное значение не только для тех приложений, в которых капля присутствует как самостоятельный объект, но и играют фундаментальную роль в общей теории и практике применения явления ЭГД неустойчивости поверхности жидкости. С поднятой проблемой тесно связаны вопросы электроаэрозольных технологий [18], задачи очистки жидких металлов от шлаков и окислов [1], различные геофизические вопросы, касающиеся атмосферного (грозового) электричества [19–21], задачи, возникающие при разработке электрокапельструйных печатающих устройств [4], жидкометаллических источников ионов (ЖМИ) и устройств для масс-спектрометрии органических и термически нестабильных жидкостей [5, 7, 22]. На основе явления неустойчивости заряженной поверхности жидкости созданы устройства для получения порошков тугоплавких металлов [23], жидкометаллической эпитаксии и литографии [24], получения капель жидкого водорода для установок термоядерного синтеза [25].

2. Существуют различные режимы реализации ЭГД неустойчивости. Чтобы обосновать возможность того или иного способа реализации неустойчивости исследователями используется различная терминология в зависимости от теоретической модели, в рамках которой анализируется явление. Выделяются следующие (в порядке уменьшения грубости модели) способы теоретического моделирования обсуждаемого явления и принципы обоснования соответствующего способа разрушения неустойчивой капли.

I. Анализ силового баланса на поверхности капли. Применяется в условиях осевой симметрии формы капли, способной вытягиваться в эллипсоид вращения. Оценивается баланс кулоновской силы взаимодействия двух половинок вытянутого сфероида и лапласовской силы, действующей на экваториальную окружность. При таком подходе используется следующая терминология. Если при вытягивании капли лапласовская сила убывает быстрее, чем сила кулоновского отталкивания, то можно говорить о возможности деления капли пополам. В противном случае говорят о невозможности такого типа деления. Представляется затруднительной модификация этого подхода для анализа более сложных каналов реализации ЭГД неустойчивости [26–28].

II. Сравнительный анализ полной потенциальной энергии исходной капли и полной потенци-

альной энергии системы капля после распада на основе принципа минимальности потенциальной энергии равновесных состояний системы. Этот подход так же примитивен, как и предыдущий, поскольку основан на вычислении работы, совершенной силой кулоновского отталкивания против лапласовской силы в процессе разрушения капли, т.е. работы сил, баланс которых анализируется в подходе I. Корректность подхода II тем выше, чем больше состояний системы сравниваются между собой в процессе анализа. Ясно, что невозможно учесть все гипотетические варианты состояния системы после реализации неустойчивости. Они могут различаться числом и размерами образовавшихся в результате капль-продуктов распада, способами отделения продуктов распада от исходной капли, очередностью или одновременностью отделения, геометрическим расположением по отношению друг к другу и к исходной капле. На практике режимов неустойчивости наблюдается не так много. Далее будут приведены конкретные примеры грубости подобного подхода [29–32].

III. Анализ разложения по модам капиллярных колебаний капли условия баланса давлений на ее свободной поверхности [33–36]. Изначально этот метод применялся к капле, как к механической системе с бесконечным числом степеней свободы, когда амплитуды различных мод капиллярных колебаний выполняют роль обобщенных координат [33]. В наиболее употребительном варианте по модам колебаний разлагаются граничные условия, соответствующие уравнениям электрогидродинамики [36]. В терминологии этого подхода капля неустойчива, если амплитуда какой-либо моды капиллярных колебаний неограниченно растет во времени. О делении капли пополам в этом случае говорят, если скорость нарастания неустойчивости основной моды (по-другому сфероидальной деформации) гораздо выше скорости нарастания неустойчивости более высоких мод. В терминах этого метода можно описывать практически все возможные способы реализации ЭГД неустойчивости. Но ввиду сильной нелинейности капиллярных гидродинамических движений на финальной стадии реализации неустойчивости, теоретические расчеты с точным решением уравнений электрогидродинамики по методу III наталкиваются на серьезные трудности.

Согласно классическим представлениям, уже ввиду теплового движения молекул жидкости капля совершает колебательные движения в окрестности равновесной сферической формы с амплитудой $\sim \sqrt{kT/\gamma}$ (k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; γ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости). Для каждой моды существует свое критическое значение поверхностного заряда, превышение которого приводит к экспоненциальному по времени в линейном приближении росту амплитуды соответствующей моды, что и означает реализацию неустойчивости. Такую неустойчивость называют аperiодической и каждой неустойчивой моде ставят в соответствие инкремент ее нарастания, который характеризует время, за которое амплитуда соответствующей моды увеличится в e раз. Устойчивость капли по отношению к собственному заряду Q принято характеризовать величиной так называемого параметра Релея $W \equiv Q^2 / (4\pi\gamma R^3)$, где R – радиус капли. Наиболее неустойчивой оказывается вторая мода, а критическим для нее является значение параметра Рэлея $W_c = 4$. Развитие неустойчивости на начальной стадии реализуется как сфероидальная деформация. Благодаря увеличению кривизны поверхности, на полюсах растет поверхностная плотность заряда, что сопровождается увеличением инкрементов неустойчивости все более высоких мод. На финальной стадии суперпозиция всех неустойчивых мод формирует конусообразные выступы на полюсах капли (так называемые конусы Тейлора), с вершин которых происходит сброс избыточного заряда в виде большого числа маленьких сильно заряженных капль. Описанный канал реализации ЭГД неустойчивости довольно хорошо изучен теоретически и экспериментально и называется рэлеевским в связи с общепризнанной значимостью работы [33], ставшей основой теоретического изучения ЭГД неустойчивостей в целом. Такой способ реализации неустойчивости имеет место для критически и закритически заряженных капль хорошо проводящей слабовязкой жидкости, когда влиянием внешней среды можно пренебречь. Как показано в экспериментах [37], в результате рэлеевского распада критически заряженной капли, она теряет около 25% своего заряда и 5% массы.

3. В настоящей работе предпринята попытка дать по возможности полное представление о современном состоянии исследований в отношении другого канала реализации ЭГД неустойчивости капли, подразумевающего деление капли на две части сравнимых размеров. Будем называть такой канал симметричным. Основное внимание будет уделено симметричному делению уединенной заряженной капли на части сравнимых размеров, подразумевая, что те же качественные соображения применимы к заряженной капле во внешнем постоянном или переменном электрическом поле.

Опытные данные по неустойчивости уединенной заряженной капли можно условно разделить на два класса.

А. Эксперименты по целенаправленному исследованию неустойчивости заряженной капли. Большинство этих работ имеет дело с каплей, несущей критический по Рэлею заряд, потому что это легко осуществить, предоставив возможность докритически заряженной капле свободно испаряться, уменьшаясь в размерах до тех пор, пока величина $W \equiv Q^2 / (4\pi\gamma R^3)$ не увеличится до своего критического значения. Близкое к симметричному деление отмечается в целом ряде подобных экспериментов [38–40].

Б. Наблюдение явлений, допускающих теоретическое описание в рамках капельных моделей (описание шаровых молний, закономерности распада тяжелых ядер, заряженных кластеров и т.п.). В соответствии со статистическими данными (около 4000 описаний шаровой молнии, собранные авторами [28, 41]), шаровая молния с вероятностью 0,01 способна делиться на две части сравнимых размеров. Известно, что захват медленного нейтрона ядром урана сопровождается взрывным делением последнего на два ядра сравнимой величины [26]. Очень похоже на поведение заряженной капли поведение заряженных кластеров – сгустков нескольких десятков атомов, у которых для нейтральности не хватает одного-двух электронов (однократно или двукратно заряженные). Экспериментально зафиксировано, что устойчивые с двойным положительным зарядом кластеры Pb не могут состоять менее чем из 30 атомов [42]. Причем масс-спектрометр фиксирует вместе с названным типом кластеров однократно заряженные кластеры из 15-20 атомов. С точки зрения капельного моделирования кластера этот факт говорит о возможности распада предельно заряженного кластера на части сравнимых размеров.

К результатам сравнения экспериментальных и теоретических работ необходимо подходить с большой осторожностью. Например, в работе [29] приводятся интересные фотографии этапа асимметричного распада заряженной капли воды в парафиновом масле на две. Но из фотографий видно, что распадающаяся капля так близко расположена к капилляру, на котором растет другая заряженная капля, что формулировать какие-либо выводы об асимметричности распада уединенной заряженной капли (как это делают авторы) нет никаких оснований. Во всех экспериментальных работах такие эффекты, как влияние электрического поля, в котором подвешена капля, аэродинамическое сопротивление падающей капле, близко расположенные электроды, даже явление испарения капли накладывают определенный отпечаток на характер развития неустойчивости. Тем более трудно сравнивать теоретические результаты с закономерностями развития неустойчивости таких объектов, как шаровая молния или заряженный кластер, потому что нужно вводить предположения о таких свойствах вещества, как проводимость и диэлектрическая проницаемость, которые для таких необычных объектов неизвестны [43].

В разных природных условиях деление исходной капли на две части сравнимых размеров объясняется различными причинами. Так, в экспериментах [44] это связано со значительным влиянием вязкости внешней среды, демпфирующей неустойчивость высоких мод капиллярных колебаний неустойчивой капли. Механизм такого процесса рассмотрен на настоящий момент лишь качественно [45]. В экспериментах [38] деление капли на части сравнимых размеров при докритическом заряде обусловлено значительными механическими деформациями изначально сферической капли. В экспериментах [46] то же явление обусловлено большой неоднородностью внешнего электрического поля.

Теоретическое моделирование симметричного способа реализации неустойчивости заряженной капли в научной литературе представлено по большей части в рамках подходов I и II. Эта идея заимствована из работ Френкеля [26] и Бора [27] по капельной модели ядра. Результаты, полученные в рамках подобных моделей, оказываются довольно чувствительны даже к небольшим изменениям модели, которые могут в корне изменить результаты, полученные подобным методом. Например, с помощью энергетического подхода Райс предсказывает возможность деления критически и закритически поверхностно заряженной капли на части сравнимых размеров в одной своей работе [29] и говорит о принципиальной невозможности такого деления в рамках другой энергетической модели [30], предсказывает наиболее вероятным распад на три, четыре и более частей. В обоих случаях не удается адекватно связать построенные в [29, 30] модели с экспериментами, описанными в тех же работах. Справедливости ради нужно отметить, что работы [29, 30] очень интересны тем, что формулируют верный путь решения задачи и постановки эксперимента. Грубость моделей [29, 30] связана с полным игнорированием энергии взаимодействия продуктов распада.

В рамках энергетического подхода Кан [47] выписал критерий стабильности заряженной капли по отношению к делению на m равных частей при бесконечно большой деформации:

$$W_* = 2 \frac{m - m^{2/3}}{m^{2/3} - 1}; \text{ при } m = 2: W_* = 1,4 < W_c = 4.$$

Здесь W_* – критическое в смысле возможности деления на m равных частей значение параметра Рэлея. Энергетический анализ возможности распада сильно заряженной хорошо проводящей капли на две части сравнимых размеров с учетом энергии электростатического взаимодействия дочерних капель на основе точных выражений для коэффициентов взаимной емкости двух близко расположенных сфер пытались провести авторы работы [48]. Расстояние между каплями после акта деления вычислялось на основании предположения о катеноидной форме перемычки на этапе деления. Но в этой работе сделано грубое допущение об обязательном равенстве электрических потенциалов дочерних капель, что в общем случае неверно. В этом приближении авторы пришли к выводу, что при критическом значении собственного заряда минимальна энергия системы двух капель с отношением масс примерно 1/4. Однако на широком интервале отношения масс дочерних капель (от 0,1 до 0,9) значение энергии не более чем на 10% отличается от ее максимального значения на этом интервале. Это означает, что даже незначительные внешние воздействия могут приводить к делению капли в самом широком диапазоне отношений масс. Недостаток работы [48] устранен в работе [49], где показано, что при $W = W_c$ энергетический подход запрещает образование двух соприкасающихся сферических капель любых размеров, а в предположении существования катеноидной перемычки между дочерними каплями в момент, непосредственно предшествующий распаду, самопроизвольное деление на две капли в значительной степени асимметрично. При этом отношение масс образующихся капель примерно 1/20 исходной и отношение зарядов 1/5. Легко подсчитать, что для малой капли параметр Рэлея $W \approx 4(1/6)^2 / (1/21) \approx 2,3$, а для большой $W \approx 4(5/6)^2 / (20/21) \approx 2,9$. Таким образом, заряд обеих дочерних капель оказывается докритическим по Рэлею, а сами капли устойчивыми по отношению к собственному заряду.

Рассматривая задачу в рамках энергетического подхода авторы часто не уточняют, что значит хорошо проводящая жидкость. На самом деле, в хорошо проводящей капле время релаксации электрического заряда $\tau_e = \varepsilon / (4\pi\sigma)$ много меньше характерного времени гидродинамической релаксации $\tau_* = R / C$ [34, 50] (C – скорость звука в жидкости).

Итак, если капля заряжена закритически по Рэлею, а жидкость можно считать идеальным проводником ($\tau_e \ll \tau_*$), то деление на части сравнимых размеров маловероятно согласно энергетическому подходу [31, 32, 49]. Аналогичный результат получается в результате анализа баланса электрических и лапласовских сил [51], согласно которому в обсуждаемой ситуации при увеличении эксцентриситета лапласовская сила убывает медленнее, чем сила кулоновского отталкивания. Следовательно, претерпевающая неустойчивость капля, вытягиваясь в сфероид, не порвется пополам, то есть она устойчива относительно деления (по плоскости симметрии) на две равные части при значительных (в рамках разумного) деформациях.

Анализ теоретических работ показывает, что симметричное деление уединенной заряженной капли можно ожидать в следующих случаях [28, 31, 32, 49].

а) Диэлектрическая капля заряжена критически или закритически в смысле потери устойчивости по отношению к собственному заряду. Такая ситуация возможна при вторичном распаде диспергируемых капель жидкости, имеющей нулевую проводимость (например, жидкого гелия и водорода). Если жидкость является идеальным диэлектриком: $\tau_e \gg \tau_*$, то энергетические модели неустойчивости капли с собственным зарядом, равномерно распределенным по ее объему, предсказывают наибольшую вероятность для симметричного деления. Энергетическая модель [31, 32], на основании которой сделан подобный вывод, некорректно учитывает взаимодействие между дочерними каплями после акта деления. Авторы ограничиваются приближением точечных зарядов, никак не учитывая поляризационное взаимодействие зарядов на близко расположенных дочерних каплях. Это взаимодействие должно ослабить силу отталкивания реальных одноименно заряженных капель по сравнению с кулоновской силой одноименных точечных зарядов. А поскольку именно величина этой силы определяет размер отрывающегося куска, вероятно, приближение, использованное в [31, 32], провоцирует ошибку в сторону завышения размера отрывающейся капли. Возникающее сомнение в правильности результата [31, 32] отчасти рассеивается, при обращении к другим, впрочем тоже качественным, работам. Так, в терминологии силового баланса, цитируемый в [31, 32],

результат полностью подтверждается [28]. Более того, в [28] он обобщается на случай степенной зависимости объемной плотности заряда ρ_ε от расстояния до центра [28]:

$$\rho_\varepsilon = \rho_\varepsilon^0 \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2 + z^2}{b^2} \right)^\lambda.$$

Здесь x , y и z – декартовы координаты точки сфероидальной капли, вытянутой вдоль оси симметрии OX , а параметры a и b – большая и малая полуоси соответствующего капле сфероида вращения. Ситуация с равномерным по объему распределением заряда соответствует значению $\lambda = 0$. При $\lambda \rightarrow \infty$ получится поверхностно заряженная капля. При $0 \leq \lambda \leq \infty$ выписанная формула даст распределение объемной плотности заряда, которой можно аппроксимировать распределение заряда в реальных плохо проводящих веществах на интервалах времени, меньших времени релаксации заряда в веществе. Как показывает анализ [28], при не слишком больших значениях $\lambda \leq 5$ капля будет делиться на две части. При больших значениях $\lambda \geq 10$ этого не произойдет. Критическое для потери устойчивости по отношению к собственному заряду значение параметра W увеличивается с увеличением λ от $W = 2\frac{2}{3}$ при $\lambda = 0$ до $W = 4$ при $\lambda \rightarrow \infty$. В реальной ситуации в зависимости от физико-химических свойств жидкости капля может вести себя и как диэлектрическая (на временных масштабах много меньших времени перераспределения заряда) и как идеально проводящая (если характерное время развития электрогидродинамической неустойчивости много больше τ_ε). Другими словами, в реальной ситуации капля, имеющая изначально объемное распределение заряда, стекающего к поверхности за счет кулоновского расталкивания, может делиться пополам на начальной стадии своей эволюции и переходить на рэлеевский режим на финальной стадии.

Если характерные времена τ_ε и τ_* сравнимы, тогда деление на части сравнимых размеров возможно только при наличии сильной механической деформации. Степень симметричности деления при этом тем выше, чем больше степень деформации.

б) Капля несет докритический заряд. В этом случае только наличие механической деформации может стать причиной ее неустойчивости. Если капля испытывает деформацию к сплюснутому сфероиду, то реализация неустойчивости запрещается энергетическими принципами [52]. Если же докритически заряженная капля механически деформируется в вытянутый сфероид, тогда возможны различные способы реализации неустойчивости в зависимости от электрических и динамических свойств жидкости [32]. Энергетический подход разрешает возможность реализации неустойчивости и идеально проводящей и диэлектрической поверхностно заряженной и диэлектрической объемно заряженной каплей. Необходимый для реализации неустойчивости заряд тем меньше, чем больше степень начальной деформации каплей. Распад на равные части гарантирован лишь для объемно заряженной капли. Увеличение поверхностного заряда снижает вероятность симметричного деления, оставляя принципиальную возможность такого процесса только для критически заряженной капли [28, 32].

в) Капля заряжена закритически, но жидкость необходимо считать сильно вязкой.

Жидкость является сильно вязкой, если для безразмерного параметра $\eta = \sqrt{\rho\nu^2/R\gamma}$, выполняется неравенство $\eta > 1$ (ρ – плотность; ν – кинематическая вязкость капли). В этом случае распад части сравнимых размеров возможен как результат реализации неустойчивости по отношению к собственному и по отношению к индуцированному заряду [50, 53, 54]. Выполнение условия $\eta > 1$ возможно для достаточно мелких капелек любой жидкости. К примеру, это выполняется для водных капелек с радиусом $R < 0,02$ мкм. Видимо, именно так реализуется неустойчивость капелек субмиллиметровых размеров, эмиттируемых с конца капилляра в некоторых масс-спектрометрах [55, 8]. Описанная ситуация справедлива, когда капля несет заряд порядка критического.

Расчеты показывают, что формирование эмиссионных выступов на вершинах распадающейся капли осуществляется за счет высоких мод с номерами $n \approx 10^2 - 10^5$. В то же время, переход от мало вязкой капли к сильно вязкой приводит к снижению инкремента неустойчивости моды с $n = 12$ уже примерно на два порядка, для более высоких мод это снижение будет еще более существенным [50]. Можно сказать, что влияние вязкости, снижающее более чем на два порядка величины инкрементов неустойчивости высоких мод, образующих эмиссионный выступ, приводит к выравниванию масштабов изменения инкрементов неустойчивости: основной моды, контролирующей вытягивание исходной капли в сфероид, и высоких мод, образующих эмиссионный выступ. В результате разрушение родительской капли реализуется как деление пополам.

Если собственный заряд капельки значительно превышает критическое значение, то инкременты нарастания неустойчивости для всех мод будут весьма высокими. Поэтому даже для капель сильно вязкой жидкости реализуется классический сценарий неустойчивости, если их собственный заряд существенно закритичен. Так, например, мениск ЖМИ может эмиттировать капельки с зарядом на порядок большим, чем критический рэлеевский.

Качественно баланс между тенденцией к симметричному распаду при увеличении вязкости и стремлением капли распаться по Рэлею при увеличении степени закритичности поверхностного заряда для хорошо проводящей капли можно описать по аналогии с тем, как это сделано в [50]. Сильно заряженная неустойчивая капля вытягивается в фигуру, близкую к сфероидальной, вследствие экспоненциального роста амплитуды неустойчивой основной моды. Сопутствующее увеличение плотности заряда на вершинах капли становится причиной резкого увеличения инкрементов неустойчивости высоких мод, при суперпозиции которых на вершинах вытягивающейся капли образуются эмиттирующие выступы. Отрыв вершин этих выступов за счет электростатического отталкивания от основной капли и есть эмиссия дочерних капель. С началом сброса заряда дальнейшее вытягивание исходной капли прекращается. Влияние вязкости, проявляющееся прежде всего в демпфировании высоких мод капиллярных колебаний (образующих эмиттирующий выступ), приведет к уменьшению частоты эмиссии дочерних капелек, так как величины инкрементов высоких мод резко уменьшаются. Если же частота эмиссии дочерних капелек по порядку величины приблизится к инкременту нарастания амплитуды основной моды (определяющей вытягивание капли в сфероид), то удлинение капли за период эмиссии дочерних капелек может стать достаточно большим для реализации деления исходной капли пополам. Интересно отметить, что получившиеся в результате такого деления пополам дочерние капли даже в случае неустойчивости по Рэлею не будут разрушаться по рэлеевскому каналу, поскольку удельный заряд каждой из них уменьшится, а величина параметра η , характеризующего вязкость, увеличится по сравнению с исходной каплей.

Может случиться, что на характерных для реализации деления пополам временных интервалах (определяемых по порядку величины инкрементом нарастания неустойчивости основной моды) существенным может стать влияние процесса испарения капли, характерный временной масштаб которого ($\tau \approx R^2/D$ где D – коэффициент диффузии пара жидкости в среде). Для водных капель размером $R=1$ мкм будет $\tau \approx 1$ нс. Но можно оценить, что и характерное время развития неустойчивости основной моды такой капли тоже около 1 нс [53]. Если при испарении капля будет терять только массу, сохраняя весь заряд, то степень закритичности заряда по отношению к рэлеевской неустойчивости будет увеличиваться прямо пропорционально потере массы. Это приведет к увеличению инкрементов неустойчивости высоких мод и такая капля может в конце концов распаться по Рэлею. Все результаты, процитированные в пункте в) получены в результате качественного анализа линеаризованной модели развития ЭГД неустойчивости, построенной на базе помодового анализа явления с помощью метода III (см. предыдущий пункт).

г) *Неустойчивость капли не аperiodическая, а колебательная.* При исследовании линеаризованных электрогидродинамических уравнений для капиллярных движений (то есть построению линеаризации метода) выясняется качественная возможность нерэлеевского распада. На части сравнимых размеров может развалиться капля, претерпевающая колебательную неустойчивость, которая возникает из-за раскачки тепловых капиллярных волн волнами перераспределяющегося в капле и во внешней среде [56, 57]. Колебательная неустойчивость реализуется, если проводимость внешней среды гораздо выше проводимости капли. Подобная ситуации подразумевает наличие электрического тока от поверхности капли во внешнюю среду. Стеkanie заряда с поверхности должно компенсироваться каким-либо механизмом образования новых зарядов или их притоком из объема. В связи с необычностью требуемых для колебательной неустойчивости условий ответ на вопрос о возможности симметричного деления капли через этот канал может оказаться интересным экспериментальным направлением, которое пока в научно-экспериментальной литературе не представлено.

Кроме моделирования двух предельных ситуаций: рэлеевской неустойчивости заряженной капли и ее симметричного распада, в научной литературе встречаются модели, которые можно назвать промежуточными моделями неустойчивости. Так, в [58] рассмотрен вопрос о возможности эмиттирования проводящей каплей, заряженной до рэлеевского предела одновременно нескольких заряженных капель, отрывающихся от исходной, образуя центрально симметричное облако, окружающее оставшуюся после деления часть капли. Однако соответствующий энергетический анализ в [58] довольно бесцеремонно использует допущение о поверхностной плотности заряда на каплях после деления, которое получается простым делением общего заряда на суммарную поверхностную площадь капель. Если же существуют условия, при которых это требование выполняется, то [58]

предсказывает одновременное выбрасывание исходной капелькой не более чем семи капелек, уносящих в целом сотые доли массы исходной капли и десятые доли начального заряда.

Деление на три части сравнимых размеров мало освещено в научной литературе. Деление одновременно на несколько частей наблюдалось экспериментально для сильно закритически заряженных водных капель в парафиновом масле [29]. По-видимому, в проведенных экспериментах переход от одного режима реализации неустойчивости к другому происходил плавно по мере изменения условий проведения эксперимента. Так, в [30] описана ситуация, когда при некотором значении собственного заряда капля воды в парафиновом масле, претерпевая неустойчивость, приняла форму, способную выбросить три капли, но перемилька между начальной каплей и одним из каплеобразных выступов разрушилась первой, и оставшийся каплеобразный выступ в дальнейшем не отделился. Слабее заряженные капли делились на две, а заряженные сильнее – на три.

4. В рамках изложенной качественной схемы должен рассматриваться распад заряженных и незаряженных капель в сильном внешнем постоянном электрическом поле, а также в переменном внешнем электрическом поле.

В отличие от распада сильно заряженной капли закономерности распада незаряженной капли (не говоря уже о ситуации с заряженной каплей) во внешнем поле исследованы лишь на уровне качественного объяснения экспериментов. При этом более подробно исследован канал распада, аналогичный рэлеевскому и объясняемый в той же терминологии, что и классический вариант распада уединенной заряженной капли.

В случае незаряженной капли во внешнем электрическом поле причина неустойчивости – электрический заряд, индуцированный на поверхности капли. Преобладание электрических сил над силами поверхностного натяжения приводит к распаду капли. В качестве меры неустойчивости в этом случае используется значения так называемого безразмерного параметра Тейлора $w^2 = E^2 R / (16\pi\gamma)$ [46]. Неустойчивость хорошо проводящей капли реализуется, если w^2 превышает некоторое критическое значение равное $w_c^2 = 0,0524$. Существующие представления базируются на экспериментах с неустойчивостью жидкого мениска, имеющего высокий потенциал [59], и с неустойчивостью капель, свободно падающих в электрическом поле [44,45], на теоретических представлениях Тейлора [46]. Эти исследования показали, что хорошо проводящая капля в электрическом поле принимает форму вытянутого сфероида с эксцентриситетом, квадрат которого в линейном по своей величине приближении связан с напряженностью внешнего поля, как $e^2 \approx 9w^2$ [35]. По превышении w_c на противоположных полюсах большей полуоси формируются конусы, начинающие инжектировать маленькие заряженные капельки жидкости. Эти представления нельзя привлечь для объяснения явления распада заряженных капель слабо проводящей или сильно вязкой жидкости на соизмеримые фрагменты [45,60].

Условия реализации неустойчивости в более сложных случаях (когда внешнее поле переменное, неоднородное, изменяющееся стохастически и т.п.) довольно громоздки даже для идеально проводящей капли в отсутствие внешней среды и здесь не выписываются, чтобы не загромождать изложение. Обычно эти условия формулируются в терминах параметров Тейлора и Рэлея. Критическое значение параметра Тейлора для капли реальной жидкости выше, чем для идеально проводящей капли и сильно зависит от электрических свойств вещества капли и окружающей среды [61]. Отметим, что условие устойчивости капли реальной жидкости в постоянном однородном электрическом поле выписано в работе [61], критерий устойчивости капли в переменном однородном электрическом поле можно найти в [62]. В [63] получено условие неустойчивости заряженной капли в переменном поле точечного заряда. В [64] выписан критерий неустойчивости для пары капель в однородном электрическом поле, а в [65] сформулирован критерий устойчивости капли по отношению к стохастически изменяющемуся собственному заряду.

Помодовый анализ капиллярных движений [35] предсказывает тенденцию к росту размера дочерних капелек при значительных напряженностях внешнего поля. Но следует понимать, что эти капли сами могут быть неустойчивыми. Действительно, при делении исходной капли на две вдвое уменьшится объем и в $\sqrt[3]{2} \approx 1,26$ раза радиус, а значит, и w^2 . Новое значение w^2 снова будет закритическим, если достаточно велика степень закритичности исходной капли. Кроме того, индуцированные на поверхности исходной капли заряды оказываются разделенным после разрыва капли. Образовавшиеся куски поэтому будут заряжены, что является дестабилизирующим фактором. Поэтому даже если в рамках энергетического подхода доказать возможность деления на части сравнимых размеров капель в сильных электрических полях, то этот процесс будет наблюдаться как

развал капли на гораздо более мелкие через промежуточную стадию, которая экспериментаторами может быть идентифицирована как побочное явление.

Так же, как и в случае неустойчивости заряженной капли, можно ожидать, что на части сравнимых размеров будет делиться диэлектрическая капля, если ее собственный заряд закритичен. Это утверждение подразумевает факт существования критического (в смысле реализации симметричного распада) заряда. Но есть теоретические результаты, противоречащие этому факту. Так, в работе [66] полагалось, что внешняя среда имеет единичную диэлектрическую проницаемость, а капля характеризуется диэлектрической проницаемостью. Расчет на основе энергетических соображений показал, что при $\varepsilon < 20,8$ для любого значения параметра Тейлора w имеется равновесное состояние типа вытянутого сфероида с возрастающей вместе с w степенью вытянутости вдоль поля. Из общефизических соображений ясно, что при увеличении w степень сфероидальной деформации капли не может неограниченно возрастать, и этот результат – следствие грубости модели [66]. Однако, учитывая найденную тенденцию, можно предположить, что в весьма сильном внешнем электростатическом поле диэлектрическая капля из-за значительности деформации разорвется. Соображения размерности позволяют предположить, что размер продуктов распада оценивается характерной длиной $\rho v^2 / \gamma$. Это означает увеличение вероятности симметричного деления для сильновязких капель и маловероятность такого деления для слабовязких капель. Представляется, что сформулированное следствие работы [66] не вписывается в канву аналогии между неустойчивостью заряженной капли по отношению к собственному заряду и неустойчивостью по отношению к индуцированному заряду. На самом деле утверждение а) предыдущего пункта можно перенести на ситуацию с более сложной ЭГД неустойчивостью с оговоркой о недостижимости критических условий для некоторых диэлектрических жидкостей. При $\varepsilon > 20,8$ согласно [66] существует критическое значение w_* , по превышении которого капля становится неустойчивой. При $\varepsilon \rightarrow \infty$ значение w_* стремится к известному предельному w_c [66].

Итак, распад капли на части сравнимых размеров в постоянном электрическом поле или при параметрической раскачке переменным электрическим полем может происходить в силу тех же причин, что и при апериодически развивающейся неустойчивости уединенной заряженной капли. Как и в предыдущем пункте, можно говорить о симметричности такого распада в следующих случаях.

а) Жидкость является объемно заряженным диэлектриком, а капля имеет заряд, закритический в смысле возможности реализации неустойчивости [67, 68]. Для некоторых диэлектриков критические условия принципиально не достигаются.

б) Вязкость жидкости достаточно велика для того, чтобы выполнилось неравенство $\eta > 1$. В этом случае инкременты неустойчивости высоких мод много меньше инкремента неустойчивости основной моды, образования эмиссионных выступов за время изменения полярности внешнего поля не происходит [69]. Рост же амплитуды основной моды (рост величины сфероидальной деформации) может происходить за несколько периодов смены полярности, если характерное время гидродинамической релаксации сфероидальной деформации (амплитуды основной моды) к сферической форме под действием сил поверхностного натяжения, тормозящееся вязкостью, будет больше периода изменения полярности внешнего поля. По-видимому, именно такой канал распада наблюдался в экспериментах [70].

в) Капля несет докритический заряд, но амплитуда виртуальной (например, сфероидальной) деформации капли, несущей заряд меньший критического для реализации неустойчивости, весьма велика и превышает некоторое критическое значение, зависящее от величины заряда капли, ее размера и коэффициента поверхностного натяжения жидкости [71]. Вероятно, подобный распад был зафиксирован в [66].

г) Деление капли на две или несколько частей сравнимых размеров может иметь место за счет большой скорости нарастания величины виртуальной сфероидальной деформации идеально проводящей капли маловязкой жидкости, когда инкремент основной моды превысит некоторое предельное значение, то есть в силу инерции [72]. По-видимому, именно такой канал распада реализовался в экспериментах [39], где заряженные капли радиусом ~ 100 мкм распались на две, три или четыре дочерних капельки при резком торможении в неоднородном электрическом поле. Для капель с большой вязкостью ($\eta > 1$) такой путь их распада на части сравнимых размеров маловероятен, так как о больших скоростях нарастания деформации в этом случае говорить сложно.

При большой амплитуде напряженности внешнего высокочастотного электрического поля или высокой степени закритичности постоянного с вершин очень вязкой хорошо проводящей слабо

деформированной капли могут вырываться весьма интенсивным полем «куски жидкости» с имеющимся на них зарядом, когда величина отрицательного давления электрического поля на свободную поверхность превысит предел прочности жидкости. Такой распад может реализовываться для сильно заряженных капель маловязких жидкостей (с малым временем гидродинамической релаксации) в высокочастотных переменных полях большой амплитуды, когда скорость движения поверхности капли достаточно велика. При резонансной раскачке колебаний, когда амплитуда растет со временем по линейному закону, реализация такого канала для основной моды капиллярных колебаний маловероятна. При параметрической же раскачке неустойчивости такой канал вполне возможен, так как в этом случае амплитуда капиллярных колебаний растет со временем по экспоненциальному закону.

5. Проведенный анализ современного состояния вопроса о делении заряженной капли на части сравнимых размеров в различных условиях носит качественный характер. Это связано с отсутствием целенаправленно поставленных экспериментальных исследований этого явления, а так же его слабой теоретической разработкой, несмотря на очевидную научно-техническую ценность таких исследований. Можно ожидать, что наибольшей отдачи в смысле новизны научных результатов можно ожидать от разработки нелинейных динамических моделей деления капли на части сравнимых размеров на базе исследования основных уравнений электрогидродинамики, с применением современных компьютерных технологий, позволяющих реализовать как численные, так и аналитические модели высокой сложности. В экспериментальном плане наиболее интересные результаты могут быть связаны с детальным исследованием колебательного режима ЭГД неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ширяева С.О., Григорьев А.И.* О некоторых закономерностях электродиспергирования жидкости // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 9. С. 46–55.
2. *Vaily A.G.* Electrostatic atomization of liquids (revue) // *Sci.Prog., Oxf.* 1974. V. 61. P. 555–581.
3. *Коженков В.И., Фукс Н.А.* Электрогидродинамическое распыление жидкости (обзор) // *Успехи химии.* 1976. Т. 45. № 12. С. 2274–2284.
4. *Буреав Т.К., Верецагин И.П., Пашин Н.М.* Исследование процесса распыления жидкостей в электрическом поле // *Сильные электрические поля в технологических процессах.* М., 1979. № 3. С. 87–105.
5. *Габович М.Д.* Жидкометаллические источники ионов (обзор) // *УФН.* 1983. Т.140. №1. С.137–151.
6. *Vailey A.G.* The Theory and Practice of Electrostatic Spraying (revue) // *Atomization and Spray Technology.* 1986. V. 2. P. 95–134.
7. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Электрогидродинамические источники ионных пучков (обзор) // *Препринт 87–63 ИЯФ СО АН СССР.* Новосибирск, 1987.
8. *Золотой Н.Б., Карпов Г.В., Скурат В.Е.* О механизмах образования ионов и ионных кластеров из заряженных капель // *ЖТФ.* 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 315–323.
9. *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* Свойства кластерных ионов (обзор) // *УФН.* 1989. Т. 159. № 1. С. 45–82.
10. *Ширяева С.О., Григорьев А.И., Сыщиков Ю.В.* Электростатическое монодиспергирование жидкостей как метод получения двухфазных систем (обзор) // *ЖПХ.* 1989. Т. 62. № 9. С. 2020–2026.
11. *Fenn J.B., Mann M., Meng C.K. et al.* Electrospray ionization for mass spectrometry of large biomolecules (revue) // *Science.* 1989. V. 246. № 4926. P. 64–71.
12. *Шевченко С.И., Григорьев А.И., Ширяева С.О.* ЭГД распыление жидкости (обзор) // *Научное приборостроение.* 1991. Т. 1. № 4. С. 3–21.
13. *Григорьев А.И., Ширяева С.О., Шевченко С.И.* Электрогидродинамические неустойчивости в дисперсных системах (обзор) // *Научное приборостроение.* 1991. Т. 1. № 3. С. 25–43.
14. *Ширяева С.О., Григорьев А.И., Святченко А.А.* Классификация режимов работы электрогидродинамических источников жидко-капельных пучков (обзор) // *Препринт ИМРАН № 25.* Ярославль, 1993.
15. *Григорьев А.И., Ширяева С.О.* Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей (обзор) // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1994. № 3. С. 3–22.
16. *Григорьев А.И.* Неустойчивость заряженных капель в электрических полях // *Электронная обработка материалов.* 1990. № 6. С. 23–32.
17. *Колесниченко А.Ф.* Технологические МГД установки и процессы. Киев, 1980.
18. *Болога Ан.М.* Генерирование водного заряженного аэрозоля. Интегральные характеристики электростатических распылителей // *Электронная обработка материалов.* 1999. № 2. С. 27–36.

19. Григорьев А.И., Синкевич О.А. О природе электрических явлений в воронке смерча // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 1985–1987.
20. Григорьев А.И. К объяснению феномена "курильского света" // Метеорология и гидрология. 1988. № 5. С. 67–75.
21. Стаханов И.П. Об устойчивости шаровой молнии // ЖТФ. 1974. Т. 44. № 7. С. 1373–1380.
22. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Физические принципы электрогидродинамического способа получения ионно-кластерно-капельных пучков // Сб. тр. НТО АН СССР. Научное приборостроение. Физика аналитических приборов. Л., 1989. С. 28–35.
23. Mahoney J. F., Taylor S., Perel J. Fine powder production using electrodynamic atomization // IEE Trans. Ind. Appl. 1987. V.I.A. 23. № 2. P. 197–204.
24. D'Crus C., Pourrezali K. Ion cluster emission and deposition from liquid gold ion sources // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. № 7. P. 2724–2730.
25. Woosley J.P., Turnbull R.J., Kim K. Electrostatic spraying of insulating liquids: II // IEEE Trans. Ind. Appl. 1982. V.IA-18. № 3. P. 314–320.
26. Френкель Я.И. Электрокапиллярная теория расщепления тяжелых ядер медленными нейтронами // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. Вып. 6. С. 641–653.
27. Voehr N., Wheeler J.A. The mechanism of Nuclear Fission // Phys. Rev. 1939. V.56, N 5. P. 426–450.
28. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Григорьева И.Д., Лазарянец А.Э., Мухина Е.И. О возможности деления шаровой молнии на две // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 4. С. 25–31.
29. Ryce S.A., Wyman R.R. Asimmetry in the electrostatic dispersion of liquids // Canadian Journal of Phys. 1964. V. 42. P. 2185–2194.
30. Ryce S.A., Patriarche D.A. Energy considerations in the electrostatic dispersion of liquids // Can. J. Phys. 1965. V. 43. P. 2192–2199.
31. Коромыслов В.А., Григорьев А.И., Ширяева С.О. Деление заряженных капель на части сравнимых размеров при сильных сфероидальных виртуальных деформациях // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 8. С. 31–38.
32. Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Ширяева С.О., Григорьева И.Д. Некоторые закономерности деления заряженных проводящих и диэлектрических капель при сфероидальных деформациях // Электронная обработка материалов. 1995. № 1. С. 35–39.
33. Rayleigh. On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity // Phil. Mag. 1882. V. 14. P. 184–186.
34. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Григорьева И.Д. Характерное время развития неустойчивости сильно заряженной капли // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 9. С. 39–45.
35. Ширяева С.О., Григорьев А.И. О некоторых закономерностях распада незаряженной капли в сильном электростатическом поле // ПЖТФ. 1993. Вып. 18. С. 87–92.
36. Григорьев А.И., Лазарянец А.Э. Скаляризация векторных краевых задач линейной гидродинамики // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 10. С. 12–19.
37. Schweizer J.W., Hanson D.N. Stability limit of charged drops // J. Coll. Int. Sci. 1971. V. 35. № 3. P. 417–423.
38. Adam J.R. Linbland N.R. Hendrics C.D. The collision, coalescence and disruption of water droplets // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 11. P. 5173–5180.
39. Berg T.G.O. et al. Stable, unstable and metastable charged droplets // J. Atm. Sci. 1970. V. 27. № 11. P. 1173–1181.
40. Rude S.A., Patriarche D.A. Energy considerations in the electrostatic dispersion of liquids // Canad. J. Phys. 1965. V. 43. P. 2192–2199.
41. Григорьев А.И., Григорьева И.Д., Ширяева С.О. Наблюдения шаровых молний и их анализ // Химия плазмы. № 17. М., 1991. С. 218–248.
42. Sattler K., Muhlbach J., Echt O., Pfau P., Recknagel E. Evidence for Coulomb Explosion of Doubly Charged Microclusters // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. № 3. P. 160–163.
43. Месеняшин А.И. Электростатическая природа шаровой молнии // Электронная обработка материалов. 1998. № 1–2. С. 54–58.
44. Nolan G.G. The breaking of water drops by electric field // Proc. Roy. Irish Akad. 1926. A37. P. 28–39.
45. Macky W.A. Some investigation on the deformation and breaking of water drops in strong electric fields // Proc. Roy. Soc. Lon. 1931. V. 133. № A822. P. 565–587.
46. Taylor G. Disintegration of water drops in an electric field // Proc. Roy. Soc. A. 1964. V. 280. P. 383–397.
47. Cahn J.W., Stability of electrically charged conducting droplets // Phys. Fluids. 1962. V. 5. № 11. P. 1662–1663.
48. Elghazaly Hany M.A., Castle G.S. Peter. Analisis of the Instability of Evaporating Charged Liquid Drops // IEEE Transactions on industry applications. 1986. V. IA-22. № 5. P. 892–896.

49. Шукин С.И., Григорьев А.И. Энергетический анализ возможных каналов распада заряженной капли на две части // ЖТФ. Т. 70. Вып. 4. С. 1–7.
50. Ширяева С.О., Григорьев А.И. Физические закономерности формирования ионно-кластерно-капельного пучка в жидкостном масс-спектрометре // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 8. С. 162–171.
51. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Белавина Е.И. Равновесная форма заряженной капли в электрическом и гравитационном полях // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 27–34.
52. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Шукин С.И. Устойчивость заряженных капель сфероидальных форм по отношению к осесимметричным деформациям // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 8. С. 33–36.
53. Григорьев А.И., Лазаряну А.Э. Рэлеевская неустойчивость заряженной вязкой капли // Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 5. С. 11–47.
54. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Коромыслов В.А. Капиллярные колебания и устойчивость заряженной вязкой капли в вязкой диэлектрической среде // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 9. С. 1–7.
55. Галль Л.Н., Краснов Н.В., Куснер Ю.С. и др. Электрогидродинамический ввод жидких веществ в масс-спектрометр // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 8. С. 1559–1571.
56. Белоношко Д.Ф., Григорьев А.И. Колебательная неустойчивость заряженной границы раздела электропроводных жидкостей // Электронная обработка материалов. 1998. Т. 193. № 3–4. С. 75–80.
57. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Белоношко Д.Ф. Устойчивость заряженной капли вязкой электропроводной жидкости в вязкой электропроводной среде // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 10. С. 34–42.
58. Roth R.G., Kelly A.J. Analysis of the Disruption of evaporating Charged Droplets // IEEE Transactions on industry applications. 1983. V.IA-19. № 5. P. 771–775.
59. English W.N. Corona from a Water Drop // Phys. Rev. 1948. V. 74. № 2. P. 179–189.
60. Sherwood J.D. Breakup of fluid droplets in electric and magnetic fields // J. Fluid Mech. 1988. V. 188. P. 133–146.
61. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Мухина Е.И. Устойчивость капли реальной жидкости в электростатическом поле // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 11. С. 44–48.
62. Григорьев А.И. Неустойчивость электропроводной капли в переменном электрическом поле // Изв. АН. СССР. МЖГ. 1989. № 1. С. 50–55.
63. Ширяева С.О., Григорьев А.И. Неустойчивость вязкой заряженной электропроводной капли в периодическом электрическом поле точечного заряда // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 11. С. 49–56.
64. Мухина Е.И., Григорьев А.И. Равновесные формы и критические условия электрогидродинамической неустойчивости пары капель в электрическом поле // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 18–26.
65. Григорьев А.И., Лазаряну А.Э. Параметрическая неустойчивость капли проводящей жидкости по отношению к стохастически изменяющемуся со временем собственному электрическому заряду // Изв. АН. СССР. МЖГ. 1990. № 5. С. 52–56.
66. Шукин С.И., Григорьев А.И. Критическая равновесная сфероидальная деформация капли диэлектрической жидкости в однородном электростатическом поле // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 7. С. 23–28.
67. Grigor'ev A.I., Grigor'eva I.D., Shiryayeva S.O. Ball lightning and St.Elmo's fire as forms of thunderstorm activity // J. Sci. Expl. 1991. V. 5. № 2. P. 163–190.
68. Carson R.S., Hendrics C.D. Natural pulsations in electrical spraying of liquids // AIAA Journal. 1965. V. 3. № 6. P. 1072–1075.
69. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Закономерности рэлеевского распада заряженной капли // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 3. С. 19–28.
70. Торза С., Кокс Р., Мейсон С. // Сб.: Реология суспензий. М., 1975. С. 285–332.
71. Дячук В.А., Мучник В.М. Коронный разряд обводненной градины, как основной механизм инициирования молнии // ДАН СССР. 1979. Т. 248. № 1. С. 60–63.
72. Земсков А.А., Григорьев А.И., Ширяева С.О. Закономерности образования заряженных капель в генераторе с движущейся иглой // Электронная обработка материалов. 1993. № 2. С. 34–39.

Поступила 20.03.2000

Summary

The review of researched dedicated disintegration of a charged liquid drop on comparable pieces in different condition is carried out. On an example of instability of the solitary charged drop the quality reasoning which are accounting for this phenomena are systematized. The capability of propagation of these reasoning on more composite cases of a charged drop in external electrical field is rotined. The most actual directions of further researches are indicated.

II. НЕСТАТИЧЕСКИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЛАЖНЫХ СИНТЕТИЧЕСКИХ НЕОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

*Ровенский государственный гуманитарный университет,
ул. Остафова, 39, г. Ровно, 266000, Украина*

**Украинский государственный университет пищевых технологий,
ул. Владимирская, 62, г. Киев, 252000, Украина*

Зависимости диэлектрической проницаемости ε' и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ от частоты ν и температуры T позволяют выяснить механизмы поляризации, характер диэлектрических потерь, а также определить частоту колебаний релаксирующих заряженных частиц, их энергию релаксации, время релаксации, распределение времен релаксации и др. Следовательно, зависимости ε' и $\operatorname{tg} \delta$ от ν и T не менее тесно связаны со структурой материала, чем статическое значение диэлектрической проницаемости ε для разных влагосодержаний [1]. Поэтому изучение электрических свойств влажных дисперсных и полимерных систем проводится в трех направлениях: исследуются зависимости ε' и $\operatorname{tg} \delta$ тела от влагосодержания, частоты электрического поля и температуры. Но, учитывая то, что дебаевская поляризация адсорбированной влаги в области комнатных температур очень слабо зависит от температуры, более целесообразно исследовать зависимость нестатических диэлектрических свойств не от температуры, а от влагосодержания и частоты приложенного электрического поля.

Для работы абсолютного большинства влагомеров используется радиоволновый диапазон, поскольку при более высоких частотах выделяется значительная тепловая мощность, которую можно вычислить по известной формуле

$$P = 5,55 \cdot 10^{-7} E^2 \nu \varepsilon' \operatorname{tg} \delta.$$

Это обстоятельство приводит к изменению всех начальных свойств влажных тел. Поэтому для конструирования и градуировки электрических влагомеров, важность построения которых чрезвычайно актуальна в связи с обеспечением автоматического контроля и регулирования влагосодержания, от которого не в меньшей мере, чем от температуры, зависит качество готовой продукции, как раз и используют радиочастотный диапазон. Для этого необходимо знать зависимости электрических свойств влажного тела от влагосодержания, частоты (длины волны λ), температуры, химического состава, плотности, пористой структуры, характера распределения влаги и т.д. Такие зависимости могут быть получены в большинстве случаев только эмпирически, поскольку единого способа градуировки влагомера даже для одного вида дисперсного или полимерного тела, но с различной историей, получить невозможно.

Известно, что при фиксированной частоте для влажных тел вид кривых $\varepsilon'(W)$ и $\operatorname{tg} \delta(W)$ существенно изменяется с увеличением влагосодержания. Тем не менее, литературные данные, как правило, относятся к исследованию отдельных тел без достаточно полной характеристики их дифференциальных водоудерживающих свойств и пористой структуры. Работы выполнены в узких интервалах влагосодержаний и для случайных частот электрического поля. Это не дает возможности систематизировать имеющийся материал о влиянии форм связи и состояний влаги на электрические свойства влажных дисперсных и полимерных материалов.

Систематические исследования электрических свойств различных марок силикагелей, как наиболее характерных представителей основных типов синтетических неорганических полимерных тел и одновременно модельных капиллярно-пористых тел [1, 2], позволяют получить нужную информацию для установления наиболее важных закономерностей влияния не только величин влагосодержания, но и форм связи и состояний поглощенной влаги на электрические параметры типичных неорганических полимерных тел. Это заслуживает особого внимания при обеспечении влагостой-

кости радиоэлектронной аппаратуры [3] и в связи с дальнейшей интенсификацией процессов гигро- и гидротермической обработки различных материалов. Учитывая, что удовлетворительные теоретические формулы для вычисления электрических параметров влажных тел практически отсутствуют, надежные сведения об их электрических свойствах в радиодиапазоне можно получить только опытным путем. Объяснение характера экспериментальных зависимостей $\varepsilon'(W)$ и $\text{tg } \delta(W)$ для силикагелей впервые наиболее полно было дано в [4], где было указано на существенное различие в ходе этих кривых для тонкопористых и широкопористых силикагелей. Тем не менее вопрос о влиянии форм связи влаги на электрические свойства увлажненных силикагелей этим автором, как и другими, не рассматривался.

Для получения экспериментальных зависимостей $\varepsilon'(W)$ и $\text{tg } \delta(W)$ силикагелей использовалась методика и модернизированные установки, предложенные в [5]. Получение этих зависимостей проводилось в диапазоне длин электромагнитных волн 6000 – 3 м с использованием специального конденсатора, конструкция и размеры которого отвечали физическим свойствам исследуемых тел, условиям и методике осуществляемых измерений, используемой аппаратуре. Исследование зависимости удельного сопротивления $\rho(W)$ увлажненных силикагелей выполнено с помощью моста переменного тока Р-38, который питался от генератора ЗГ-10. Границы измерений моста были расширены до 3,3 МОм. Погрешности измерений находились в границах $\pm 1,5\%$. Измерения проведены на частоте 1 кГц с целью предотвращения явления поляризации электродов. Результаты измерений были стабильны во времени. Все измерения проведены при 293 К.

В качестве модельных образцов исследования использовались синтетические неорганические полимеры – силикагели, которые достаточно полно представляют эталонный ряд капиллярно-пористых сорбентов состава $\text{Si} \cdot n\text{H}_2\text{O}$: КСК (широкопористый), КСС-4 (среднепористый), КСМ-5 (тонкопористый), КСМ-6п (ультрапористый). Их дифференциальные водоудерживающие свойства и основные характеристики пористой структуры представлены в [2].

Экспериментальные данные в виде кривых зависимостей $\varepsilon'(W)$ и $\text{tg } \delta(W)$ для длин волн 6000, 400, 40, 20 м и $\rho(W)$ представлены лишь для силикагеля КСК-2 (рис. 1) и силикагеля КСМ-6п (рис. 2). Для остальных двух силикагелей эти зависимости аналогичны.

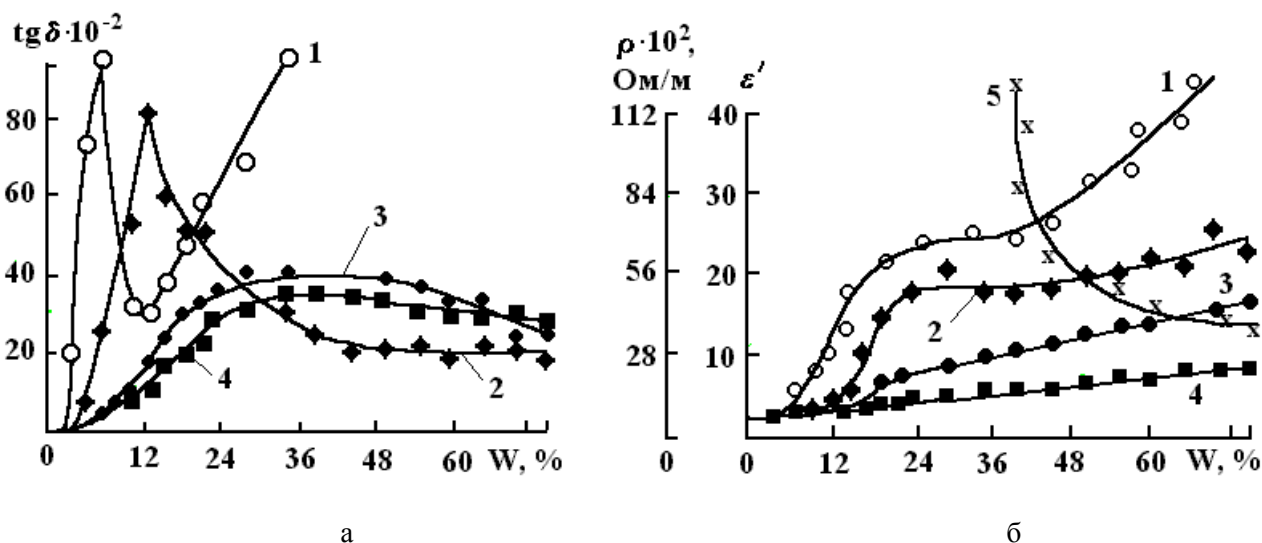


Рис. 1. Зависимость электрических свойств силикагеля КСК-2 от влагосодержания: а – $\text{tg } \delta(W)$; б – $\varepsilon'(W)$ для длин волн: $\lambda, \text{ м}$: 1 – 6000; $\lambda, \text{ м}$: 2 – 400; $\lambda, \text{ м}$: 3 – 40; $\lambda, \text{ м}$: 4 – 20; 5 – $\rho(W)$.

Кривые $\varepsilon'(W)$ состоят из участков, на которых наблюдается неодинаковое возрастание диэлектрической проницаемости (ДП) с увеличением влагосодержания. Такой ход кривых $\varepsilon'(W)$ в основном согласуется с данными других авторов [6–9]. На первом участке для всех длин волн наблюдается небольшое увеличение ДП с повышением влагосодержания почти по линейному закону. Переход от первого участка ко второму характеризуется точкой перегиба, положение которой зависит от длины волны. Влагосодержания в этих точках на кривых $\varepsilon'(W)$ для длин волн 6000, 400, 40 и 20 м для различных силикагелей соответственно равны: КСК-2 – 5,2; 15,1; 17,3; 22,9%, КСС-4 – 5,3; 14,4; 20,2; 25,0%, КСМ-5 – 17,6; 17,6; 22,6; 34,9% и КСМ-6п – 22,5; 22,5; 37,7; 37,7%. На втором

участке кривых $\varepsilon'(W)$ изменение ДП системы имеет более выраженную волновую зависимость и возрастает с увеличением длины волны.

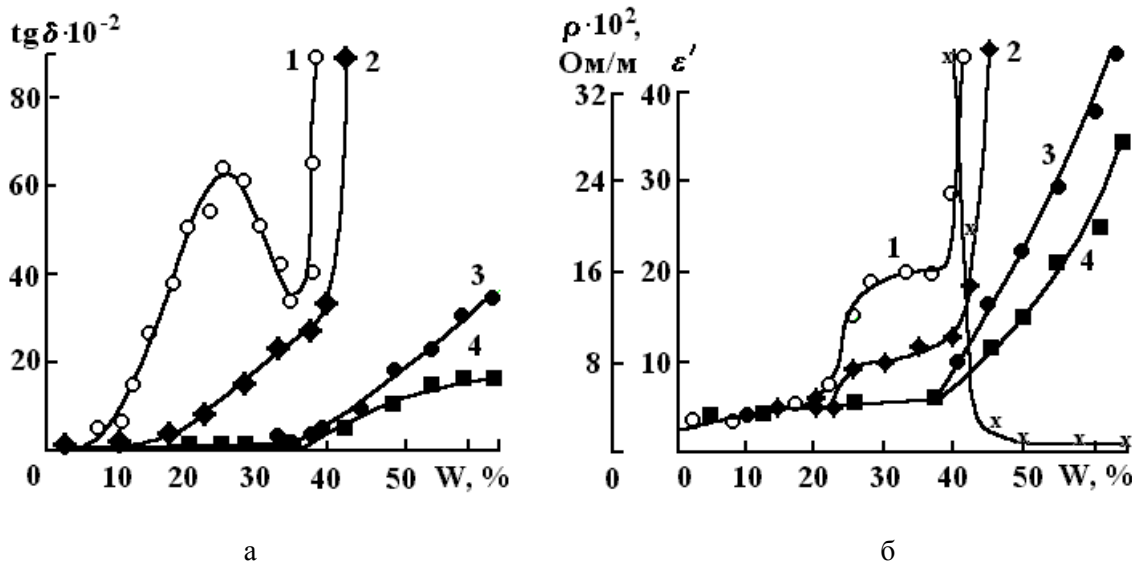


Рис. 2. Зависимость электрических свойств силикагеля КСМ-6п от влагосодержания: а – $\text{tg } \delta(W)$; б – $\varepsilon'(W)$ для длин волн: $\lambda, \text{ м}$: 1 – 6000; 2 – 400; 3 – 40; 4 – 20; 5 – $\rho(W)$.

В случае широкопористого силикагеля КСК-2 и среднепористого силикагеля КСС-4 для длины волны 6000 м точка перегиба примерно отвечает границе мономолекулярной адсорбции. При всех иных длинах волн для этих же силикагелей, а также и тонкопористых силикагелей КСМ-5 и КСМ-6п эта точка размещается в области влагосодержаний капиллярной конденсации. В области заполнения монослоя в широкопористых силикагелях крутизна кривой $\varepsilon'(W)$ противоположна ходу кривой для тонкопористых силикагелей.

Ход кривой зависимости $\varepsilon'(W)$ объясняется тем, что изолированные и прочно связанные с поверхностью твердого тела молекулы воды в начале мономолекулярной адсорбции дают небольшой вклад в поляризацию. При влагосодержаниях, которые отвечают окончанию формирования монослоя начинают проявляться «дигидроли» молекул воды и поляризация за их счет увеличивается.

Неодинаковость хода кривых $\varepsilon'(W)$ для широкопористых и тонкопористых силикагелей говорит о различной энергии связи адсорбированных молекул при одинаковых влагосодержаниях и, следовательно, об их различном вкладе в общую поляризацию системы.

При дальнейшем увеличении влагосодержания для всех силикагелей наблюдается возрастание ДП, что вызвано уменьшением энергии связи в области полимолекулярной адсорбции. Линейная зависимость $\varepsilon'(W)$ обусловлена одинаковым вкладом последующих адсорбированных молекул воды в общую поляризацию системы. Это объясняется одинаковыми свойствами адсорбированных молекул, то есть одной формой связи влаги.

На кривых зависимостей $\varepsilon'(W)$ ультратонкопористого силикагеля КСМ-6п (рис. 2) наблюдается еще одна точка перегиба, что для всех рассматриваемых длин волн отвечает максимальному гигроскопическому влагосодержанию, то есть завершению процесса капиллярной конденсации. При увеличении влагосодержания системы более заметное возрастание ДП для больших длин волн. Это свидетельствует о наличии дисперсии ДП. Для силикагелей КСМ-5, КСС-4 и КСК-2 на кривой $\varepsilon'(W)$ также проявляется вторая точка перегиба, но только для волны длиной 6000 м.

Анализ экспериментальных кривых $\varepsilon'(W)$ показывает, что характер изменения ДП системы, обусловленный как длиной электромагнитной волны, так и формой связи влаги. Роль форм связи влаги проявляется более сильно с увеличением длины волны. Наиболее четко влияние форм связи влаги проявляется при бесконечно большой длине электромагнитной волны [1].

Зависимости $\text{tg } \delta(W)$ также подтверждают определяющее влияние форм связи влаги. С увеличением влагосодержания $\text{tg } \delta$ интенсивно возрастает и достигает максимума при влагосодержаниях, которые примерно отвечают первой точке перегиба кривых $\varepsilon'(W)$. Для длинных волн с дальнейшим увеличением влагосодержания $\text{tg } \delta$ уменьшается, достигая минимума, а потом снова возрастает. Это обусловлено увеличением активной составляющей тока для данной длины волны. В области

влажностердержаний мономолекулярной адсорбции малые значения имеет и удельное сопротивление системы ρ . Для небольших длин волн с увеличением влагосодержания величина $\operatorname{tg} \delta$ после достижения максимума уменьшается сравнительно медленно.

Для анализа зависимостей $\varepsilon'(\lg \lambda)$ и $\operatorname{tg} \delta(\lg \lambda)$ соответственно для силикагелей КСК-2, КСС-4, КСМ-5 и КСМ-6п были выбраны некоторые фиксированные влагосодержания, которые относятся к адсорбционно-связанной влаге (мономолекулярный и полимолекулярные слои), а также к капиллярно-сконденсированной и капиллярной влаге. Последняя представляет собой состояние воды в макрокапиллярах, которые заполняются лишь при контакте с жидкой фазой воды. Отдельные зерна того или иного силикагеля не имеют макрокапилляров. Последние представляют собой пустоты межзернового пространства.

Для относительно широкопористых силикагелей КСК-2 и КСС-4 общий ход кривых $\varepsilon'(\lg \lambda)$ и $\operatorname{tg} \delta(\lg \lambda)$ почти одинаков. Для влагосодержаний адсорбционно-связанной влаги ДП системы практически не зависит от длины волны. Величина $\operatorname{tg} \delta$ в области длинных волн возрастает. При этих влагосодержаниях адсорбированные молекулы воды связаны с поверхностью силикагеля достаточно прочно и подвижность их очень мала. Незначительное увеличение ДП системы в этом диапазоне длин волн обусловлено лишь поляризациями смещения. В пользу такого объяснения свидетельствует тот факт, что ДП не проявляет дисперсии во всем исследуемом диапазоне длин волн, поскольку время установления данных видов поляризации меньше 10^{-12} с.

При влагосодержаниях, которые отвечают капиллярно-сконденсированной влаге, с увеличением длины волны ДП влажной системы возрастает. Граница сильного возрастания с увеличением влагосодержания смещается в область меньших длин волн. В области длинных волн темп возрастания ДП уменьшается. Для силикагеля КСМ-6п в исследуемом интервале длин волн характер возрастания ДП не изменяется. Ход кривых $\varepsilon'(\lg \lambda)$ для выбранных влагосодержаний указывает на присутствие значительной дисперсии.

Кривые зависимости $\operatorname{tg} \delta(\lg \lambda)$ при этих влагосодержаниях имеют максимум. Частотный максимум потерь отвечает области дисперсии ДП и с увеличением влагосодержания соответственно смещается в область меньших длин волн. Для ультратонкопористого силикагеля КСМ-6п функция $\operatorname{tg} \delta(\lg \lambda)$ монотонно возрастает.

Постепенное перемещение сингулярных точек кривых $\varepsilon'(W)$ и $\operatorname{tg} \delta(W)$, $\varepsilon'(\lg \lambda)$ и $\operatorname{tg} \delta(\lg \lambda)$ при увеличении влагосодержания в направлении меньших длин волн связано с изменением подвижности молекул воды. При влагосодержаниях, которые отвечают первым порциям капиллярной влаги, подвижность молекул воды значительно возрастает и они способны более свободно ориентироваться в переменном электрическом поле электромагнитной волны. В пользу такого объяснения свидетельствует и тот факт, что структура силикагеля при увлажнении практически не изменяется, а также то, что отсутствует дисперсия ДП сухого материала в исследуемой области длин волн. Следовательно, при этих условиях можно считать, что изменения величин ε' и $\operatorname{tg} \delta$ системы силикагель-вода обусловлены лишь присутствием поглощенной влаги.

Значительное возрастание ДП при увеличении влагосодержания в области начала капиллярной конденсации обусловлено релаксационной поляризацией молекул воды. Подтверждением этому является дисперсия ДП и наличие максимума диэлектрических потерь.

В области капиллярной влаги стремительно возрастает проводимость системы, при этом с уменьшением длины волны максимуму функции $\operatorname{tg} \delta(\lg \lambda)$ предшествует участок значительного уменьшения $\operatorname{tg} \delta$. Такой ход функциональной зависимости $\operatorname{tg} \delta(\lg \lambda)$ указывает на присутствие ярко выраженных релаксационных процессов во влажном диэлектрике [9].

С уменьшением длины волны $\operatorname{tg} \delta$ уменьшается, поскольку сквозная проводимость при этом уменьшается (при больших длинах волн процесс проводимости превалирует над релаксационными процессами). По мере уменьшения длины волны роль релаксационных процессов возрастает и $\operatorname{tg} \delta$ увеличивается до тех пор, пока период приложенного напряжения не уравнивается с продолжительностью времени релаксации. В этих условиях активная и реактивная составляющая тока увеличиваются. Реактивная составляющая увеличивается медленнее вследствие уменьшения ДП. Это приводит к появлению максимума на кривых $\operatorname{tg} \delta(\lg \lambda)$. Для более коротких длин волн $\operatorname{tg} \delta$ уменьшается благодаря уменьшению реактивной составляющей тока.

Таким образом, волновые зависимости электрических свойств влажных силикагелей определяются их пористой структурой и формами связи влаги с телом. При увеличении длины электромаг-

нитной волны радиодиапазона влияние форм связи влаги в микрокапиллярах и ее состояний в макрокапиллярах становится более весомым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панченко І. М., Панченко М. С., Панасюк А.Л., Мосієвич О. С. Дослідження діелектричних властивостей силікагелів в умовах їх зволоження // Фізика конденсованих високомолекулярних систем: наукові записки Рівненського державного гуманітарного університету. Вип. 7. Рівне: РДП. 1999. С. 11–15.
2. Панченко М. С., Панасюк А.Л., Мосієвич А.С. и др. Интенсификация адсорбционно-десорбционных процессов силикагелей наложением электрических полей // Электронная обработка материалов. 1988. № 2. С. 32–37.
3. Новиков М.И., Федоров А.М. Влагостойкость радиоэлектронной аппаратуры. М., 1981.
4. Жиленков И.В. Исследование диэлектрических свойств сорбированной воды; Автореф. дис... докт. физ.-мат. наук. Воронеж, 1962.
5. Романовский И.А. Исследование электрических свойств влажных дисперсных тел в связи с различием форм связи влаги: Дис... канд. физ.-мат. наук. Киев, 1968.
6. Kampf G., Kohlschutter H.W. Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften wasserbelandener silicagele im Frequenzgebiet 100 Hz – 300 kHz. Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie, Leipzig, Band 294, Heft 1–2, 10, 1958.
7. Thorp J.M. The dielectric behaviour of vapors adsorbed on porous solids // The Journal of Physical chemistry. 1962. 66. 1086.
8. Nair N.K., Thorp J.M. Dielectric behaviour of water sorbed on silicacels 1. – Commercial Silicacel and the Elimination of Dielectric Hysteresis. Part 2. Purified Silicacel and Samples Calcined at Different Temperatures, Transactions of the Faraday Society. 1965. 61. 962.
9. Доценко М.С., Соколов В.В. Долговечность элементов радиоэлектронной аппаратуры (влияние влаги). Л., 1973.

Поступила 28.02.2000

Summary

The experimental research of electrical properties (dielectric permeability, tangent of an angle of dielectric losses and specific resistance) typical synthetic inorganic polymers (industrial adsorbents) – silicagells KCK-2, KCC-4, KCM-5 and KCM-6П, simultaneously representing model capillary-porous solids, in a wide interval of moisture content including hygroscopic and damp condition is carried out. It is shown, that the dependence ϵ' and $\operatorname{tg} \delta$ from moisture content of concrete silicagel are determined by a porous structure of a sample, form of connection and condition of an absorbed moisture. These dependences are deformed at a modification of length of a wave of an irradiation. Thus the essential dispersion ϵ' and $\operatorname{tg} \delta$ for these solids exists of moisture contents, exceeding moisture content of monomolecular adsorption. It is caused by practical elimination of molecules such the forms of connection from the process of polarization in a considered wave range. The frequency dependences ϵ' and $\operatorname{tg} \delta$ at characteristic moisture contents are explained proceeding from possible mechanisms of polarization of an absorbed moisture and relations between relaxational processes and processes of electrical conductivity.

НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕКТРО- И МАГНИТОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЭВОЛЮЦИИ АСТРОБЛЕМ

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
ул. Советская, 14, Ярославль, 150000, Россия*

Физические и экологические последствия столкновения крупных метеоритов (астероидов) с Землей и другими планетами многократно становились предметом исследований (см., например, [1-10] и указанную там литературу) как теоретических, так и экспериментальных (конечно в лабораторных условиях, конечно). Тем не менее, многие аспекты такого события пока остаются не выясненными. Так, практически не изучался вопрос об особенностях электрофизических и магнитных изменений в окрестности места образования астроблемы, тогда как сходные вопросы неоднократно поднимались в связи с ядерными взрывами [2, 11, 12]. Энергия, выделяющаяся при столкновении достаточно крупного метеорита с Землей может на много порядков превышать энергию взрыва мегатонной водородной бомбы [3, 5]. В частности, хорошо известно [2, 12], что при прохождении по грунту сильной ударной волны его электрические и магнитные свойства существенно изменяются. Диэлектрики и полупроводники под действием избыточного давления в ударной волне становятся весьма хорошими проводниками за счет уменьшения при ударном сжатии ширины запрещенной зоны (на время прохождения ударной волны), а минералы, обладающие магнитными свойствами, размагничиваются. Известно также, что расположение на поверхности Земли большинства крупных астроблем совпадает с расположением геомагнитных аномалий, не связанных с месторождениями магнитных материалов [13–16]. В зависимости от типа кратера (определяемого энергией столкновения [3, 9]) эти аномалии могут иметь различный характер [15]: от простого понижения напряженности магнитного поля для простых чашеобразных кратеров, характерных для небольших энергий столкновений, до кольцевого характера аномалии напряженности магнитного поля в самых больших кратерах [3, 9]. В частности, сказанное относится к Пучеж-Кутунской астроблеме, магнитная аномалия которой имеет сложное строение (по классификации [15]), достаточно подробно исследованной геофизиками и геологами [14, 16], на примере которой ниже будет проведен физический анализ возможных последствий столкновения крупного метеорита с Землей.

1. Математическое моделирование процесса образования метеоритных кратеров (в частности, астроблем) основано на гидродинамической аналогии и имеет длительную историю. В нем, естественно, выделяются два подхода: первый (в историческом плане, самый простой и грубый) основан на модели капли жидкости, падающей на плоскую поверхность жидкости; второй (позволяющий проводить более детальный анализ, ставший популярным в последнее время в связи с развитием численных методов и широким распространением мощных компьютеров) базируется на численном анализе уравнений, описывающих превращение вещества в ударной волне, дополненных уравнениями состояния вещества при высоких давлениях и температурах. Подлежащая численному анализу математическая модель кратерообразования имеет вид [17]:

$$\frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div}(\rho\vec{V}) = 0; \quad \frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad}(P);$$

$$\frac{dW}{dt} = \frac{P}{\rho} \operatorname{div}(\vec{V}); \quad P = P(\rho, W);$$

где ρ , P , \vec{V} , W – плотность среды, давление в ней, скорость движения среды и ее внутренняя энергия, приходящаяся на единицу массы соответственно. В приведенной системе первое уравнение пред-

ставляет собой закон сохранения массы, второе – уравнение Эйлера, третье – закон сохранения энергии, четвертое – уравнение состояния вещества. Знак производной по времени в первых трех – уравнениях понимается в смысле полной производной, то есть суммы частной производной по времени и конвективной производной:

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} + V_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

2. Пучеж-Катунская астроблема имеет характерный линейный размер (диаметр) около 80 км. Характеристики самого акта столкновения крупного метеорита с Землей, в результате которого она образовалась, выведем из соотношений подобия для крупных ударных кратеров [9], проводя сравнение с астроблемой Сильян, имеющей диаметр 60 км, возникшей при падении на Землю каменного метеорита диаметром около 3 км. Образование ее весьма детально проанализировано в [5], и она структурно подобна Пучеж-Катунской астроблеме. Будем считать механику процессов образования этих астроблем сходной и во всех прочих отношениях.

Для нижеследующего анализа примем, согласно [5], что: 1) как и для астроблемы Сильян, состав метеорита, столкновение которого с Землей привело к образованию Пучеж-Катунской астроблемы, был тот же, что и состав грунта на месте образования астроблемы (плотность вещества метеорита и грунта $\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$); 2) метеорит в момент столкновения с Землей имел сферическую форму и скорость $2,5 \cdot 10^7 \text{ м/с}$ (отметим, что скорости крупных метеоритов (астероидов), выпадающих на Землю, лежат в диапазоне от второй космической скорости $\approx 1,1 \times 10^7 \text{ м/с}$ до 10^8 м/с – наивысшей скорости относительно Земли, возможной на данном удалении от Солнца); 3) удар метеорита о Землю был вертикальным. Тогда, используя ударно-взрывную аналогию и закон подобия Лампеона для диаметра D_0 воронки взрыва с энергией W_0 [9]:

$$(D/D_0)^3 = W/W_0, \quad (1)$$

несложно получить, что кинетическая энергия Пучеж-Катунского метеорита была примерно в 2,35 раза больше кинетической энергии метеорита Сильян. При принятом равенстве скоростей и плотностей обоих метеоритов это означает, что масса Пучеж-Катунского метеорита была в 2,35 раза больше массы метеорита Сильян, а его радиус был примерно 4 км (по сравнению с 3 км для метеорита Сильян).

При столкновении крупного метеорита (астероида) с Землей в результате действия ударной волны сам метеорит и часть грунта в месте падения расплавляются и испаряются. Объем расплава пропорционален кинетической энергии астероида и определяется уравнением состояния вещества. В астроблеме Сильян, согласно расчетам, образовалось $\approx 350 \text{ км}^3$ расплава, из которых примерно треть была выброшена из кратера. Две трети остались в кратере, образовав лавовое озеро глубиной $\sim 1 \text{ км}$, с температурой не ниже температуры плавления грунта в ударной волне (согласно использованному при расчетах [5] уравнению состояния, могла быть равна 2140 К). Реальная температура расплава (импактной лавы) может быть существенно выше, вплоть до температуры кипения расплава. В [15, 18] по данным петрографического анализа указывается на температуры импактного расплава $\approx 2800\text{--}3300 \text{ К}$. В последующих рассуждениях для оценок физических параметров лавы будем принимать температуру импактной лавы $\approx 3000 \text{ К}$. Поскольку кинетическая энергия Пучеж-Катунского метеорита в 2,35 больше, то и объем расплава в Пучеж-Катунской астроблеме будет больше: $V_0 \approx 588 \text{ км}^3$, из которых $V \approx 390 \text{ км}^3$ останется в кратере, образовав лавовое озеро. Расплавленная лава будет перетекать, стремясь заполнить понижения в рельефе. Если предположить, что так же как и в кратере Сильян, эти понижения занимают десятую часть площади кратера, толщина H слоя расплавленной импактной лавы будет равна $\approx 0,8 \text{ км}$.

Характерное время существования такого лавового озера τ определяется его объемом, температурой, удельной теплотой отвердевания (плавления), температурой на дне и на свободной поверхности озера импактного расплава. В [5] для оценки по порядку величины времени существования лавового озера принималось, что свободная поверхность покрыта кипящей водой, которая, испаряясь за счет подвода тепла от лавы, определяет скорость ее остывания. В [5] в предположении, что основным механизмом теплопередачи является молекулярная теплопроводность, получено, что характерное время $\tau \sim 10000 \text{ лет}$. Аналогичная оценка при выполнении тех же предположений о

механизме переноса тепла будет справедлива и для времени существования лавового озера в Пучеж-Катунской астроблеме. Но, скорее всего, приведенная оценка сильно завышена, поскольку в весьма текучей импактной лаве основным механизмом теплопереноса будет конвективный теплоперенос, интенсивность которого при характерных линейных масштабах теплообмена, перепадах температур и физических характеристиках вещества примерно на два порядка превысит интенсивность молекулярного теплопереноса [19], что приведет к пропорциональному снижению характерного времени охлаждения лавы.

Согласно [20] динамическая вязкость расплавленной вулканической силикатной магмы с температурой ≈ 2100 К может достигать 1 Па·с, увеличиваясь до $\sim 10^8$ Па·с при $T \approx 900$ К (отметим, что динамическая вязкость воды при комнатной температуре 10^{-3} Па·с). С изменением температуры вязкость жидкостей, имеющая активационную природу, изменяется по экспоненциальному закону [21–22]:

$$\mu = A \exp(B/T),$$

где B – константа, весьма приближенно определяемая как теплота плавления, деленная на газовую постоянную; A – имеет размерность вязкости и характерную величину порядка вязкости газа [21]. В рассуждениях для характеристики теплопереноса в охлаждающейся импактной лаве будем пользоваться эффективным значением динамической вязкости $\mu = 100$ Па·с.

Таким образом, импактная лавы может быть весьма текучей, и согласно классическим представлениям (см., например, [23, 24]) интенсивность конвективных движений в ней может быть весьма высокой. Это приведет к существенному увеличению скорости остывания лавового озера и к сокращению характерного времени его существования τ . Впрочем, следует иметь в виду, что конвективная теплоотдача будет играть определяющую роль в охлаждении лавового озера лишь при высоких температурах лавы. Когда же, через характерное время $\tau_* \sim 100$ лет, определяемое скоростью конвективной теплоотдачи, температура лавы понизится до ≈ 1100 К, ее вязкость увеличится на шесть-восемь порядков, роль конвективного механизма переноса тепла станет малой, и собственно сам процесс застывания (кристаллизации) расплавленных горных пород будет лимитироваться молекулярной теплопроводностью. Как указано в [5], такой процесс займет время $\tau_0 \sim 1000$ лет. Точнее говоря, по прошествии временного интервала указанной продолжительности под застывшей (закристаллизовавшейся) поверхностью лавового озера еще будет существовать расплавленная лавы.

На этом этапе рассуждений оставим в стороне механические особенности эволюции астроблемы и обратим внимание на электро- и магнитофизические последствия длительного существования горячего лавового озера в центре астроблемы.

3. В [25, 26] в экспериментальных измерениях было получено, что удельное сопротивление горных пород при нагревании от комнатной температуры до ≈ 1600 К падает с увеличением температуры по экспоненциальному закону. Так, удельное сопротивление гранита падало с $5,3 \cdot 10^7$ Ом·м до 44 Ом·м, пироксенита – с $1,3 \cdot 10^9$ Ом·м до 50 Ом·м, оливинита – с $8,5 \cdot 10^{10}$ Ом·м до 28 Ом·м [25]. Указанное поведение электропроводности при нагревании согласно [25] связано с тем, что горные породы являются полупроводниками со смешанной проводимостью с сильной компенсацией, то есть эти полупроводники содержат примеси донорного и акцепторного типов в почти одинаковой концентрации. Энергия активации для таких проводников согласно проведенным измерениям не превышает 1 эВ, тогда как для чистой окиси алюминия Al_2O_3 , которую горные породы содержат в максимальной концентрации, ширина запрещенной зоны превышает 5 эВ (впрочем, при повышении температуры от 300 до 1600 К электропроводность чистой окиси алюминия также увеличивается на десять порядков [27]). Но сказанное относится к твердым горным породам. При плавлении и дальнейшем нагревании электропроводность полупроводников увеличивается по экспоненциальному закону [28]:

$$\sigma = \sigma_* \exp(-E/kT),$$

где E – энергия активации; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Константа σ_* характеризует электропроводность при бесконечно большой температуре; ее значение для полупроводников лежит в пределах 10^5 – 10^7 См·м⁻¹. Величина энергии активации зависит от конкретного механизма проводимости (в некристаллических полупроводниках обычно одновременно реализуется несколько механизмов) и измеряется долями или единицами электронвольта [28].

Для нижеследующих рассуждений примем, что электропроводность σ импактного расплава при имеющихся высоких температурах ($T \approx 3000$ К) определяется соотношением $\sigma \geq 10^5$ См·м⁻¹.

4. Важную роль в эволюции озера импактной лавы играет тепловая конвекция, неизбежно возникающая в нем благодаря существующим в лаве значительным градиентам температур как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях. Исследовать конвективные движения в лаве можно, исходя из системы уравнений конвекции в приближении Буссинеска [23]:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(\tilde{P}) + \nu \Delta \vec{V} - \vec{g} \beta \tilde{T}; \quad \frac{d\tilde{T}}{dt} = \chi \Delta \tilde{T}; \quad \text{div}(\vec{V}) = 0,$$

где \tilde{T} и \tilde{P} – отклонения температуры жидкости и давления в ней от средних значений; χ и β – коэффициенты температуропроводности и объемного расширения жидкости. Но для оценки скоростей конвективных движений по порядку величины можно воспользоваться соображениями подобия и размерности, как это сделано в [24], где для скорости конвективных движений жидкости получена простая формула:

$$U \sim 0,25(\gamma f d / 2 \rho \nu)^{1/2}, \quad (2)$$

здесь γ – КПД преобразования механической энергии конвективных движений в тепловую; f – плотность потока тепла в лаве; d – характерный линейный масштаб конвекции; ν – кинематическая вязкость лавы. С помощью формулы (2) при $\gamma = 1$, $d = 700$ км, $f = 0,06$ Вт/м², $\nu \approx 2 \cdot 10^{17}$ м²/с в [24] получена оценка скорости конвективных движений в мантии Земли $U \sim 5$ см/год. Если учесть, что для импактной лавы согласно вышесказанному $\nu \approx 4 \cdot 10^{-2}$ м²/с; $d \approx 400$ м; для γ в рассматриваемой ситуации можно взять $\gamma = 0,1$ (согласно [24] КПД превращения теплоты в механическую работу конвекции не очень сильно зависит от специфики ввода тепла в систему и для большинства природных процессов имеет порядок $\gamma \sim 0,1$ и только для превращения энергии солнечного тепла в энергию ветра КПД на порядок меньше $\gamma = 0,01$); а для теплового потока принять значение $f = 1000$ Вт/м², получающееся при оценке из закона Фурье (для перепада температур $\Delta T \approx 2000$, расстояния реализации указанного перепада температур $d \approx 400$ м, коэффициента эффективной теплопроводности, то есть с учетом конвективного теплопереноса [19], $\lambda \approx 250$ Вт/м К), то для скорости конвективных движений импактной лавы по порядку величины получим оценку: $U \approx 3,5$ м/с.

5. При имеющихся в озере импактной лавы, с характерным линейным размером порядка километра, температурах, электропроводностях, вязкостях и скоростях конвективных движений, в нем может реализоваться эффект гидромагнитного динамо. Тот самый эффект, который в соответствии с современными представлениями обеспечивает существование магнитного поля Земли [29]. И тогда озеро импактной лавы, занимающее центральную часть всякой крупной астроблемы, будет обладать собственным магнитным полем.

Математическая модель гидромагнитного динамо сводится к системе уравнений Максвелла и гидродинамики несжимаемой жидкости. После некоторых тождественных преобразований она приводится к виду [29, 30]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\nu_m \Delta \vec{B} + \text{rot}(\vec{V} \times \vec{B}); \\ \frac{d\vec{V}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \text{grad}(P) + \nu \Delta \vec{V} + \vec{g} - 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) + \frac{1}{4\pi\rho} \text{rot}(\vec{B} \times \vec{B}); \\ \text{div}(\vec{V}) &= 0; \quad \nu_m \equiv \frac{c^2}{4\pi\sigma}, \end{aligned}$$

где $\vec{\omega}$ – угловая скорость; \vec{B} – индукция магнитного поля. Решение этой нелинейной системы уравнений представляет значительные трудности и получено лишь для некоторых идеализированных ситуаций. Но поскольку нас интересует лишь возможность проявления эффекта гидромагнитного динамо в озере высокотемпературной импактной лавы, то воспользуемся готовым критерием реализации гидромагнитного динамо в проводящей среде [29, 30]:

$$Re_m \equiv \mu_0 \sigma H V \geq 10. \quad (3)$$

Здесь Re_m – магнитное число Рейнольдса; μ_0 – магнитная постоянная. Подставляя в это условие $\sigma = 10^5 \text{ С}\cdot\text{м}^{-1}$; $h = 800 \text{ м}$; $V = 3 \text{ м/с}$, несложно найти, что условие (3) выполняется с большим запасом. А это означает, что в озере высокотемпературной импактной лавы может реализоваться эффект самовозбуждающегося гидромагнитного динамо. В роли затравочного магнитного поля выступит магнитное поле Земли. Длительность существования такого динамо определится временем остывания лавового озера до температур, при которых электропроводность лавы и скорость конвективных движений, определяемых температурой и вязкостью, уменьшатся настолько, что условие (3) перестанет выполняться. При самой грубой оценке, принимая, что импактная лава занимает сферическую область, а все тепло, запасенное в ней, расходуется на излучение по закону Стефана-Больцмана, характерное время охлаждения лавы будет больше года. В реальности характерное время остывания лавового озера до температур, при которых (3) перестанет выполняться, будет на порядок-два больше. Но и года существования собственного гидромагнитного динамо в озере импактной лавы достаточно для намагничивания до максимальной величины горных пород в окрестности озера, там, где они были размагничены ударной волной. В итоге окрестности импактного кратера приобретут намагниченность, отличную от намагниченности окружающих невозмущенных ударом пород. Другими словами, астроблема станет центром магнитной аномалии.

6. В рассмотренную схему укладываются и магнитные аномалии, связанные с чашеобразными кратерами с диаметрами меньшими 20 км [3, 15]. Согласно классификации [15] магнитные аномалии, связанные с такими кратерами, характеризуются простым понижением напряженности магнитного поля. В соответствии с вышесказанным, образование такой аномалии связано с размагничивающим действием сильной ударной волны, возникающей при столкновении крупного метеорита (мелкого астероида) с Землей. Однако энергия столкновения для таких астероидов слишком мала для образования достаточно большого лавового озера с высокой температурой и электропроводностью, необходимых для реализации эффекта динамо. Поэтому перемагничивания породы в астроблеме не происходит. В результате такого удара существовавшая доударная намагниченность просто разрушается.

Например, для Логойской астроблемы, имеющей диаметр 17 км, для которой характерен указанный тип магнитной аномалии [15], энергия образования которой согласно (1) в ≈ 43 раза меньше энергии образования астроблемы Сильян, количество расплавленного вещества, образовавшегося при столкновении метеорита с Землей, будет всего лишь $\approx 8 \text{ км}^3$, из которых в кратере останется $\approx 5 \text{ км}^3$. Такое количество лавы, растекшись по дну воронки, образует слишком тонкий для поддержания в течение длительного времени малой вязкости и высокой электропроводности (сильно зависящих от температуры) электропроводный слой, чтобы можно было ожидать реализации эффекта динамо.

Магнитные аномалии кольцевой структуры, характерные для самых крупных астроблем с диаметрами $\geq 100 \text{ км}$ [15], таких, например, как Попигайская астроблема в Красноярском крае или Маникуаганская астроблема в Канаде, возникают при реализации эффекта динамо в кольцеобразном озере лавы большого объема, образующемся вокруг центрального поднятия, механизм возникновения которого связан с осыпанием краев ударного кратера [5].

7. При столкновении крупных метеоритов (астероидов) с Землей на дне астроблемы образуется озеро высокотемпературной, электропроводной, маловязкой импактной лавы. В таком озере реализуется эффект самовозбуждающегося гидромагнитного динамо, обеспечивающего появление у такого озера собственного магнитного поля, длительное существование которого обеспечивает намагничивание горных пород в окрестности астроблемы, предварительно размагниченных ударной волной, возникающей при столкновении астероида с Землей. Сказанное позволяет объяснить магнитные аномалии, связанные с известными астроблемами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К.П., Федынский В.В. О разрушительном действии метеоритных ударов // ДАН СССР. 1947. Т. 57. № 2. С. 129–132.
2. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1963.
3. Базилевский А.Т., Иванов Б.А. Обзор достижений механики кратерообразования // Механика образования воронок при ударе и взрыве. Серия: Новое в зарубежной науке. Механика. М., 1977. № 12. С. 172–227.
4. O'Keefe J.D., Ahrens Th.J. Shock effects from a large impact on the Moon // Proc. Lunar Sci. Conf., 6-th. 1975. P. 2831–2844.

5. Бруберг К.Б. Образование кратера Сильян //Нелинейные волновые процессы. Серия: Новое в зарубежной науке. Механика. М., 1987. № 42. С. 235–272.
7. Альварес У., Азаро Ф. Удар из космоса // В мире науки. 1990. № 12. С. 32–39.
8. Саган К. Климат и дым: оценка физических эффектов, приводящих к ядерной зиме // УФН. 1991. Т. 161. № 3. С. 89–123.
9. Мелош Г. Образование ударных кратеров. Геологический процесс. М., 1994.
10. Фельдман В.И. Астроблемы – звездные раны Земли // Соросовский образовательный журнал. 1999. № 9. С. 67–74.
11. Ядерный взрыв в космосе, на земле и под водой. (Электромагнитный импульс ядерного взрыва) / Под редакцией С.Л. Давыдова М., 1974.
12. Физика высоких плотностей энергий / Под ред. П. Кальдиролы, Г. Кнопфеля М., 1974.
13. Масайтис В.Л., Данилин А.Н., Мащак М.С. и др. Геология астроблем. Л., 1980.
14. Шолто В.Н. Структура Земли: упорядоченность или беспорядок. М., 1986.
15. Фельдман В.И. Петрология импактитов. М., 1990.
16. Певзнер Л.А., Воронцов А.К., Галкина О.Б. Геология и алмазоносность Пучеж-Катунской импактной структуры // Разведка и охрана недр. 1999. № 11. С. 18–23.
17. Рини Т. Численное моделирование явлений при высокоскоростном ударе // Высокоскоростные ударные явления. М., 1973. С. 164–219.
18. Фельдман В.И. Космогенные и эндогенные кольцевые структуры Земли // Сравнительная планетология. М., 1984. Т. 19. С. 104–110.
19. Лыков А.В. Теплообмен / Справочник. М., 1972.
20. Попов В.С. Магматизм Земли // Соросовский образовательный журнал. 1995. № 1. С. 74–81.
21. Рид Р., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. (Определение и корреляция). Л., 1971.
22. Викторов М.М. Методы вычисления физико-химических величин и прикладные расчеты. Л., 1977.
23. Алексеев В.В., Гусев А.М. Свободная конвекция в геофизических процессах // УФН. 1983. Т. 141. № 2. С. 311–342.
24. Голицын Г.С. К теории конвекции в верхней мантии // ДАН СССР. 1977. Т. 234. № 3. С. 552–555.
25. Моисеенко У.И., Соколова Л.С., Истомина В.Е. Электрические и тепловые свойства горных пород. Новосибирск, Сибирское отделение. 1970.
26. Челидзе Т.А., Челишвили М.Л., Тогонидзе Д.А. и др. Электрические и магнитные свойства горных пород при повышенных температурах и давлениях // Тбилиси, 1979.
27. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И.К. Кикоина М., 1976.
28. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974.
29. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л., 1978.
30. Космическая магнитная гидродинамика / Под ред. Э. Приста, А. Худа. М., 1995.

Поступила 20.03.2000

Summary

The problem of stability of the charged interface between two ideal fluids is considered with presence of the velocity jump across the interface. It was take into account that fluids having various density is not mixing up and each of which fills in half-infinite space. The upper liquid move along interface with variable in time velocity. The time dependence of velocity results to instability of interface and to decrease of critical surface density of a charge necessary for an initiation of the instability Tonks-Frenkel and the st. Elmo fires.

COCKPIT AUTOMATIC PRESSURE REGULATION USING DIRECT ACTION AIRFLOW REGULATION SYSTEM

*Universitatea din Craiova, str. Alexandru Ioan Cuza, nr. 13, România

**Academia Tehnică Militară, bulevardul George Coșbuc, nr. 81–83,
sector 5 București, România

*** Universitatea Politehnica București, Splaiul Independenței, nr. 313,
sector 6, București

Introduction

Automatic regulation of cockpit airflow (Q_t) has the following purposes:

- 1) Counterbalance of ejected air (through Automatic Regulation System-ARS-exhaust valve and through non-sealed parts of the cabin).
- 2) Cabin air pressure regulation.

The ARS consists from: airflow sensor, regulator and working element.

System structure:

Such an ARS is depicted in Fig. 1 [1, 2] where:

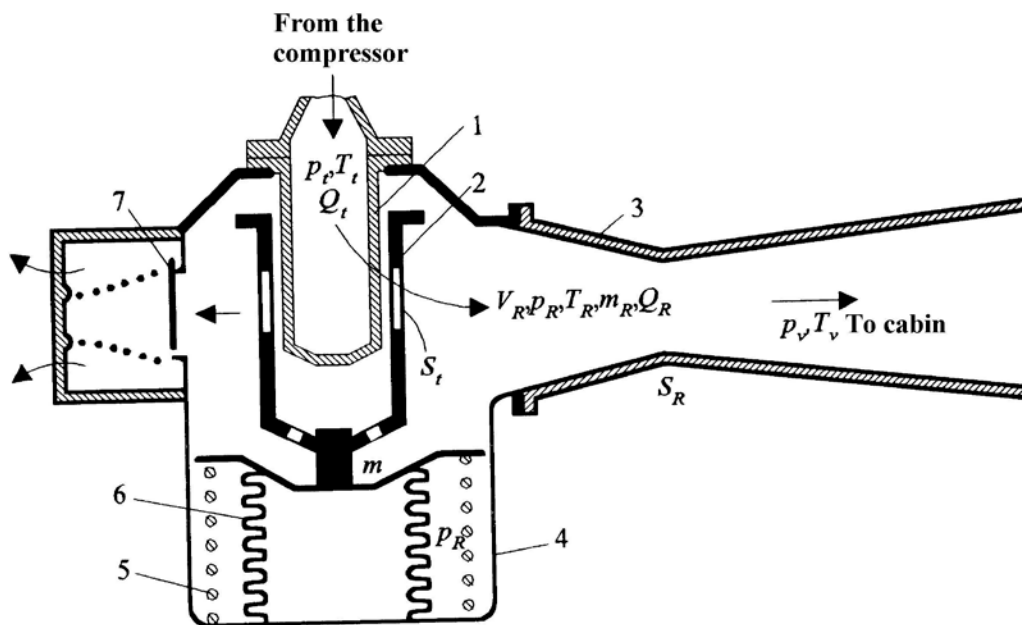


Fig. 1. The structure of the ARS for the cabin airflow.

1 – fixed cylinder; 2 – mobile cylinder with valve; 3 – Venturi tube (exhaust);
4 – corps; 5 – spring; 6 – gophred box; 7 – safety valve.

On the side of the fixed cylinder there are several controlled exhausts. The status of those exhausts is linked (and controlled) by the position of the mobile cylinder, thus by valve 2. The motion of valve 2 is controlled by elements 5 and 6. If pressure p_a increases over a prior established maximum value, the air is evacuated into the atmosphere through the safety valve (7).

The regulator equation:

The ARS (as presented in Fig. 1) is holding $p_R = \text{constant}$ (the air pressure within the regulator chamber) for limiting the amount of air transmitted to the cabin. After applying the derivative with time, (where $V_R = \text{volume of regulator's chamber}$) we have:

$$V_R \cdot p_R = m_R RT_R \quad (1)$$

and, assuming $\frac{dT_R}{dt} = 0$ (variation rate of the temperature within the regulator chamber is negligible) we have:

$$V_R \frac{dp_R}{dt} = RT_R \frac{dm_R}{dt}, \quad \frac{dm_R}{dt} = Q_t - Q_R. \quad (2)$$

The flows Q_t and Q_R are functions depending on parameters mentioned in Fig. 1, thus [3]:

$$Q_t = f_t(p_t, p_R, S_t, T_t), \quad (3)$$

$$Q_R = f_R(p_R, p_v, S_R, T_R). \quad (4)$$

Using Taylor series, neglecting non-linear terms (superior order small infinities), and assuming $S_R = \text{constant}$, we will have :

$$\Delta Q_t = \left(\frac{\partial Q_t}{\partial p_t} \right)_0 \Delta p_t + \left(\frac{\partial Q_t}{\partial p_R} \right)_0 \Delta p_R + \left(\frac{\partial Q_t}{\partial S_t} \right)_0 \Delta S_t + \left(\frac{\partial Q_t}{\partial T_t} \right)_0 \Delta T_t, \quad (5)$$

$$\Delta Q_R = \left(\frac{\partial Q_R}{\partial p_R} \right)_0 \Delta p_R + \left(\frac{\partial Q_R}{\partial p_v} \right)_0 \Delta p_v + \left(\frac{\partial Q_R}{\partial T_R} \right)_0 \Delta T_R. \quad (6)$$

Substituting (5), (6) in (2) we have the regulator dynamic equation:

$$\begin{aligned} \frac{V_R}{RT_R^0} \frac{dp_R}{dt} + \left(\frac{\partial Q_R}{\partial p_R} - \frac{\partial Q_t}{\partial p_R} \right)_0 \Delta p_R &= \left(\frac{\partial Q_t}{\partial p_t} \right)_0 \Delta p_t - \left(\frac{\partial Q_R}{\partial p_v} \right)_0 \Delta p_v + \\ &+ \left(\frac{\partial Q_t}{\partial T_t} \right)_0 \Delta T_t - \left(\frac{\partial Q_R}{\partial T_R} \right)_0 \Delta T_R + \left(\frac{\partial Q_t}{\partial S_t} \right)_0 \Delta S_t \end{aligned} \quad (7)$$

than

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p_R}{p_N} = \bar{p}_R; \quad \frac{\Delta p_t}{p_N} = \bar{p}_t; \quad \frac{\Delta p_v}{p_N} = \bar{p}_v; \quad \frac{\Delta Q_R}{Q_{t \max}} = q_R, \\ \frac{\Delta Q_t}{Q_{t \max}} = q_t; \quad \frac{\Delta T_t}{T_{t \max}} = \theta_t; \quad \frac{\Delta T_R}{T_{R \max}} = \theta_R; \quad \frac{\Delta S_t}{S_{t \max}} = \bar{S}_t \end{aligned} \quad (8)$$

We will obtain non-dimensional equation (9) where (10) and zero indexed parentheses were omitted.

$$\tau_R^* \frac{d\bar{p}_R}{dt} + k_R \bar{p}_R = \frac{\partial q_t}{\partial \bar{p}_t} \bar{p}_t - \frac{\partial q}{\partial \bar{p}_v} \bar{p}_v + \frac{\partial q_t}{\partial \theta_t} \theta_t - \frac{\partial q_R}{\partial \theta_R} \theta_R + \frac{\partial q_t}{\partial \bar{S}_t} \cdot \bar{S}_t, \quad (9)$$

$$\tau_R^* = \frac{V_R p_N}{RT_R^0 Q_{t \max}}, \quad (10)$$

$$k_R = \frac{\partial q_R}{\partial \bar{p}_R} - \frac{\partial q_t}{\partial \bar{p}_R}, \quad (11)$$

where τ_R^* is the regulator chamber filling time and k_R = working element pressure autoequalizing coefficient.

Mobile elements equation

In stationary regime, the flow regulator valve is an equilibrium position, namely x_0 coordinate (where x cylinder 2 moment positive for downwards moves) [4].

The forces considered an mobile elements (having m mass) ave.:

$$S_{ef} p_R = F_i + F_v + F_e + F_f, \quad (12)$$

where S_{ef} = effective area of gophred box; F_i = inertia force; $F_v = \eta \frac{dx}{dt}$ = viscosity friction force;

$F_e = k_e x$ = elasticity force (for the grind $-k_e$ = elasticity coefficient); F_f = dry friction force.

Using the above relations, (12) become:

$$S_{ef} \Delta p_R = m \frac{d^2 \Delta x}{dt^2} + \eta \frac{d \Delta x}{dt} + k_e \Delta x + F_f. \quad (13)$$

Assuming $F_f = 0$ and introducing dimensionless value.

$$\bar{x} = \frac{\Delta x}{x_{\max}} = -\frac{\Delta S_t}{S_{t \max}} = -\bar{S}_t \quad (14)$$

we have:

$$\tau_m^2 \frac{d^2 \bar{S}_t}{dt^2} + 2\xi_m \tau_m \frac{d \bar{S}_t}{dt} + \bar{S}_t = -k \bar{p}_R, \quad (15)$$

where:

$$\tau_m^2 = \frac{m}{k_e}, 2\xi_m \tau_m = \frac{\eta}{k_e}, k = \frac{S_{ef} \cdot p_N}{k_e x_{\max}}. \quad (16)$$

The System Mathematical Model. Stability analysis.

Having in (9)

$$\frac{\partial q_t}{\partial \bar{p}_t} \bar{p}_t - \frac{\partial q_R}{\partial \bar{p}_v} \bar{p}_v + \frac{\partial q_t}{\partial \theta_t} \theta_t - \frac{\partial q_R}{\partial \theta_R} \theta_R = F(t), \quad (17)$$

$$\frac{\partial q_t}{\partial \bar{S}_t} = k_t \quad (18)$$

(9) end (15) become:

$$\tau_R \frac{d \bar{p}_R}{dt} + \bar{p}_R - \frac{k_t}{k_R} \cdot \bar{S}_t = \frac{1}{k_R} \cdot F(t), \quad (19)$$

$$\tau_m^2 \frac{d^2 \bar{S}_t}{dt^2} + 2\xi_m \tau_m \frac{d \bar{S}_t}{dt} + \bar{S}_t = -k \bar{p}_R \quad (20)$$

with $\tau_R = \frac{\tau_R^*}{k_R}$ = time constant.

After the application of Laplace operator with zero initial conditions and substituting $\bar{S}_t(s)$ we have:

$$\left(a_3 s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0 \right) \bar{p}_R(s) = \left(\tau_m^2 s^2 + 2\xi_m \tau_m s + 1 \right) F(s), \quad (21)$$

where

$$\begin{aligned}
a_3 &= k_R \tau_R \tau_m^2, a_2 = k_R (2\xi_m \tau_m \tau_R + \tau_m^2), \\
a_1 &= k_R (\tau_R + 2\xi_m \tau_m), a_0 = k_R + k k_t.
\end{aligned} \tag{22}$$

The system characteristic equation is:

$$a_3 s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0 = 0 \tag{23}$$

and Hurwitz stability conditions are exprimed by making the coefficients a_i , $i = \overline{0,3}$ positive and

$$a_1 a_2 > a_0 a_3 \tag{24}$$

which, law (22) is:

$$k_R (\tau_R + 2\xi_m \tau_m) (\tau_m + 2\xi_m \tau_R) > \tau_R \tau_m (k_R + k k_t). \tag{25}$$

In Fig. 2 we have the block diagram (with transfer functions) of the model described by (19) and (20).

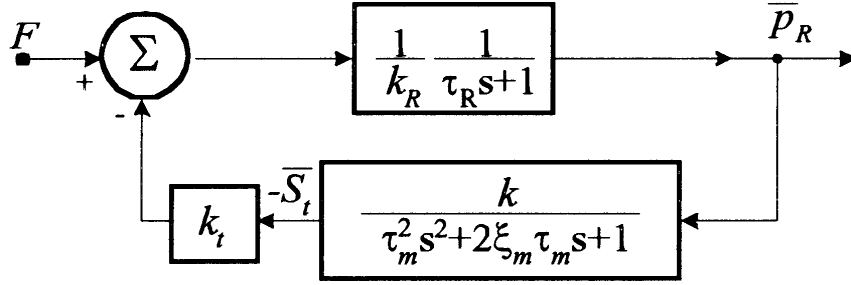


Fig. 2. Block diagram with transfer functions of the components of the ARS.

Bassed on equation (21) in stationary regime

$$\bar{p}_R(\infty) = \frac{1}{k_R + k k_t} F(\infty). \tag{26}$$

For $Q_{tmax} = 550 \text{ kg/h} = 0,153 \text{ kg/s}$, $R = 287 \text{ J/kgK}$, $t_R = 27^\circ\text{C}$ ($T_R = 300 \text{ K}$), $V_R = 100 \text{ cm}^3 = 10^{-4} \text{ m}^3$ and $p_N = 10^5 \text{ N/m}$, with relation (10), we have:

$$\tau_R^* = 7,6 \cdot 10^{-3} \text{ s}.$$

Going back to dimensioned relations (11) we have:

$$\begin{aligned}
k_R &= \left(\frac{\partial q_R}{\partial \bar{p}_R} - \frac{\partial q_t}{\partial \bar{p}_R} \right)_0 = \frac{p_N}{Q_{tmax}} \left(\frac{\partial(\Delta Q_R)}{\partial(\Delta p_R)} - \frac{\partial(\Delta Q_t)}{\partial(\Delta p_R)} \right)_0 = \frac{p_N}{Q_{tmax}} \left(\frac{\partial Q_R}{\partial p_R} - \frac{\partial Q_t}{\partial p_R} \right) \approx \\
&\approx \frac{p_N}{Q_{tmax}} \left(\frac{\Delta Q_R - \Delta Q_t}{\Delta p_R} \right)_0 = \frac{p_N}{\Delta p_R} \left(\frac{\Delta Q_R}{Q_{tmax}} - \frac{\Delta Q_t}{Q_{tmax}} \right)_0
\end{aligned}$$

For $\Delta Q_R / Q_{tmax} = 4 \cdot 10^{-3}$, $\Delta Q_t / Q_{tmax} = -6 \cdot 10^{-3}$, $\Delta p_R / p_N = 10^{-2}$ we have $k_R = 1$, and $\tau_R = \tau_R^* / k_R = 7,6 \cdot 10^{-3} \text{ s}$.

Coefficient k_t can be computed with relation (18)

$$k_t = \left(\frac{\partial q_t}{\partial \bar{S}_t} \right)_0 \approx \left(\frac{\Delta Q_t}{Q_{t \max}} \right)_0 \left(\frac{S_{t \max}}{\Delta S_t} \right)_0 = - \left(\frac{\Delta Q_t}{Q_{t \max}} \right)_0 \left(\frac{x_{\max}}{\Delta x} \right)_0,$$

which, for $\Delta x / x_{\max} = 10^{-1}$ and $\Delta Q_t / Q_{t \max} = -6 \cdot 10^{-3}$ has the following value $k_t = 6 \cdot 10^{-2}$.

For $m = 100\text{g} = 10^{-1}\text{kg}$, $k_e = 1\text{N/m}$, $\eta = 3,2 \cdot 10^{-1}\text{Ns/m}$, $x_{\max} = 1,5\text{cm} = 1,5 \cdot 10^{-2}\text{m}$ and $S_{ef} = 3 \cdot 10^{-3}\text{m}^2$, with (16) we have $\tau_m \approx 0,32$, $\xi_m = 0,5$ and $k = 2 \cdot 10^4$.

Substituting those parameters in (22) we determine coefficients a_3, a_2, a_1, a_0 whose values verify the Hurwitz stability conditions.

Going back to dimensioned relation (17) we have [5]:

$$F(t) = \left(\frac{\partial q_t}{\partial \bar{p}_t} \bar{p}_t + \frac{\partial q_t}{\partial \theta_t} \theta_t - \frac{\partial q_R}{\partial \bar{p}_v} \bar{p}_v - \frac{\partial q_R}{\partial \theta_R} \theta_R \right)_0 = \frac{1}{Q_{t \max}} \left(\frac{\partial Q_t}{\partial p_t} \Delta p_t + \frac{\partial Q_t}{\partial T_t} \Delta T_t \right)_0 - \frac{1}{Q_{t \max}} \left(\frac{\partial Q_R}{\partial p_v} \Delta p_v + \frac{\partial Q_R}{\partial T_R} \Delta T_R \right)_0 = \left(\frac{\Delta Q_t}{Q_{t \max}} \right)_{\substack{p_R = \text{const.} \\ S_t = \text{const.}}} - \left(\frac{\Delta Q_R}{Q_{t \max}} \right)_{p_R = \text{const.}}$$

Upon (26), in stationary regime:

$$\bar{p}_R(\infty) = \frac{1}{k_R + k k_1} F(\infty) = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{1 + 2 \cdot 10^4 \cdot 6 \cdot 10^{-2}} \approx 0,17 \cdot 10^{-5}$$

and

$$\Delta p_R(\infty) = \bar{p}_R(\infty) p_N = 0,17 \cdot 10^{-5} \cdot 10^5 = 0,17\text{N/m}^2 \ll 10^5\text{N/m}^2.$$

Conclusions:

In the paper we presented a study upon an ARS for the cabin airflow, using a direct action regulation system. The mathematical model for the system was written in there forms: dimensioned, dimensionless and operational.

The stability of the system is analyzed through the calculus of its parameters.

BIBLIOGRAPHY

1. *Grişanov N.G.* Visotnoe oborudovanie samoletov grajdanskoi aviații. Nauka, Moskva, 1981.
2. *Dumitrescu M.* Echipamente de zbor la mare altitudine. Academia Militară, București, 1984.
3. *Carafoli E., Constantinescu V.N.* Dinamica fluidelor compresibile. București, Editura Academiei R.S.R., 1984.
4. *Nicolae D., Lungu R., Cismaru C.* Măsurarea parametrilor fluidelor – echipamente și sisteme, Editura Scrisul Românesc, Craiova, 1986.
5. *Lungu R.* Automatizarea aparatelor de zbor. Editura Universitaria, Craiova, 2000.

Received 17.03.2000

Summary

For an ARS of the cabin airflow with direct action we built a linearised mathematical model in there forms: dimensioned, dimensionless and operational. Using the mathematical model, the system stability is analyzed through the calculus of the dynamic parameters of the automatic regulation system (ARS).

ТЕОРИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО НАСОСА

*Курский государственный технический университет,
ул. 50 лет Октября, 94, г. Курск, 305040, Россия*

1. Введение.

Электрогидродинамические насосы перспективны в качестве рабочего элемента в системах охлаждения жидкостью, выделяющих джоулево тепло: полупроводниковых приборов ЭВМ, полупроводниковых лазеров и в различных радиоустройствах, работающих в режимах повышенной электрической мощности. Используемое в настоящее время охлаждение принудительной конвекцией воздуха, с помощью электромеханических двигателей, во-первых, создает неизбежные вибрации, во-вторых, накладывает ограничения на потребляемые мощности из-за малой теплоотводящей способности воздуха. Поэтому идея теплоотвода жидкостью, имеющей в тысячи раз большую теплопроводность и плотность вещества чем газы, приводимой в движение электрическим полем насоса без механически движущихся частей, имеет большую перспективу.

Для расчёта эффективной работы ЭГД-насоса необходимо решать инженерную задачу, учитывающую как свойства используемых для охлаждения жидкостей, геометрическую конфигурацию насоса, так и гидравлическое сопротивление внешнего замкнутого гидравлического контура.

2. Физическая постановка задачи.

В работах [1, 2] проведен анализ работы сеточного ЭГД-насоса в плоском двухмерном случае, когда ширина секции насоса и ширина внешнего замкнутого контура совпадают.

В данной работе дается расчет напорно-расходных характеристик сеточного насоса и проанализированы физические принципы его работы в случае более приближенном к реальности – в цилиндрической геометрии ЭГД-насоса, что представляется удобным для его включения во внешнюю гидравлическую цепь с помощью круглых трубопроводов. ЭГД-насос представляет собой две параллельные круглые сетки, одна из которых является инжектором (катод), а другая коллектором (анод). В реальных случаях инжектором является катод, а анод представляет собой ряд параллельных сеток для более полной разрядки ионов. Такой комплекс сеток обычно называют ионосорбитом. Инжекция зарядов обычно происходит за счет электрохимической реакции некоторой электроноакцепторной примеси (например, молекулярного йода или молекул полярной жидкости) по схеме на катоде: $X + e^- \leftrightarrow X^-$. Необходимо отметить, что использование полярных примесей обычно приводит к биполярной инжекции на катоде и аноде [3]. Однако в этих случаях катодная инжекция как правило значительно выше анодной. Поэтому ниже будем использовать модель униполярной инжекции. Схема ЭГД-насоса и его включение в замкнутую внешнюю цепь представлены на рис. 1.

3. Математическая постановка задачи.

3.1 Основные уравнения и граничные условия. Введем цилиндрическую систему координат так, как указано на рис. 1. Радиус рабочей секции насоса R , а внешнего замкнутого гидравлического контура R_1 . Межэлектродное расстояние принимаем равным l , а длину внешнего замкнутого контура L . Цилиндрический корпус насоса 3 , как и трубка внешнего контура являются диэлектриками. Как и в работах [1, 2], считаем, что на эмиттере I происходит униполярная инжекция положительных ионов.

В такой постановке задачи исходные уравнения включают уравнения движения вязкой жидкости и уравнения электростатики, которые в цилиндрической системе координат с учётом осевой симметрии имеют вид:

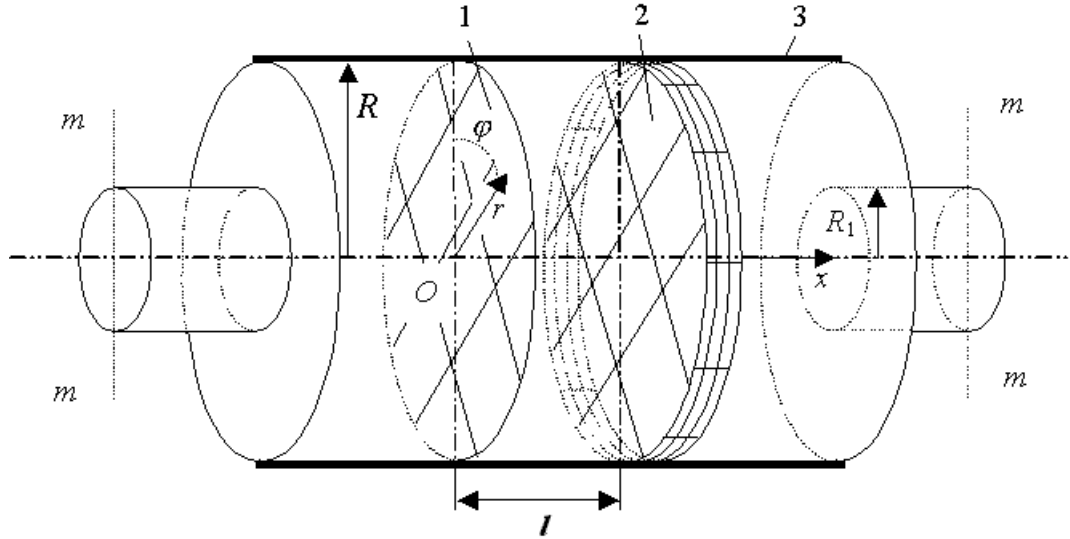


Рис. 1. Сетчатый ЭГД насос, включенный в замкнутый внешний контур (сечения mm совпадают). 1 – инжекционный электрод (эмиттер); 2 – деионизационная камера (коллектор); 3 – диэлектрический корпус насоса.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0 ; \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r v_x) + \frac{\partial v_x^2}{\partial x} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \eta \Delta v_r + q E_r ; \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r^2) + \frac{\partial v_x v_r}{\partial x} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \eta \Delta v_x + q E_x ; \quad (3)$$

$$\varepsilon \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + \frac{\partial E_x}{\partial x} \right) = q , \quad \varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 ; \quad (4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (q b E_r + q v_r) + \frac{\partial}{\partial x} (q b E_x + q v_x) = 0 ; \quad (5)$$

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad E_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad E_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} . \quad (6)$$

Здесь v_r , v_x и E_r , E_x – соответственно – составляющие скорости жидкости и напряжённости электрического поля в цилиндрической системе координат; $P = p + p_{str}$ – полное давление, складываемое из гидростатического p и стрикционного $p_{str} = -\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \frac{E^2}{2}$ давлений; ρ – массовая плотность; η – динамическая вязкость; q – объёмная плотность заряда; Φ – потенциал электрического поля; ε – диэлектрическая проницаемость жидкости; b – коэффициент подвижности ионов.

Граничные условия внутри секции насоса определяются заданием уровня инжекции, разности потенциалов на электродах U , условиями прилипания и отсутствием нормальной составляющей электрического тока через диэлектрический внешний корпус:

$$x=0: \quad \Phi = U, \quad q = q_0 ;$$

$$x=l: \quad \Phi = 0, \quad q = 0; \quad (7)$$

$$r=R: \quad v_x = v_r = 0, \quad j_r = q b E_r = 0. \quad (8)$$

Обратим внимание, что следствием отсутствия нормальной компоненты электрического тока через диэлектрический массив является обращение в ноль радиальной компоненты электрической напряжённости. Будем также считать, что ионы полностью разряжаются в ионизационной секции 2, так, что электрического поля и зарядов во внешнем контуре нет.

3.2 Решение методом интегральных соотношений. Введем среднюю скорость по поперечному сечению секции насоса:

$$v = \frac{1}{S} \int v_x dS = \frac{2}{R^2} \int_0^R v_x r dr.$$

Тогда объемный расход Q будет связан со средней скоростью соотношением $Q = \pi R^2 v$. Проинтегрировав уравнение (1) по r в пределах от $r = 0$ до $r = R$, получим, что средняя скорость в межэлектродном пространстве не меняется по координате x : $v = const$. Интегрируя уравнение (3) по площади поперечного сечения, приходим к усредненному уравнению баланса импульса:

$$\rho \frac{d\overline{v_x^2}}{dx} = -\frac{d}{dx} \langle P \rangle + \eta \overline{\Delta v_x} + \overline{qE_x}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \overline{v_x^2} &= \frac{2}{R^2} \int_0^R v_x^2 r dr; \quad \langle P \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R p r dr + \frac{2}{R^2} \int_0^R p_{str} r dr; \\ \overline{\Delta v_x} &= \frac{2}{R^2} \int_0^R \Delta v_x r dr = \frac{2}{R^2} R \left. \frac{\partial v_x}{\partial r} \right|_{r=R}; \\ \overline{qE_x} &= \frac{2}{R^2} \int_0^R q E_x r dr. \end{aligned} \quad (10)$$

Так же можно ввести среднюю по поперечному сечению напряженность и объемную плотность заряда:

$$\overline{E} = \frac{2}{R^2} \int_0^R q E_x r dr, \quad \overline{q} = \frac{2}{R^2} \int_0^R q r dr.$$

Усредняя уравнения (5) и (6), приходим к соотношениям

$$\varepsilon \frac{d\overline{E}}{dx} = \overline{q}, \quad \frac{d}{dx} (bq\overline{E_x} + q\overline{v_x}) = 0, \quad (11)$$

где $bq\overline{E_x} + q\overline{v_x} = \langle j \rangle \equiv j$ – средняя плотность тока, $\overline{qE_x} = \frac{2}{R^2} \int_0^R q E_x r dr = f_e$ – средняя плотность кулоновской силы, $\overline{qv_x} = \frac{2}{R^2} \int_0^R q v_x r dr$ – среднее значение конвективной составляющей плотности тока.

Будем аппроксимировать заряд, напряжённость и распределение давления средними функциями, зависящими только от координаты x :

$$q(x) = \overline{q}, \quad E(x) = E_x = \overline{E} = -d\varphi/dx, \quad p(x) = \overline{p}.$$

Из (6), (12) получаем, что функции $\varphi(x)$, $E(x)$ и $q(x)$ определяются уравнениями:

$$\varepsilon \frac{dE}{dx} = q, \quad q = \frac{j}{bE + v}, \quad E = -\frac{d\varphi}{dx}; \quad (12)$$

к которым необходимо добавить граничные условия (7).

3.3 Зависимость напряженности и плотности заряда от расстояния между электродами.

После интегрирования уравнения $\varepsilon dE/dx = j/(bE + v)$, с учетом того, что j и v постоянны, получим зависимость напряжённости от x в виде:

$$E(x) = E_0 \left(\sqrt{CA \frac{x}{l} + A^2} - R_E \right), \quad E_0 = \frac{U}{l}, \quad (13)$$

где безразмерный коэффициент $C = 2q_0 l / \varepsilon E_0$, при фиксированном значении E_0 , характеризует уровень инжекции ионов. Величина $R_E = v/bE_0$ называется электрическим числом Рейнольдса. Это число является отношением конвективной скорости движения ионов к миграционной скорости иона. Физический смысл положительного коэффициента $A = \sqrt{R_E^2 + C_1}$, где C_1 – константа интегрирования, можно видеть из соотношения $A = E(0)/E_0 + R_E = j_0/j^*$, где j^* – миграционная плотность тока при слабой инжекции ($C \ll 1$). Решая уравнение $E = -d\varphi/dx$ и исключая из граничных условий константу интегрирования, получим уравнение, которое может быть в дальнейшем использовано для нахождения A при конкретных входных данных задачи:

$$(CA + A^2)^{3/2} - A^3 - \frac{3}{2}AC(I + R_E) = 0 \quad (14)$$

Учитывая выражение (14), получим распределение для плотности заряда:

$$q(x) = \frac{j}{bE(x) + v} = \frac{q_0 A}{\sqrt{CA \frac{x}{l} + A^2}}. \quad (15)$$

3.4. Вычисление сил. Теперь, зная вид функций $q(x)$ и $E(x)$, можем определить объемную плотность электрической f_e силы:

$$f_e = qE = q_0 E_0 A \left(1 - R_E / \sqrt{CA \frac{x}{l} + A^2} \right); \quad (16)$$

3.5 Расчет напорно-расходных характеристик насоса. Из уравнения (9) с учётом (10), (16), (18) получим:

$$0 = -\frac{dP}{dx} + \frac{2}{R} \eta \frac{\partial v_x}{\partial r} \Big|_{r=R} + f_e, \quad P = p + p_{str}. \quad (17)$$

Будем аппроксимировать поле скоростей параболическим профилем $v_x = v_m(1 - r^2/R^2)$, где v_m – максимальная скорость жидкости на оси симметрии. Используя определение средней скорости получим: $v = v_m/2$. Это позволяет вычислить плотность силы вязкого трения. Действительно, $\frac{dv_x}{dr} = -\frac{4v}{R}$, поэтому $f_{mp} = -\frac{8\eta v}{R^2}$. Тогда уравнение (17) запишется как

$$\frac{8\eta v}{R^2} = -\frac{dP}{dx} + f_e. \quad (18)$$

Проинтегрировав уравнение (18), по длине секции насоса получим

$$\left(\frac{8\eta l}{R^2} \right) v = F_e - \Delta P, \quad (19)$$

где $\Delta P = P_2 - P_1$ – разность давления вне секции насоса, $P_2 > P_1$. P_2 – давление на выходе насоса, P_1 – на входе. Вычисления дают:

$$F_e = \int_0^l f_e(x) dx = q_0 E_0 A l \left(1 - \frac{2R_E}{CA} \left(\sqrt{CA + A^2} - A \right) \right) = \frac{E_0^2 \varepsilon}{2} W, \quad (20)$$

$$W = CA - 2R_E \left(\sqrt{CA + A^2} - A \right).$$

Учитывая связь средней скорости с расходом жидкости, из уравнения (19) получим выражение, связывающее секундный расход с кулоновской силой и геометрическими характеристиками насоса и внешнего контура:

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\eta l} (F_e - \Delta P). \quad (21)$$

Из условий замкнутости контура и несжимаемости жидкости находим, $\Delta P = v_1 \lambda_1$, где $\lambda_1 = 8\eta L / R_1^2$ – коэффициент гидравлического сопротивления внешнего контура, v_1 – средняя скорость течения во внешнем контуре. С учётом $v_1 = v R^2 / R_1^2$ получаем $\Delta P = v \lambda$, где $\lambda = \lambda_1 R^2 / R_1^2$. Тогда выражение для средней скорости $v = a(F_e - \lambda v)$, где $a = R^2 / 8\eta l$. Выражая из последнего равенства скорость, с учётом (20) найдём следующее выражение для числа Рейнольдса:

$$R_E = \frac{a \varepsilon E_0}{2b(1 + a\lambda)} W = \gamma W. \quad (22)$$

Безразмерное число $\gamma = \frac{a \varepsilon E_0}{2b(1 + a\lambda)}$ – может рассматриваться как безразмерный параметр, характеризующий силовое воздействие электрического поля и гидравлическое сопротивление внешнего контура. Из уравнения (22) получим зависимость числа R_E от параметров C и γ :

$$R_E = \frac{AC\gamma}{1 + 2\gamma(\sqrt{CA + A^2} - A)}. \quad (23)$$

Это соотношение совместно с (14) образует систему уравнений, которая должна решаться относительно параметра A . При этом параметры C и γ должны задаваться.

Используя уравнение (23), получим зависимость для безразмерной кулоновской силы от параметров C и γ :

$$\bar{F}_e = \frac{F_e}{\varepsilon E_0^2/2} = \frac{CA}{1 + 2\gamma(\sqrt{CA + A^2} - A)}. \quad (24)$$

3.6 Расчёт КПД насоса. Полезная мощность насоса, находится так:

$$N_e = \int_0^l \int_S \frac{dA_e}{dt} dS dx = \int_0^l \int_S f_e v_x dS dx = QF_e,$$

где dA_e – элементарная работа по перемещению жидкости на расстояние dx . Тогда КПД ЭГД-насоса запишется как

$$КПД = \frac{QF_e}{IU}.$$

где $I = Sq_0(bE(0) + v)$ – полная сила тока, проходящего между электродами; U – подаваемое на электроды напряжение. Наконец, используя (13), (20) получим окончательное выражение для КПД насоса:

$$КПД = R_E \left[1 - \frac{2R_E}{CA} (\sqrt{CA + A^2} - A) \right]. \quad (25)$$

4. Анализ решения. Используя безразмерные величины γ и C , можно проанализировать режимы работы ЭГД насоса, процессы, происходящие в его секции, путем выяснения распределений напряженности, объёмных плотностей заряда и кулоновской силы.

В работе [1] показано, что в плоском случае КПД насос минимально в предельных случаях слабой $C \ll 1$ и сильной $C \gg 1$ инжекции и достигает максимума при $C \sim 10$. Подобными свойствами обладает и цилиндрический ЭГД насос. Поэтому ниже уделим основное внимание этому эффекту. Оценочные значения C и γ брались для характеристик трансформаторного масла ($\rho = 0,9 \text{ г/см}^3$, $\eta = 0,2 \text{ Пз}$, $\varepsilon_r = 2,2$) при следующих значениях геометрических параметров: $R = 6 \text{ мм}$, $R_1 = 1,5 \text{ мм}$, $l = 1 \text{ мм}$, $L = 10 \text{ см}$. В этом случае, при напряжении 10 кВ и проводимости $\sigma_0 = q_0 b = 1,6 \cdot 10^{-8} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ ($b = 10^{-8} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), параметры C и γ имеют значения: $\gamma = 0,17$, $C = 16,44$. Поэтому варьирование этих параметров производилось в пределах: $0 \leq \gamma \leq 1$ (верхний предел γ определяет напряжение 58 кВ), $0 \leq C \leq 50$ (верхний предел C , при $\gamma = 1$, соответствует концентрации ионов на эмиттере $5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$).

Полученные нами уравнения (13), (15), (16), (23), (24) кроме величин C и γ , содержат ещё параметр A , который определяется решением системы уравнений (14) и (23). Значения параметра A при различных C и γ представлены в табл. 1. По этим данным и по формулам (23) и (25) были рассчитаны значения электрического числа Рейнольдса R_E и КПД насоса, которые сведены в табл. 2 и табл. 3 соответственно. Из этих данных видно, что при больших гидравлических сопротивлениях ($\gamma \leq 0,1$) число R_E монотонно растёт с увеличением параметра инжекции C , выходя на насыщение при больших значениях C ($C > 10$). Для этих случаев справедливо равенство: $R_E = K(\gamma)$, где $K(\gamma)$ – константа, зависящая от γ . Элементарный асимптотический анализ показывает, что при $\gamma < 0,1$ и $C > 10$ величина $K(\gamma)$ определяется как $K(\gamma) = (9/4) \cdot \gamma$. Используя явные представления для параметров γ и R_E , находим зависимость скорости прокачки жидкости от прикладываемого напряжения:

$$v = BE_0^2, \quad B = \frac{9}{8} \frac{a\varepsilon}{(1+a\lambda)}, \quad a = \frac{R^2}{8\eta l}. \quad (26)$$

Отсюда видно, что при больших гидравлических сопротивлениях ($\gamma < 0,1$) и высоких уровнях инжекции ($C > 10$) скорость прокачки квадратична по прикладываемому напряжению. Формула (26) может служить основой для инженерных расчетов характеристик ЭГД насоса. Из табл. 3 видно, что в

Таблица 1. Зависимость значений переменной А от С при различных γ

| $\gamma \backslash C$ | 0,01 | 0,1 | 0,15 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 5 | 10 | 20 | 50 | 100 | 150 |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 0,01 | 0,998 | 0,976 | 0,965 | 0,889 | 0,795 | 0,714 | 0,645 | 0,388 | 0,221 | 0,116 | 0,047 | 0,024 | 0,016 |
| 0,02 | 0,998 | 0,977 | 0,966 | 0,894 | 0,802 | 0,724 | 0,656 | 0,401 | 0,231 | 0,121 | 0,049 | 0,025 | 0,016 |
| 0,05 | 0,998 | 0,980 | 0,971 | 0,907 | 0,826 | 0,754 | 0,692 | 0,442 | 0,261 | 0,138 | 0,056 | 0,028 | 0,019 |
| 0,1 | 0,999 | 0,985 | 0,978 | 0,929 | 0,865 | 0,806 | 0,753 | 0,520 | 0,322 | 0,174 | 0,071 | 0,036 | 0,024 |
| 0,15 | 0,999 | 0,990 | 0,985 | 0,951 | 0,904 | 0,860 | 0,818 | 0,609 | 0,399 | 0,221 | 0,090 | 0,045 | 0,030 |
| 0,5 | 1,002 | 1,024 | 1,036 | 1,109 | 1,197 | 1,272 | 1,336 | 1,573 | 1,584 | 1,031 | 0,336 | 0,150 | 0,096 |
| 1 | 1,007 | 1,073 | 1,108 | 1,341 | 1,645 | 1,929 | 2,199 | 3,601 | 5,180 | 5,024 | 0,751 | 0,276 | 0,168 |

Таблица 2. Зависимость значений R_E от С при различных γ

| $\gamma \backslash C$ | 0,01 | 0,1 | 0,15 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 5 | 10 | 20 | 50 | 100 | 150 |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 0,01 | 0,000 | 0,001 | 0,001 | 0,004 | 0,008 | 0,011 | 0,013 | 0,019 | 0,022 | 0,023 | 0,023 | 0,023 | 0,023 |
| 0,02 | 0,000 | 0,002 | 0,003 | 0,016 | 0,021 | 0,026 | 0,038 | 0,044 | 0,046 | 0,046 | 0,046 | 0,046 | 0,046 |
| 0,05 | 0,000 | 0,005 | 0,007 | 0,022 | 0,040 | 0,054 | 0,065 | 0,099 | 0,115 | 0,120 | 0,121 | 0,121 | 0,121 |
| 0,1 | 0,001 | 0,010 | 0,014 | 0,044 | 0,080 | 0,109 | 0,132 | 0,210 | 0,248 | 0,260 | 0,261 | 0,261 | 0,260 |
| 0,15 | 0,001 | 0,015 | 0,022 | 0,067 | 0,121 | 0,165 | 0,203 | 0,333 | 0,401 | 0,422 | 0,421 | 0,417 | 0,415 |
| 0,5 | 0,005 | 0,049 | 0,072 | 0,226 | 0,420 | 0,594 | 0,753 | 1,488 | 2,141 | 2,229 | 1,759 | 1,585 | 1,531 |
| 1 | 0,010 | 0,098 | 0,145 | 0,459 | 0,874 | 1,266 | 1,642 | 3,653 | 6,185 | 7,511 | 3,170 | 2,515 | 2,356 |

Таблица 3. Зависимость значений КПД (%) от С при различных γ

| $\gamma \backslash C$ | 0,01 | 0,1 | 0,15 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 5 | 10 | 20 | 50 | 100 | 150 |
|-----------------------|------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 0,01 | 0,01 | 0,10 | 0,14 | 0,44 | 0,78 | 1,05 | 1,26 | 1,86 | 2,10 | 2,19 | 2,21 | 2,22 | 2,22 |
| 0,02 | 0,02 | 0,19 | 0,29 | 0,88 | 1,55 | 2,08 | 2,49 | 3,69 | 4,16 | 4,32 | 4,37 | 4,37 | 4,37 |
| 0,05 | 0,05 | 0,49 | 0,72 | 2,17 | 3,81 | 5,08 | 6,07 | 8,96 | 10,08 | 10,41 | 10,43 | 10,41 | 10,39 |
| 0,1 | 0,10 | 0,97 | 1,43 | 4,26 | 7,40 | 9,79 | 11,64 | 17,04 | 19,05 | 19,41 | 19,17 | 19,00 | 18,93 |
| 0,15 | 0,15 | 1,44 | 2,12 | 6,26 | 10,77 | 14,15 | 16,75 | 24,28 | 26,89 | 26,95 | 26,10 | 25,65 | 25,49 |
| 0,5 | 0,50 | 4,65 | 6,75 | 18,42 | 29,49 | 36,99 | 42,39 | 56,32 | 57,86 | 48,19 | 36,81 | 33,56 | 32,59 |
| 1 | 0,99 | 8,90 | 12,68 | 31,43 | 46,45 | 55,39 | 61,27 | 74,11 | 73,85 | 56,15 | 26,76 | 22,93 | 21,98 |

этом режиме работы ($\gamma < 0,1, C > 10$) КПД насоса достигает максимального значения, причём КПД тем больше, чем меньше гидравлическое сопротивление внешнего контура, достигая значения $\sim 20\%$ при $\gamma = 0,1$.

Обсудим теперь вопрос о величине давления, развиваемого на выходе ЭГД насоса. На рис. 2 представлены зависимости безразмерной силы \bar{F} от параметра инжекции C при различных γ . Из рисунка видно, что при больших гидравлических сопротивлениях внешнего контура ($\gamma \leq 0,15$) безразмерная сила \bar{F} монотонно увеличивается с ростом C , выходя на насыщение при $C > 10$. Непосредственные вычисления показывают, что при $C \gg 1$ имеет место асимптотика:

$$\bar{F}_e = \frac{F_e}{\varepsilon E_0^2 / 2} = \frac{9}{4} \cdot \frac{1}{1 + 3\gamma}.$$

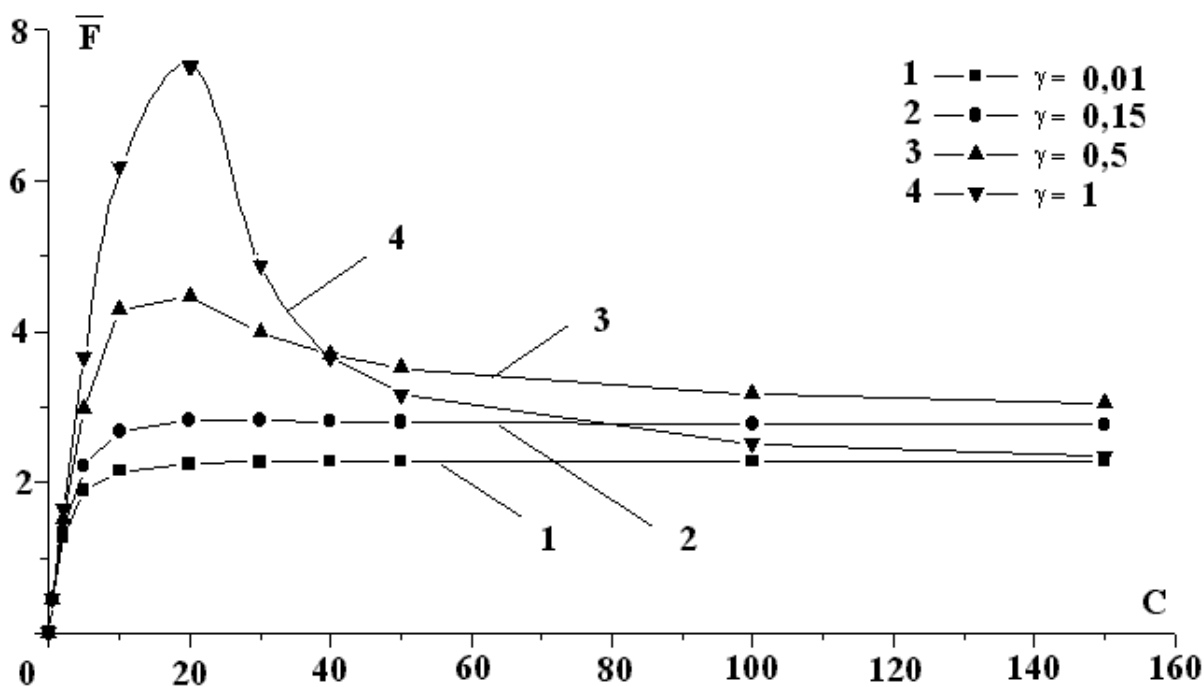


Рис. 2. Зависимость полной кулоновской силы \bar{F} от C при различных γ .

Отсюда видно, что при больших гидравлических сопротивлениях $\gamma \ll 1$ давление на выходе из насоса пропорционально квадрату прикладываемого напряжения:

$$F_e = \frac{9}{8} \varepsilon E_0^2. \quad (27)$$

Неожиданными являются режимы работы насоса при малых гидравлических сопротивлениях внешнего контура $\gamma > 0,5$. Из данных таблиц 2, 3 и из рис. 2 видно, что КПД насоса, электрическое число Рейнольдса R_E и безразмерная сила \bar{F} имеют максимумы при определённых значениях параметра инжекции C . Так, при $\gamma = 1$ максимальные значения $R_{E*} = 7,5$, КПД $*$ = 74 % и $\bar{F}_* = 8$, которые достигаются при $C = 10$. Этот эффект обусловлен своеобразным нелинейным характером формирования кулоновской силы в межэлектродной области рабочей секции насоса.

Обсудим этот вопрос подробнее. На рис. 3–5 представлены графики распределений безразмерных напряженностей $\bar{E} = E(z)/E_0$, плотности объёмного заряда $\bar{q} = q(z)/q_0$ и плотности кулоновской объёмной силы $\bar{f} = f_e/q_0 E_0$ в межэлектродном пространстве. Из графика на рис. 3 видно, что при слабой инжекции электрическое поле, плотность заряда и плотность кулоновской силы внутри секции практически однородны. С увеличением уровня инжекции электрическое поле вблизи инжектора уменьшается, а плотность заряда внутри секции монотонно уменьшается по мере приближения к коллектору. Этот эффект обусловлен следующими процессами. Заряды внутри секции движутся под действием электрического поля (миграционный ток) и перемещаются гидродинамическим потоком (конвективный ток). Это обуславливает падение плотности заряда

вдали от инжектора. В свою очередь, объемный заряд внутри секции создает индуцированное поле, которое направлено противоположно внешнему полю. Это обуславливает эффект падения напряжения на коллекторе. Так как кулоновская сила есть произведение объемного заряда на напряжённость поля, то вблизи инжектора, где $q = q_0 = const$, а поле уменьшается, безразмерная кулоновская сила \bar{f} уменьшается. Как показали расчёты, вблизи коллектора при этом \bar{f} увеличивается (см. рис. 5).

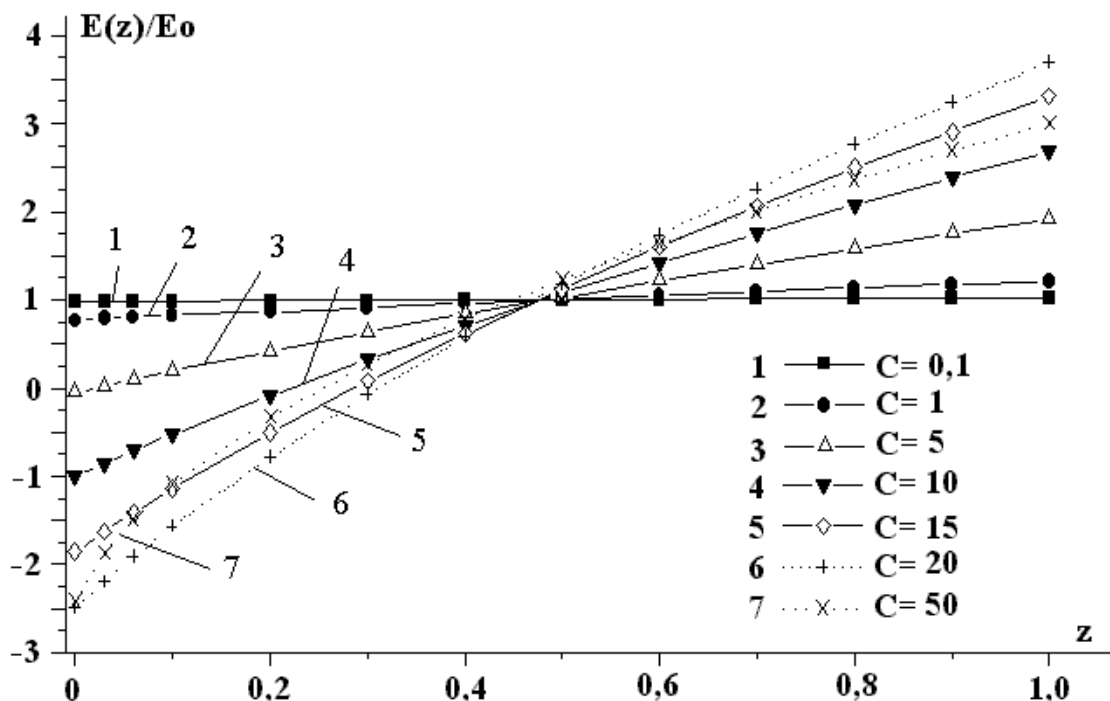


Рис. 3. Зависимость $E(z)/E_0$ от $z = x/l$ при $\gamma = 1$ ($E_0 = 5,8 \cdot 10^7$ В/м).

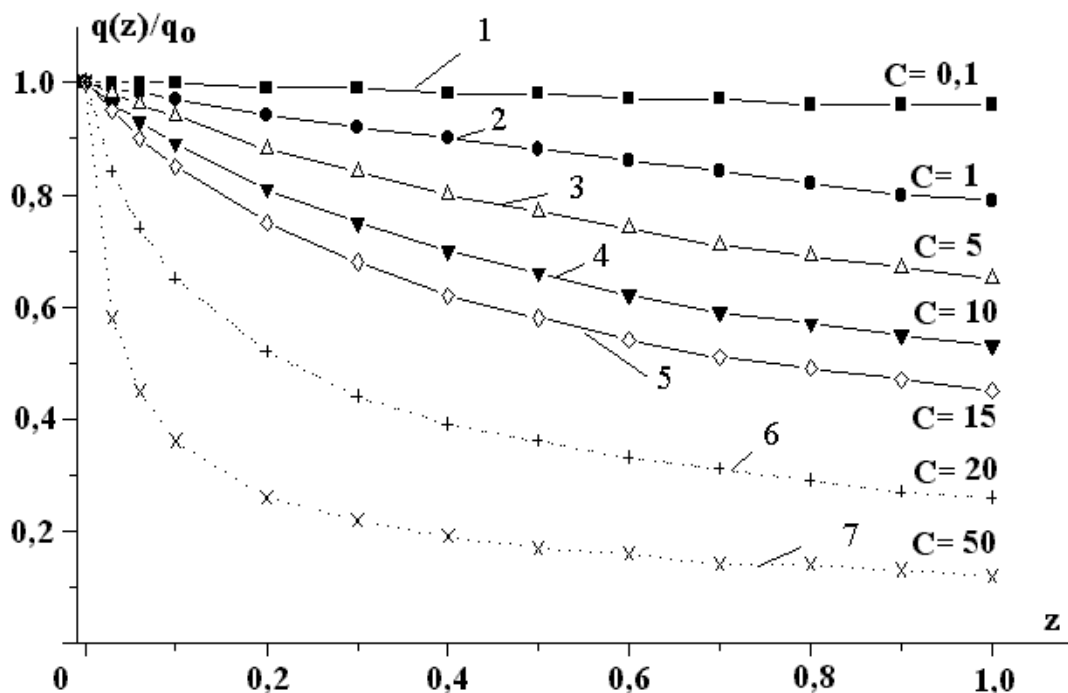


Рис. 4. Зависимость $q(z)/q_0$ от $z = x/l$ при $\gamma = 1$ ($E_0 = 5,8 \cdot 10^7$ В/м).

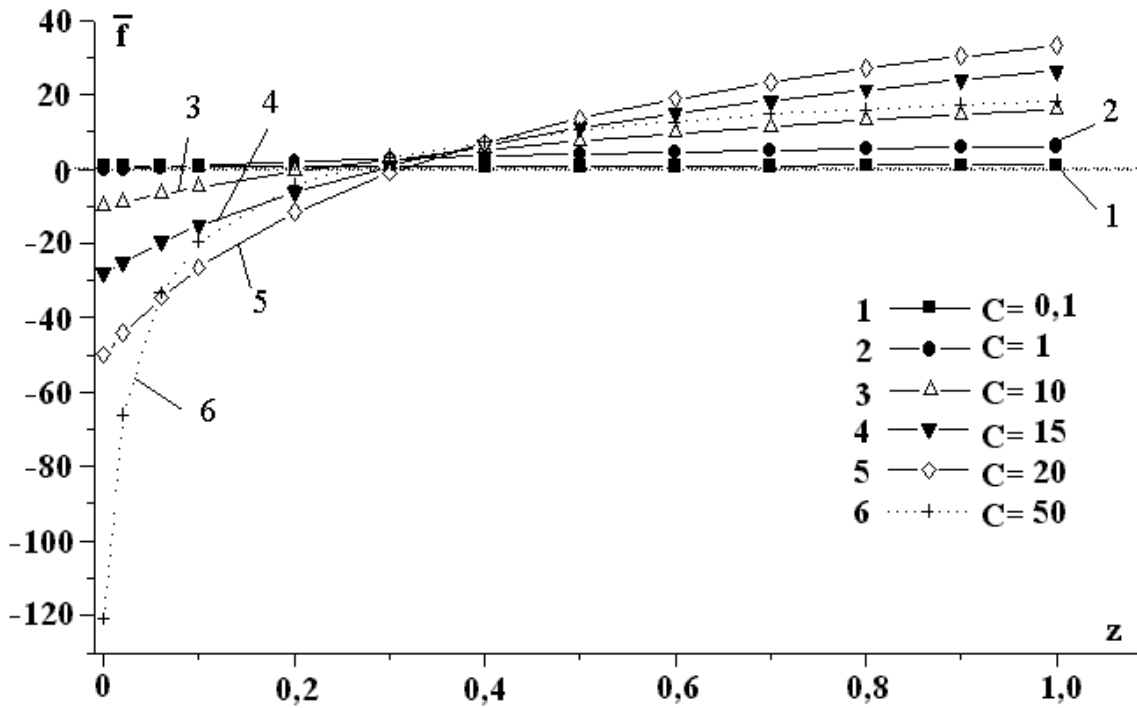


Рис. 5. Зависимость \bar{f} от $z = x/l$ при $\gamma = 1$ ($E_0 = 5,8 \cdot 10^7$ В/м).

Дальнейший рост параметра инжекции приводит к тому, что индуцированное поле вблизи коллектора становится больше внешнего, так что в некоторой области вблизи инжектора имеет место реверс напряжённости поля (см. кривые 4–6 на рис. 5). Этот эффект можно объяснить тем, что при малых гидравлических сопротивлениях конвективная скорость движения иона становится столь большой, что в межэлектродной области формируется значительный объёмный заряд, создающий сильное индуцированное поле, больше внешнего. С дальнейшим ростом параметра инжекции, вышеуказанное индуцированное поле становится столь значительным, что суммарная кулоновская сила начинает уменьшаться вблизи инжектора (см. кривые 3, 4 рис. 2). Таким образом, при высоких уровнях инжекции индуцированное электрическое поле объёмного заряда при малых гидравлических сопротивлениях ($\gamma \geq 0,5$) может «запирать» прокачку ЭГД-насоса.

4. Асимптотический анализ предельных режимов работы цилиндрического ЭГД-насоса.

а) Рассмотрим случай слабой инжекции или сильных электрических полей $C \ll 1$. Разложим параметр A в ряд $A = \xi_0 + \xi_1 C + \xi_2 C^2 + \dots$ и ограничимся первыми двумя членами ряда. Подставляя разложение A в уравнения (1) и (2), проводя алгебраические преобразования и ограничиваясь линейными членами, получим $\xi_0 = 1$. Следовательно, при $C \ll 1$ получаем асимптотики :

$$A = 1, \quad R_E = \gamma C, \quad F_e = q_0 E_0 l;$$

б) Для случая $C \gg 1$ (сильная инжекция или слабые электрические поля) разложим величину A в ряд: $A = \xi/C + \xi_0 + \xi_1 C + \xi_2 C^2 \dots$. Подставляя это выражение вместо параметра A в уравнения (1) и (2), выполняя алгебраические операции и вводя обозначение $z = \sqrt{\xi}$, находим

$$A = \frac{z^2}{C}, \quad R_E = \frac{z^2 \gamma}{1 + 2\gamma z}, \quad F_e = \frac{z^2}{1 + 2\gamma z}$$

где $z = 1/\gamma(\sqrt{(1-3\gamma)^2 + 3\gamma} - (1-3\gamma))$. Окончательно получаем, при $C \gg 1$ и $\gamma \ll 1$ (большие гидравлические сопротивления):

$$A = 9/4C, \quad R_E = 9\gamma/4, \quad F_e = 9\varepsilon E_0^2/8;$$

при $C \gg 1$ и $\gamma \gg 1$ (малые гидравлические сопротивления):

$$A = 1/4\gamma^2 C, \quad R_E = z/2 = 1/4\gamma.$$

Полученные соотношения для скорости прокачки и величин давления могут быть основой для инженерных расчетов характеристик ЭГД-насоса.

В табл. 1 приведены основные характеристики сеточного ЭГД-насоса цилиндрического типа, в котором рабочей жидкостью является трансформаторное масло ($\sigma_0 = 10^{-8}$ (Ом·м)⁻¹). Из приведённых данных следует, что при диаметре насоса $D = 1,2$ см, расстоянии между сетками электродов $l = 1$ мм и напряжённости поля $E_0 = 20$ кВ/см для внешнего контура длиной $L = 10$ см скорость прокачки может достигать 3,83 см/с, а развиваемое давление $1,36 \cdot 10^{-3}$ атм. Производительность при этом может быть значительной $Q = 4,34$ см³/с = 260 см³/мин. В табл. 4 так же приведены полезная и полная подаваемая мощности.

Таблица 4. Напорно-расходные характеристики ЭГД-насоса на основе трансформаторного масла при $l = 1$ мм, $L = 10$ см, $R = 6$ мм, $R_1 = 3$ мм

| $\sigma_0 = bq_0$, (Ом·м) ⁻¹ | E_0 , кВ/см | C | γ | v , см/с | F_e , атм. | N , Вт | P , Вт | КПД, % |
|---|------------------|---------|----------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|--------|
| 10^{-10} | 10 | 1,03 | 0,27 | $2,29 \cdot 10^{-1}$ | $8,16 \cdot 10^{-5}$ | $2,11 \cdot 10^{-6}$ | $1,14 \cdot 10^{-5}$ | 18,6 |
| | 20 | 0,51 | 0,55 | $5,08 \cdot 10^{-1}$ | $1,81 \cdot 10^{-4}$ | $1,04 \cdot 10^{-5}$ | $5,13 \cdot 10^{-5}$ | 20,2 |
| 10^{-9} | 10 | 10,27 | 0,27 | $8,83 \cdot 10^{-1}$ | $3,14 \cdot 10^{-4}$ | $3,14 \cdot 10^{-5}$ | $7,50 \cdot 10^{-5}$ | 41,8 |
| | 20 | 5,14 | 0,55 | 3,41 | $1,21 \cdot 10^{-3}$ | $4,68 \cdot 10^{-4}$ | $7,91 \cdot 10^{-4}$ | 59,1 |
| 10^{-8} | 10 | 102,72 | 0,27 | $8,46 \cdot 10^{-1}$ | $3,01 \cdot 10^{-4}$ | $2,88 \cdot 10^{-5}$ | $8,42 \cdot 10^{-5}$ | 34,2 |
| | 20 | 51,36 | 0,55 | 3,83 | $1,36 \cdot 10^{-3}$ | $5,89 \cdot 10^{-4}$ | $1,65 \cdot 10^{-3}$ | 51,4 |
| 10^{-7} | 10 | 1027,22 | 0,27 | $8,17 \cdot 10^{-1}$ | $2,91 \cdot 10^{-4}$ | $2,68 \cdot 10^{-5}$ | $8,17 \cdot 10^{-5}$ | 32,8 |
| | 20 | 513,61 | 0,55 | 3,12 | $1,11 \cdot 10^{-3}$ | $3,92 \cdot 10^{-4}$ | $1,30 \cdot 10^{-3}$ | 30,2 |

Работа выполнена по гранту РФФИ N: 00 – 02 – 17955.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жакин А.И., Лунев С.А. Анализ работы сеточного ЭГД насоса, включенного в замкнутый гидравлический контур. 1. Приближённая теория // Магнитная гидродинамика. 1998. Т. 34. № 3. С. 273–279.
2. Жакин А.И., Лунев С.А. Анализ работы сеточного ЭГД насоса, включённого в замкнутый гидравлический контур. 2. Численный анализ // Там же. 1998, Т. 34. № 3. С. 280–287.
3. Жакин А.И., Тарапов И.Е., Федоненко А.И. Экспериментальное изучение механизма проводимости полярных жидких диэлектриков // Электронная обработка материалов. 1983. № 5. С. 37–41.

Поступила 03.04.2000

Summary

Problem formulation and theoretical investigation of working regimes of axisymmetrical EHD net-pump, included in a closed hydraulic loop are considered. It is shown that efficiency of EHD pump can be reached about 74%. The results of volume rate – pressure characteristics are presented in numerical form.

ПЕРЕКАЧКА СЛАБОПРОВОДЯЩИХ ЖИДКОСТЕЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

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

Известно, что при электрогидродинамической перекачке слабопроводящих жидкостей и дисперсных систем основными силами являются кулоновские и силы неоднородного поля. Тенденции развития электрогидродинамических (ЭГД) перекачивающих устройств направлены на разработку методов и приемов, при которых указанные силы имеют максимальное значение.

В работах [1, 2] экспериментально и теоретически обоснованы условия и механизмы формирования максимального заряда в слабопроводящей жидкости. На основе этих результатов предложен способ перекачки слабопроводящих жидкостей в электрическом поле и устройство для его осуществления [3], которые могут быть применены для перекачки нефти, масел, эмульсий и суспензий на их основе.

В более ранних разработках авторов по перекачке высокоомных жидкостей в электрическом поле основными элементами являются электроды различной полярности и геометрической формы, расположенные в перекачиваемой жидкости.

В наиболее близком из известных к способу [3] для улучшения напорно-расходных характеристик предложено проводить предварительную зарядку высокоомной жидкости как с одновременным силовым воздействием поля, так и после предварительной ее зарядки. Недостатками известных способов и устройств является их низкие коэффициент полезного действия и эффективность.

Повышение напорно-расходных характеристик в предлагаемом способе достигается предварительной зарядкой жидкости в воздухе переменным напряжением с частично срезанным положительным полупериодом, а прокачка жидкости осуществляется в постоянном по направлению, переменном по величине электрическом поле высокой частоты, при сохраняющемся максимальном объемном заряде жидкости.

В зарядном устройстве, состоящем из диэлектрической камеры, инжектирующие электроды соединены с источником переменного напряжения, в цепь положительной ветви которого включен переменный RC контур; противоэлектрод расположен под дном диэлектрической камеры. Прокачивающее устройство выполнено в виде конического диэлектрического канала, на наружной поверхности которого расположен электрод, соединенный с источником постоянного по направлению, переменного по величине напряжения высокой частоты, а внутри канала в концевой части по центру расположен изолированный противоэлектрод.

Параметры способа и устройства обоснованы в [1]. На рис. 1 схематически представлена ступень ЭГД насоса, содержащая зарядное 1 и прокачивающее устройство 2, диэлектрический вентиль 3, источник высокого напряжения 4 с контуром RC 5 в положительной ветви высокого напряжения и высокочастотный источник напряжения 6.

Устройство для предварительной зарядки (рис. 2) содержит диэлектрический корпус 7, подводящий 8 и отводящий 9 диэлектрические патрубки, регулятор уровня 10, инжектирующие электроды 11 (иглы, шипы, лезвия и т.д.) и противоэлектрод 12.

Прокачивающее устройство (рис. 3) содержит диэлектрический корпус 13 конической формы с электродом 14, расположенным на наружной поверхности корпуса, внутри канала расположен противоэлектрод 15 с диэлектрическим покрытием. Слабопроводящая жидкость поступает из резервуара в устройство 1 (рис. 1) для предварительной зарядки, где ее заряжают до максимального заряда переменным напряжением с частично срезанным положительным полупериодом и подают в устройство 2 на прокачку постоянным по направлению, переменным по величине неоднородным электрическим полем высокой частоты.

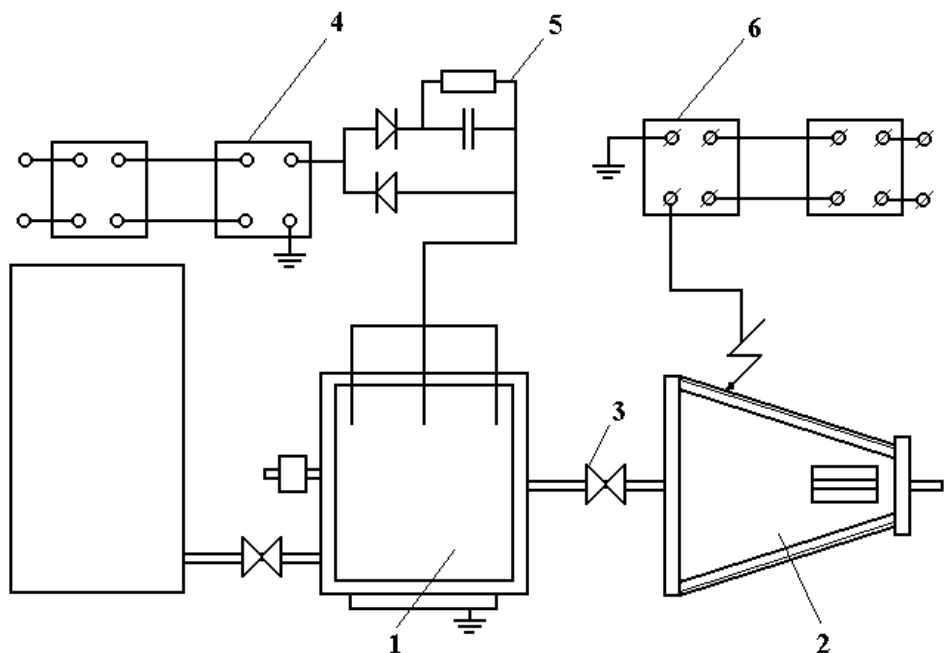


Рис. 1. Схема ЭГД-насоса.

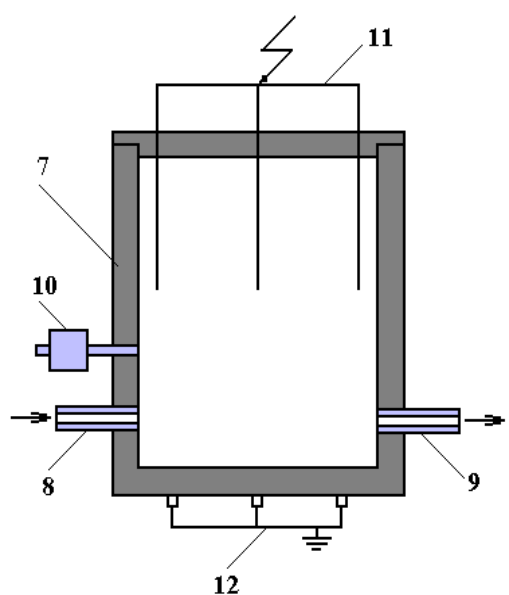


Рис. 2. Схема зарядного устройства.

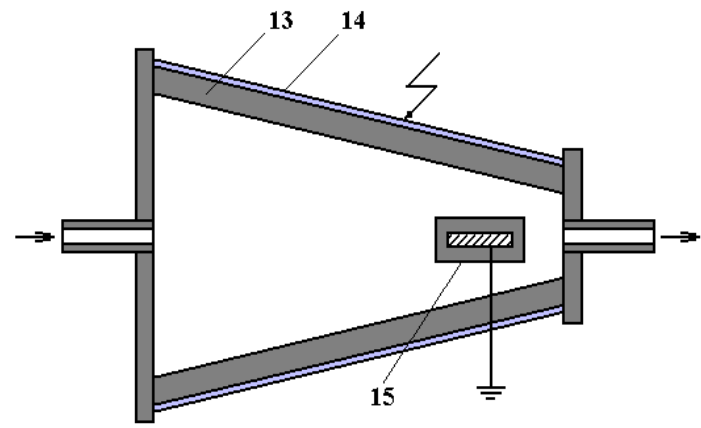


Рис. 3. Схема прокачивающего устройства.

Из резервуара жидкость поступает в зарядное устройство, в котором с помощью регулятора уровня поддерживают постоянный уровень, чтобы инжектирующие электроды не касались жидкости. На высоковольтные электроды подают переменное напряжение с частично срезанным RC контуром положительным полупериодом. Жидкость заряжается до максимального заряда, затем поступает в прокачивающее устройство, где под действием электрического поля приобретает ускорение.

При условии, что заряд практически не релаксирует в электрическом поле прокачивающего устройства только за счет кулоновской силы, пренебрегая силой вязкого трения, ввиду малости, жидкость приобретает ускорение $a = \rho E / \gamma = 13 \text{ м/с}^2$ при $E = 3 \cdot 10^5 \text{ В/м}$.

Время релаксации заряда при прокачке жидкости с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2,5$, удельной электропроводностью материала корпуса прокачивающего устройства $\sigma = 10^{-16} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\tau \sim 2,2 \cdot 10^5 \text{ с}$, то есть заряд практически не релаксирует.

Рассчитаем расходно-напорные характеристики ЭГД насоса с предварительной зарядкой при трех напряженностях поля:

$$E_1 = 0,5 \cdot 10^5; E_2 = 3 \cdot 10^5; E_3 = 10^6 \text{ В/м.}$$

Пренебрегая силами неоднородного поля и вязкого трения, ускорения жидкости на выходе из прокачивающего устройства длиной 10 см и диаметром выходного отверстия 10^{-2} м равны:

$a_1 = 2,3; a_2 = 13,5; a_3 = 45 \text{ м/с}^2$ при максимальной плотности заряда $\rho = 3,6 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/м}^3$ и плотности жидкости $\gamma = 8 \cdot 10^2 \text{ кг/м}^3$.

Скорость жидкости на выходе из прокачивающего устройства составляет

$$v_1 = 0,68; v_2 = 1,65; v_3 = 3 \text{ м/с;}$$

и соответственно расходы жидкости равны:

$$Q_1 = 2,1 \cdot 10^{-4}; Q_2 = 5,2 \cdot 10^{-4}; Q_3 = 9,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с.}$$

Напоры жидкости в прокачивающем устройстве с внутренним объемом $V = 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$ составляют:

$$P_1 = 2,3 \cdot 10^3; P_2 = 1,4 \cdot 10^4; P_3 = 4,6 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2.$$

Следовательно, по сравнению, например, с [7] создаваемый напор жидкости выше на 2–3 порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болога М.К., Берил И.И., Цуляну К.И. Кинетика зарядки суспензии слабопроводящей жидкости // Электронная обработка материалов. 1991. № 5. С. 57–59.
2. Берил И.И., Болога М.К., Цуляну К.И. Термостимулированный разряд в суспензии слабопроводящей жидкости // Электронная обработка материалов. 1991. № 6. С. 51–54.
3. Берил И.И., Болога М.К. Способ перекачки слабопроводящих жидкостей в электрическом поле и устройство для его осуществления // Заявка на патент Молдовы. № 960158 от 3.07.1996.

Поступила 13.03.2000

Summary

The description and substantiation of EHD method and pump design for pumping of low conducting liquid, in particular petroleum, oils, suspension and emulsion on their base are given. Preliminary charging of low conducting liquid in an electronic field till a maximum possible value of charge with further pumping of charged liquid on account of Coulomb force action is using. The condition of charge conservation is secured. Flow rate-head characteristics of EHD pump working according to proposed method are of magnitude up to three time more than that of analogs.

ОЧИСТКА СТОЧНЫХ ВОД АДСОРБЕНТАМИ, ПОДВЕРГНУТЫМИ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ АКТИВАЦИИ

*Институт физики Академии Наук,
пр. Г. Джавида, 33, 370143, г. Баку, Азербайджан*

Одной из актуальнейших проблем современности стала охрана, рациональное использование и воспроизводство водных ресурсов.

Так как основную часть объема сбрасываемых в водоемы стоков составляют промышленные сточные воды, то усилия по предотвращению загрязнения водоемов сосредоточены на очистке сточных вод и использовании их для промышленного водоснабжения.

Среди существующих методов очистки воды одним из наиболее распространенных является метод адсорбционной очистки с помощью различных адсорбентов. В настоящее время в качестве адсорбирующего материала при очистке питьевой воды и промышленных сточных вод используется главным образом кварцевый песок. Однако дефицитность требуемых фракций кварцевого песка (0,5–2) мм, их высокая стоимость вызвали необходимость использования новых, более дешевых и широко распространенных материалов, обладающих в то же время достаточно важными свойствами: механической прочностью, химической устойчивостью, более развитой, по сравнению с кварцевым песком, удельной поверхностью и большей пористостью.

Таким материалом является клиноптилолит (или цеолит), большие запасы которых на территории Азербайджанской Республики (Айдагское месторождение) и возможность разработки открытым способом делают экономически целесообразным использование их во многих технологических процессах, в том числе и в процессах очистки воды. Цеолиты эффективно поглощают из воды не только различные примеси, но также и бактерии.

Значительное повышение адсорбционной способности цеолитов имеет место после воздействия на них электрическими неравновесными разрядами различных видов таких, как коронный, барьерный, факельный, тлеющий [1].

Исследования, проведенные в лаборатории ранее, показали, что после электроразрядной активации цеолиты более эффективно поглощают примеси из углеводородных жидкостей [2], проявляют барьерную роль в отношении ряда веществ, нефти и нефтепродуктов – ксилола, толуола, бензола, фенола и др. Интенсивность запаха указанных веществ значительно снижается даже при многократном использовании цеолитовых фильтров.

Указанные свойства цеолитов, активированных электрическими разрядами, позволяют использовать их для очистки сточных вод промышленных предприятий.

Электроразрядная активация цеолитов с целью повышения их адсорбционной способности проводилась в специальной разрядной камере, конструкция которой позволяла возбуждать в межэлектродном промежутке электрический разряд барьерного (озонаторного) вида. Обработка барьерным разрядом проводилась при переменном напряжении 20 кВ, разрядный ток 12 мА, время обработки 30 мин. Следует отметить, что в некоторых экспериментах проводилась обработка адсорбента также и коронным разрядом, как при отрицательной, так и при положительной полярности коронирующих электродов. Однако наиболее стабильные результаты обработки получались при использовании барьерного разряда.

После электроразрядной обработки цеолит загружался в специальный стеклянный реактор, и через него пропускались пробы сточной воды Мингечаурского завода «Азерэлектроизолит». Эти воды содержали, как зафиксировано лабораторными анализами, не только такие вредные промышленные сбросы, как сульфаты, хлориды, нитраты, нитриды, но и нефтепродукты и фенол. Последний, как известно, является сильным токсическим веществом и представляет большую опасность в случае попадания в водоемы.

Пробы воды пропускались через цеолитовый фильтр с различными скоростями с целью определения оптимального режима адсорбционной очистки воды. После очистки каждая проба воды вместе с пробой исходной (неочищенной) воды подвергалась химическому анализу на содержание в них различных примесей. Результаты анализа одной из таких проб воды приведены в таблице.

Результаты анализа проб исходной и очищенной вод

| Примеси, Мг/л | Сухой остаток | Суль- фаты | Хлори- ды | рН | Нитра- ты | Нитри- ды | Фенол | Нефте- продукты | Запах |
|-------------------------|------------------|---------------|--------------|----|--------------|--------------|--------|--------------------|---------------|
| 1. Исходная вода | 420 | 140 | 100 | 7 | 0,13 | 8 | 0,1 | 1,0 | Слабый |
| 2. Очищенная вода | 180 | 100 | 60 | 7 | отсут. | 3 | отсут. | отсут. | Без запаха |

Из таблицы видно, что содержание вредных примесей в очищенной воде значительно уменьшилось по сравнению с исходной водой. Особо следует отметить полное отсутствие в очищенной воде следов фенола.

После неоднократных лабораторных апробаций метода адсорбционной очистки сточных вод с помощью цеолита, предварительно активированного воздействием электрических разрядов, было предложено и спроектировано очистное сооружение для сточных вод завода «Азерэлектроизолит».

ЛИТЕРАТУРА

1. Положительное решение о выдаче патента СССР по заявке №501272/26.1992. Способ очистки воды от солей жесткости // *Ч.М.Джуварлы и др.*
2. *Джуварлы Ч.М., Буният-заде А.А. и др.* Интенсификация сорбционной очистки углеводородных жидкостей от примесей с помощью электрического разряда барьерного типа // *Электронная обработка материалов.* 1992. № 1. С. 43–45.

Поступила 24.04.2000

Summary

At acting the various kinds of nonequilibrium electrical discharges on ceolits there is increase them adsorption ability. It allowed to use them for purification the waste industrial waters of Mingeaur "Azerelectroizolit" plant containing sulphates, chlorides, nytrates, nytrides, oil products and also phenol being strongly harmful substance and most danger at ingressing into flotation. The plant waste water were purified in laboratory conditions. Before purification ceolit was subjected to activation effect by the barrier kind of electrical discharge during 30 minutes. The chemical analysis of purified water has shown significant reduction of harmful impurities content on-comparison with initial water. According to results of laboratory researches the purification works project for "Azerelectroizolit" plant was offered and developed.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБОГАЩЕНИЯ РЕДКОМЕТАЛЛЬНОГО СЫРЬЯ ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

*Иркутский государственный технический университет,
ул. Лермонтова, 83, 664074, г. Иркутск-74, Россия*

При современном состоянии редкометалльной горнорудной базы исключительно важное значение приобретает совершенствование технологии обогатительных процессов, основанное на использовании достижений фундаментальных наук — физики, химии, биологии, а также комбинирование обогатительных и химико-металлургических процессов с другими эффективными методами.

Среди таких перспективных методов оптимизации обогатительных процессов особое место занимают электрохимические, основанные на действии постоянного электрического тока. Так, метод электрохимической подготовки пульпы позволяет целенаправленно изменять поверхностное состояние минералов и состав жидкой фазы, а электрохимическое модифицирование флотационных реагентов дает возможность получать вещества определенного состава с необходимыми технологическими свойствами.

В исследованиях авторов электрохимическая пульпоподготовка осуществлялась при флотации и магнитной сепарации тантал- и ниобий содержащих минералов.

Основные рудные тантало-ниобиевые минералы, такие как танталит-колумбит, содержат в своем составе до 35% изоморфных примесей в виде элементов переменной валентности и обладают полупроводниковыми, а также парамагнитными свойствами.

Изменяя потенциал поверхности минерала-полупроводника путем обработки пульпы постоянным электрическим током, можно изменить и изоэлектрическое состояние поверхности и адсорбционную способность минерала по отношению к ионогенным реагентам-собираателям. При этом создаются условия для регулирования ионного состава, окислительно-восстановительного потенциала и рН жидкой фазы пульпы без дополнительного введения дорогостоящих, а часто экологически небезопасных химических веществ.

Таким образом, метод электрохимической пульпоподготовки эффективно совмещать с флотацией при обогащении тантало-ниобиевых руд.

Исследования авторов показали эффективность использования электрохимической обработки пульпы и для повышения магнитной восприимчивости минералов с парамагнитными свойствами. Главными минералообразующими химическими элементами колумбит-танталитов помимо тантала и ниобия являются железо и марганец. Они и определяют парамагнетизм редкометалльных минералов. Электрохимическая обработка позволяет изменить соотношение окисленных и восстановленных форм этих элементов, отличающихся по своим магнитным характеристикам, и повысить показатели магнитной сепарации колумбит-танталитов.

Методами вольтамперометрии установлено, что основной вклад в окислительно-восстановительные процессы, протекающие на поверхности танталит-колумбитов, вносит железо. При потенциалах рабочего электрода отрицательнее $-0,2$ В происходят процессы восстановления трехвалентного железа в двухвалентное и частичный его переход с поверхности колумбита в раствор ($\text{pH} < 5$). По данным атомно-абсорбционного анализа содержание железа в растворе возрастает от 0 до $0,2$ мг/л.

По результатам рентгеноструктурного анализа и ИК-спектроскопии определено, что увеличение параметров элементарной ячейки кристаллической решетки танталит-колумбитов на 20% с возрастающей степенью упорядоченности структуры сопровождается изменением соотношения

элементов переменной валентности и повышением доли ниобия (тантала) с координационным числом 4 (частота- 1090 с^{-1}) на поверхности минерала.

Исследования методом ЯГР-спектроскопии показали, что соотношение элементов переменной валентности (например, железо) на поверхности колумбита, подвергнутого электрохимическому восстановлению, является немонотонной функцией времени. Состояние жидкой фазы в результате ЭХО минеральной суспензии претерпевает значительные изменения: окислительно-восстановительный потенциал смещается в отрицательную сторону на 200-250 мВ; величина рН возрастает на 1,5 единицы; повышается содержание в растворе катионов железа, марганца и алюминия, а также обусловленное электролизом воды содержание растворенного в жидкой фазе кислорода.

Перемена физико-химического состояния поверхности колумбита и жидкой фазы пульпы приводит к изменению флотоактивности тантало-ниобатов и их магнитных свойств [1]. Так, при изучении влияния электрохимического восстановления поверхности колумбит-танталита на его магнитные свойства нами было определено, что введение ЭХО изменяет магнитную восприимчивость колумбита с $25 \cdot 10^{-6}$ до $32,5 \cdot 10^{-6}\text{ см}^3/\text{г}$ и, следовательно, улучшает показатели магнитной сепарации тантало-ниобиевых руд (рис. 1).

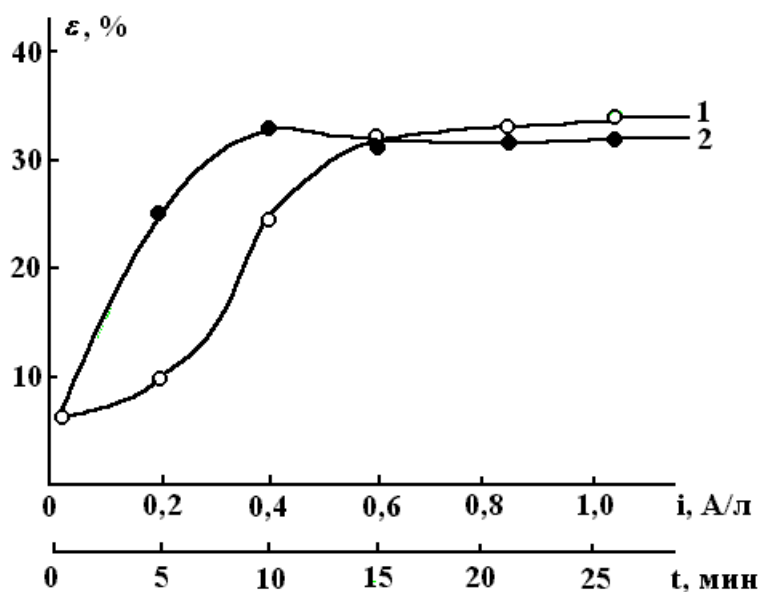


Рис. 1. Влияние объемной плотности тока (1) и времени (2) электрохимического кондиционирования пульпы на извлечение минералов в магнитный продукт.

Результаты промышленных испытаний дают возможность сделать вывод о том, что катодная обработка пульпы тантал- и ниобий содержащей руды при плотности тока $0,7\text{ А/м}^2$ на катоде, времени обработки 5 мин, силе тока 90 мА и напряжении на электродах 15 В повышает показатели обогащения как в условиях флотации колумбит-танталита (извлечение растет на 8,3 и 11,6% по пятиоксиду тантала и ниобия соответственно), так и при его магнитной сепарации (извлечение растет на 4,3% по пятиоксиду тантала).

Второе направление нашей работы заключалось в исследовании влияния ЭХО реагентосборителей на их технологические свойства. Применяемые в процессе флотации жирнокислотные собиратели имеют сложный и непостоянный состав. Целью ЭХО была оптимизация качественно-количественного состава аполярной части технической олеиновой кислоты путем электролиза.

Электролиз технических жирных кислот может быть достаточно легко реализован в условиях обогатительного производства и представляет собой электролиз в фоновом электролите (растворе NaCl). Введение фонового электролита вызвано тем, что величина диэлектрической проницаемости олеиновой кислоты незначительна ($\epsilon = 2$).

На основании сравнения хроматограмм технической смеси жирных кислот до (рис. 2) и после электролиза (рис. 3) было сделано заключение о наличии в соединении, входящем в состав смеси, двойных несопряженных связей и отсутствии карбоксильной группы. Объемы удерживания, УФ-спектр этого соединения не характерны и не позволяют однозначно отнести его к

конкретному классу органических соединений. Поэтому присутствующая примесь была выделена с использованием полупрепаративной хроматографии; элюат упарен и в режиме прямого ввода снят масс-спектр. Присутствие молекулярного пика с $m/e = 410$ и характер фрагментации с образованием интенсивных пиков ионов с массами: 137, 81, 69 позволяет однозначно идентифицировать углеводород как сквален (2, 6, 10, 15, 19, 23-гексаметил-тетракозагексаен – 2, 6, 10, 18, 22) из класса ациклических терпенов (гексамер изопрена).

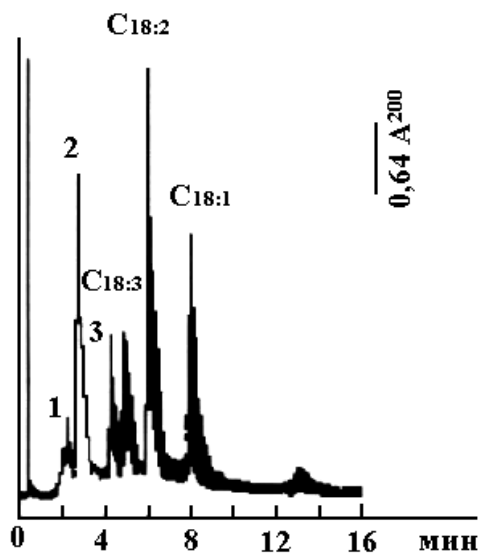


Рис. 2. Хроматограмма технической смеси жирных кислот.

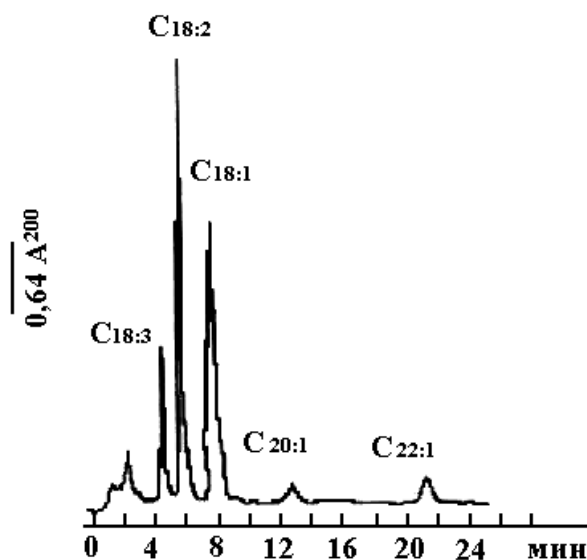


Рис. 3. Хроматограмма эфиров технической смеси жирных кислот после 20-ти минутного электролиза.

На основании данных хроматографии и расчета экстинций по аддитивности вклада двойных связей концентрация сквалена в технической олеиновой кислоте определена равной 8–10%. Содержание сквалена после электролиза снижается до 0,5–0,1%. Снижение содержания сквалена происходит в результате деструкции его до низкомолекулярных соединений (кетонов, альдегидов, кислот) за счет взаимодействия с окислителями, образующимися в процессе электролиза водного раствора хлористого натрия [2].

Изменения в составе реагента приводят к изменению его технологических свойств. Так, олеиновая кислота после электролиза имеет более низкую величину поверхностного натяжения, в 3 раза увеличивается значение критической концентрации мицеллообразования. Также после электролиза меняются характеристики сорбции олеиновой кислоты на поверхности минерала. Уменьшение

толщины сорбционного покрытия минерала реагентом и количества монослоев в покрытии дает возможность снизить расход олеиновой кислоты.

Рост извлечения Li в концентрат составил 3,8% при снижении расхода олеиновой кислоты на 13–15%.

Таким образом, применение электрохимии в процессах обогащения редкометалльных руд имеет большие перспективы, поскольку метод электрохимического воздействия на реагенты и минеральную пульпу положительно влияет на основные технологические показатели обогащения и является экологически безопасным, легко реализуемым на производстве и выгодным экономически.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Богйдаев С.А., Белоусова О.В.* О некоторых физико-химических и технологических аспектах катодной обработки танталит-колумбита во флотационных пульпах // Цветные металлы. 1996. № 4. С. 24–27.
2. *Богйдаев С.А., Малова М.В.* Хроматографическое исследование состава технической олеиновой кислоты // Обогащение руд. Санкт-Петербург, 1999. № 4. С. 31–33.

Поступила 03.04.2000

Summary

The paper presents results of the electrochemical technology investigation in the process of the rare-metal raw material dressing. The electrochemical technology is realised through the dressing cycles of tantalum-niobium ores and the preparation operations of the reagents-collectors in the process of lithium-ore flotation. The authors studied the properties of oleic acid after electrolysis – surface tension, critical concentration of the micelle formation; calculated the parameters of the oleic acid adsorption.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ И ПИЩЕВЫХ ПРОДУКТОВ

С.А. Бурцева

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДЕЙСТВИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ, УФ-ЛУЧЕЙ И КОМБИНИРОВАННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА РОСТ И ЛИПИДООБРАЗОВАНИЕ *STREPTOMYCES CANOSUS* 71

*Институт Микробиологии АН Молдовы,
ул. Академическая, 1, г. Кишинев, МД-2028, Молдова*

Из литературы известно, что в случае, когда ценный продукт метаболизма микроорганизмов не может быть увеличен лишь подбором оптимальных для биосинтеза условий, повышение продуктивности культур достигается путем экспериментального получения новых штаммов – продуцентов с резко измененным обменом веществ. Экспериментально доказана на многочисленных продуцентах эффективность применения мутагенов при создании активных форм по сравнению с эффективностью, достигаемой при отборе, использующем спонтанную (естественную) изменчивость [1–4].

Используя физические и химические мутагенные факторы можно по-новому построить работу по поискам продуцентов, синтезирующих новые химические соединения, такие, как антибиотики, витамины, гормоны и пр. При получении крупных мутаций, резко изменяющих какой-либо признак или вызывающих появление качественно нового признака, может быть осуществлен основан отбор мутантов – продуцентов аминокислот, жирных кислот. К настоящему времени имеется обширный список микроорганизмов, у которых при использовании физических мутагенов селекционным путем удалось повысить продуктивность. В частности, хорошо зарекомендовала себя радиационная селекция, которая и в дальнейшем будет широко использоваться для улучшения свойств микроорганизмов.

Ожидалось получение максимального выхода мутантов при использовании комбинированного действия мутагенов. Однако исследователи не располагают четкими данными о том, насколько коррелирует увеличение частоты плюс – мутаций с появлением мутантов с максимальным изменением интересующего селекционера признака. Поэтому вопрос об оптимальном уровне частоты индуцированных мутаций настоятельно требует углубленного экспериментального изучения на микроорганизмах с использованием разных видов и штаммов, разных систем учета мутаций и различных мутагенов. Без такой экспериментальной подготовки невозможна разработка рекомендаций по рациональному выбору мутагенов и их доз в практической селекции [2, 5].

Анализируя эффективность комбинированного действия физических и химических факторов, в работе [2] пришли к выводу, что наиболее эффективной комбинацией является этиленмин и УФ-лучи. В отношении механизма резкого повышения активности, индуцированной УФ-лучами при предварительной обработке спор актиномицета *Act. erythrheus*, авторы допускают, что УФ-лучи возбуждают молекулу этиленмина, проникающую в клетку, и тем самым резко повышают ее реактивную способность. Комбинированные мутагенные факторы – УФ-лучи и такие химические соединения, как этиленмин, нитрозометилмочевина используются для получения высокопродуктивных штаммов – продуцентов целлюлаз, двукратный УФ-мутагенез в комбинации с бромурацилом – для биоконструирования безалкалоидных культур *Penicillium roquefortii* ВКМ – F-141. Применяя УФ-лучи с химическими соединениями и многоступенчатой селекцией удается повысить уровень активности антибиотикообразования на 22% у *Str. imbricatus* [6–9].

В литературе 80-х 90-х годов имеются данные о влиянии УФ-лучей на рост, спорообра-

зование и липогенез грибов и дрожжей [10–13], об использовании химических мутагенов и УФ-излучения в селекции актиномицетов по признаку антибиотикообразования и витаминобразования [14–17]. Поскольку практически отсутствуют сведения относительно воздействия комбинированного облучения на рост и биосинтетическую активность актиномицетов, целью данной работы являлось сравнительное изучение действия γ -излучения, УФ-лучей и комбинированного облучения на рост и липидообразование *Streptomyces Canosus* 71.

Методика эксперимента

Объектами исследований являлся музейный штамм *S.canosus* 71, штаммы *S.canosus* 71 var.6, *S.canosus* 71 var.11, полученные после воздействия на исходную культуру γ -излучения, *S.canosus* 71 var.5 и *S.canosus* 71 var.8 – при действии УФ-лучей, а также новые варианты, полученные после комбинированного облучения.

Перед облучением исходную моноспоровую суспензию культуры *S.canosus* 71 готовили по методике Кузнецова [18]. Облучение проводили в Институте генетики АН РМ на радиационно-химической установке РХМ- γ -20 с активностью 12750 Кюри и мощностью 0,67 Гр/с. Источником γ -лучей являлся радиоактивный Co^{60} . Были использованы дозы 1000, 2000, 3000 и 4000 Гр.

При изучении влияния УФ-лучей на рост и липогенез стрептомицетов водную суспензию спор *S.canosus* 71 облучали в лаборатории оптоэлектроники факультета физики Молдавского Госуниверситета лампой БУВ-15, которая давала 80% лучей с длиной волны 2537 А°. Использовали дозы 900, 3600, 4500, 5400 и 6300 эрг/мм².

Выявление вариантов, отличающихся от исходной культуры по признаку липидообразования, осуществляли, используя метод первичной оценки содержания липидов в биомассе продуцентов [19]. Варианты с более интенсивным окрашиванием гифов и характеризующиеся постоянством морфологических признаков после многократного пассирования отбирали для дальнейших исследований. Отобранные варианты сравнивали по их способности накапливать биомассу и продуцировать липиды при росте на жидкой органической среде М-1 (основной источник углерода – кукурузная мука).

Из биомассы исследуемых вариантов экстрагировали общие липиды модифицированным методом Фолча. Качественный и количественный состав липидов определяли методом ТСХ и денситометрически. Жирнокислотный состав липидов исследовали методом ГЖХ на хроматографе Chrom-5 [20, 21].

Для изучения действия комбинированного облучения на рост и липидообразование стрептомицетов сначала проводили облучение водной суспензии спор на радиационно-химической γ -установке, используя дозы 800 и 1000 Гр, а затем эту же суспензию спор облучали источником УФ-лучей (БУВ-15), используя дозы 1800, 3600 и 5400 эрг/мм². Комбинированному облучению подвергали музейную культуру *S.canosus* 71 два штамма *S.canosus* 71 var.6, *S.canosus* 71 var.11, полученные после γ -облучения и отличающиеся способностью накапливать биомассу в больших количествах (224,4 и 150,0% к исходной культуре соответственно).

Культурально-морфологические свойства изучали на пяти средах: Чапека с глюкозой, Чапека с сахарозой, крахмало-аммиачной, М-1, и Гаузе-1. На каждой из сред по шкале Бондарцева [22] учитывали окраску воздушного, субстратного мицелия и питательной среды. Морфологическую изменчивость выявляли по возникновению колоний, отличающихся по структуре, окраске воздушного и субстратного мицелия, степени спорообразования, секторности, размеру колоний и т.д. [23].

Результаты и их обсуждение

После γ -облучения суспензии спор *S.canosus* 71, посева ее на среду Чапека с глюкозой и учета морфологической изменчивости было проанализировано 1200 колоний, которые разделили на 11 типов, отличающиеся от исходной культуры по величине (от 0,5 до 7,0 мм в диаметре), цвету воздушного мицелия (белый, бело-серый, темно-серый и даже сиреневый цвет). Внешний вид колоний также был очень разнообразен: колонии имели форму снежинок, многие были круглые, округлые, неправильной формы, с кратером и без, выпуклые в центре и т.д. Большинство колоний имело воздушный мицелий, но встречались и аспорогенные. После 10-кратного пассирования было выбрано 4 варианта, отличающиеся постоянством морфологических признаков и образующие густой газон уже на второй день роста на агаризованной среде Чапека с глюкозой, а также интенсивно окрашиваемые гифы (признак большего наличия липидов).

Облучение УФ-лучами музейной культуры *S.canosus* 71 позволило обнаружить 8 типов колоний (из проанализированных 200), с диаметром от 0,5 до 6,0 мм, цвет воздушного мицелия у 6-ти типов был белый, а у двух – серый или фиолетовато-серый. Субстратный мицелий имел буроватый цвет, за исключением 3-го типа, который как и 8-й тип после γ -облучения, имел охряно-желтый цвет, но колонии отличались по величине: колонии после γ -облучения были крупные 5,0–7,0 мм, а после УФ-лучей – 1,0–4,0 мм. В обоих случаях это были аспорогенные колонии.

Подробный анализ описания всех выявленных типов колоний при пересевах на 5 питательных сред показал, что в результате комбинированного облучения у музейного штамма было получено 10 типов колоний (4 из них ранее не встречались); у вар.6–15 типов (7 из них ранее не были замечены) и у вар.11–14 типов колоний (из них 2 ранее не встречались). Следует заметить, что у некоторых новых типов размеры колоний достигали 10,0–12,0 мм, изменилась окраска субстратного мицелия (с буроватого на буланый), сами колонии приобретали голубовато-серый, темно-дымчатый, сиреневый или розовато-лиловый цвет, а у одного нового типа появилась способность окрашивать среду в темно-фиолетовый цвет. Основываясь на литературных данных и результатах собственного эксперимента, предполагаем, что такой резкий рост количества морфологически измененных форм при комбинированном облучении может быть вызван, с одной стороны, уменьшением количества колоний, являющихся типичными для исходных культур с возрастанием числа аспорогенных и карликовых форм, с другой, – появлением новых вариантов (типов) колоний, которые не обнаруживались при действии каждого из видов облучения (γ и УФ-лучей) в отдельности [1, 24].

7727 колоний, которые были выявлены при просмотре чашек Петре с 5-ю вариантами сред условно можно разделить на 16 типов. Проверка биосинтетической активности бала проведена у 23 новых вариантов и 3 штаммов стрептомицетов *S.canosus* 71, *S.canosus* 71 var.6 и *S.canosus* 71 var.11, используемых в качестве контроля. После культивирования на жидкой среде М-1 у исходной музейной культуры и получения после комбинированного облучения новых вариантов было отмечено увеличение накопления биомассы у новых вариантов музейной культуры 8,1–61,4% у новых вариантов *S.canosus* 71 var.6 на 14,4–115,7%, а из 9-ти новых вариантов *S.canosus* 71 var.11 – только у 1-го на 9,2%. Анализируя полученные цифры, следует отметить, что у *S.canosus* 71 var.6 прослеживается тенденция последовательного ступенчатого увеличения способности накапливать биомассу по сравнению с исходной культурой. У некоторых нововыявленных вариантов биомасса увеличивалась в 2,5–5 раз по отношению к музейному штамму *S.canosus* 71, причем наибольшее количество биомассы (23,0 и 28,7 г/л) было получено у новых вариантов, которые были отобраны после комбинированного облучения в дозах 800 Гр + 5400 эрг/мм² и 1000 Гр + 5400 эрг/мм².

Изучение воздействия комбинированного облучения на липогенез стрептомицетов показало, что количество липидов увеличилось на 92,8 у 1-го нового варианта после воздействия облучения на *S.canosus* 71; на 22,3 и 90,0 у двух новых вариантов *S.canosus* 71 var.6; на 22,1, 77,2 и 287,1% – у трех новых вариантов выбранных после комбинированного облучения *S.canosus* 71 var.11. Замечено что наибольшее количество липидов, полученных в основном после воздействия облучения в дозах 1000 Гр + 5400 эрг/мм².

Сравнение биосинтетической активности музейной культуры *S.canosus* 71 и ряда новых вариантов после воздействия γ -излучения, УФ-лучей или комбинированного облучения показало, что подавляющее число мутантов отличалось от исходной культуры способностью накапливать значительное количество биомассы при росте на комплексной среде М-1, причем диапазон параметра довольно широк – от 107,3 до 531,5% к исходной культуре (рис. 1 и 3). Удавалось выявить отдельные варианты, у которых количество липидов превышало контроль. Так, например, новый вариант 2-I-12, полученный после комбинированного облучения *S.canosus* 71 var.6, синтезировал на момент отбора липиды в количестве, составляющем 193,0 % к контролю (*S.canosus* 71 var.6), однако за время хранения в течение 6-ти месяцев и ряда пересевов этот показатель снизился до 118,1%. У другого нового варианта 2-IV-12, также полученного после комбинированного облучения *S.canosus* 71 var.6, продуктивность липидов за это время практически сохранилась (457,2 и 452,2% к исходной музейной культуре *S.canosus* 71), как и варианта 2-IV-17 (367,9 и 347,7% соответственно на момент отбора и через 6 месяцев хранения в лабораторных условиях). После воздействия комбинированного облучения *S.canosus* 71 var.11 было получено 2 новых варианта (3-III-6 и 3-IV-12), которые отличались от большинства остальных новых вариантов постоянством биосинтетической активности, в частности, липидообразование. Особенно четко это проявлялось у нового варианта 3-IV-12 (158,0 и 161,5% к исходной культуре на момент отбора и через 6 месяцев хранения).

Определение фракционного состава липидов биомассы новых вариантов показало, что как и после γ -излучения, у стрептомицетов качественный состав липидов был тот же, а изменилось соотношение отдельных липидных фракций. Так, у варианта 2-IV-1 количество фосфолипидов составляло 142,4 и 138,4% к контролю, а у варианта 2-IV-12 количество образуемых стерина составляло 123,1 и 120,7% к исходной культуре (на момент и через 6 месяцев после отборов). Особо следует отметить вариант 3-IV-12, у которого при стабильности липидообразующей активности сохранился высокий уровень содержания в липидах такой биологически важной фракции как стерина – 201,0 и 199,8% к исходной культуре (музейному штамму *S.canosus* 71) на момент и после 6 месяцев хранения после отбора.

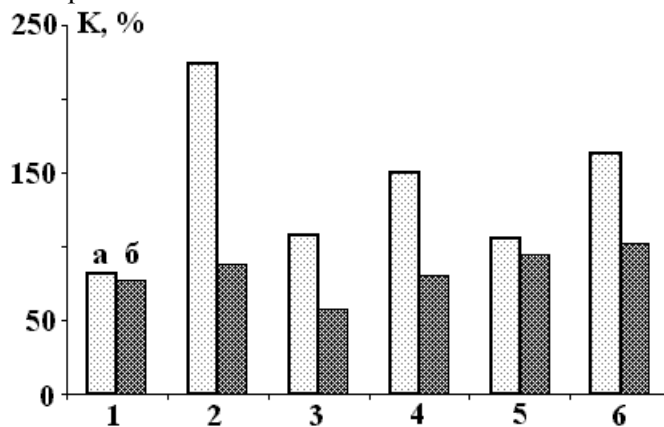


Рис. 1. Количество биомассы и липидов у вариантов *S.canosus* 71, полученных после γ -облучения в % и УФ-лучей к контролю.

По оси абсцисс – варианты, по оси ординат – количество биомассы и липидов в % к контролю.
а – биомасса; б – липиды.

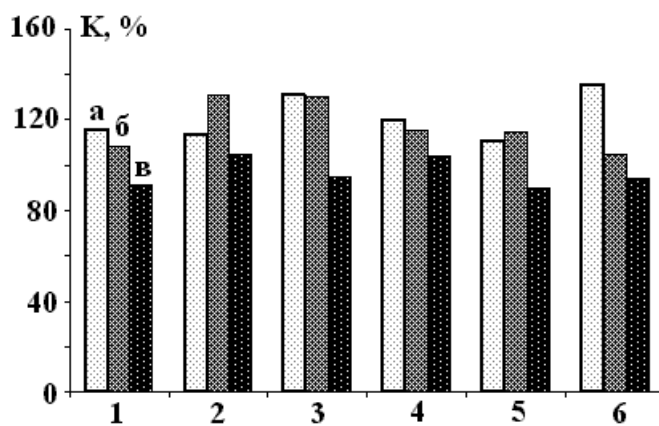


Рис. 2. Количество липидных фракций в липидах биомассы у вариантов *S.canosus* 71, полученных после γ -облучения и действия УФ-лучей.

По оси абсцисс – варианты, по оси ординат – количество липидных фракций в % к контролю.
а – фосфолипиды; б – стерины; в – триглицериды.

Было установлено, что после γ -облучения количество фосфолипидов в липидах биомассы новых вариантов составляло 113,3–130,5%, после УФ-облучения – 110,4–135,2%, а после комбинированного облучения 142,4%. Стерины составляли соответственно 107,9–130,5%, 104,3–114,4% и 107,5–129,3%, но у некоторых новых вариантов после комбинированного облучения достигало 104,7 и 201,0% по сравнению с исходной музейной культурой. Наши данные об усилении липогенеза и в особенности стеринаобразования после облучения согласуются с имеющимися в литературе сведениями [25, 26]. Количество триглицеридов, как правило, было в процентном отношении меньше, чем у исходной культуры. Особенно это наблюдалось у новых вариантов, выбранных после комбинированного облучения. Так, если после γ -облучения в липидах стрептомицетов триглицериды составляли

90,9–104,5%, после действия УФ-лучей 90,1–93,9%, то после комбинированного облучения только 63,2–89,1% к контролю (исходной культуре) (рис. 2 и 4).

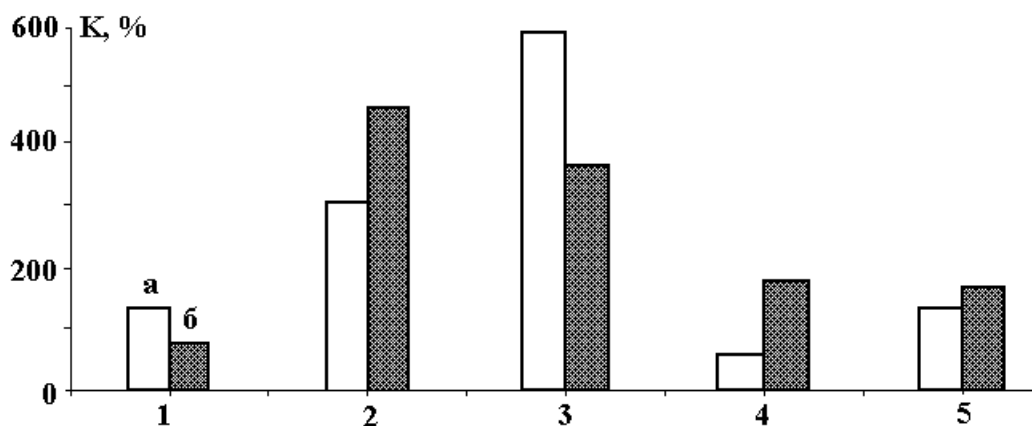


Рис. 3. Количество биомассы и липидов у новых вариантов, полученных после комбинированного облучения (γ -лучи, УФ-лучи): *S.c.* 71 (1000 Гр + 1800 эрг/мм²) – вар. 1-III-12; *S.c.* 71 var.6 (1000 Гр + 5400 эрг/мм²) – вар. 2-IV-12; *S.c.* 71 var.6 (1000 Гр + 5400 эрг/мм²) – вар. 2-IV-17; *S.c.* 71 var.11 (1000 Гр + 5400 эрг/мм²) – вар. 3-III-6; *S.c.* 71 var.11 (1000 Гр + 5400 эрг/мм²) – вар. 3-IV-12.

По оси абсцисс – варианты, по оси ординат – количество биомассы и липидов в % к контролю. а – биомасса; б – липиды.

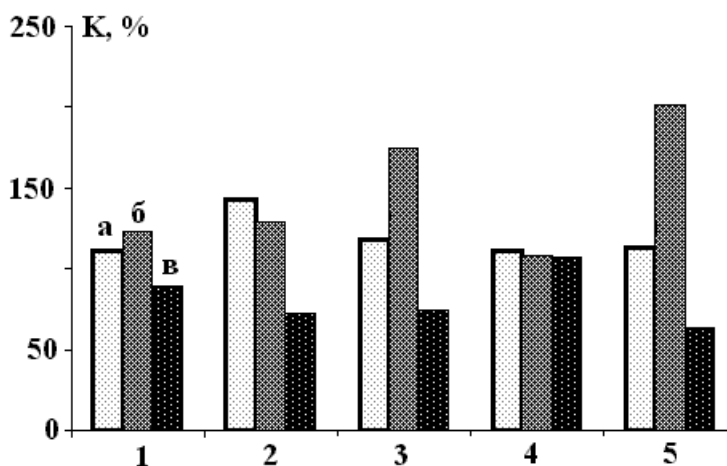


Рис. 4. Количество липидных фракций в липидах биомассы у новых вариантов, полученных после комбинированного облучения: *S.canosus* 71 (1000 Гр. + 1800 эрг/мм²) – вар. 1-III-12; *S.c.* 71 var.6 (1000 Гр + 5400 эрг/мм²) – вар. 2-IV-12; *S.c.* 71 var.6 (1000 Гр + 5400 эрг/мм²) – вар.2-IV-17; *S.c.* 71 var.11 (1000 Гр + 5400 эрг/мм²) – вар.3-III-6; *S.c.* 71 var.11 (1000 Гр + 5400 эрг/мм²) – вар.3-IV-12.

По оси абсцисс – варианты, по оси ординат – количество липидных фракций в % к контролю. а – фосфолипиды; б – стерины; в – триглицериды.

Анализируя результаты определения жирнокислотного состава липидов музейного штамма *S.canosus* 71 и его вариантов, можно было заметить, что доминирующими жирными кислотами являлись C_{15:1}, C_{16:0}, C_{16:1}, однако у исходной культуры и некоторых новых вариантов регистрировали и такие ненасыщенные жирные кислоты, как C_{18:2} и C_{18:3}, количество которых у исходной культуры вар.6 и вар.11 составляло: C_{18:2} – 34,5, 24,5 и 33,5% соответственно, C_{18:3} – у варианта 6 и 11 в количестве 1,4 и 7,1% соответственно. Наличие в липидах изучаемых вариантов олеиновой кислоты (C_{18:1}) в количестве 22,7–38,9% заслуживает особого внимания, так как согласно литературным данным действие моноеновых кислот, в частности, олеиновой равнозначно влиянию полиненасыщенных жирных кислот на снижение холестерина в сыворотке крови [5].

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. Изучена морфологическая изменчивость музейного штамма стрептомицетов *S.canosus* 71 после воздействия таких физических факторов, как γ -излучение, УФ-лучи и комбинированное излучение (γ + УФ-лучи).

2. Морфологическая однородность и постоянство биохимической активности установлены у *S.canosus* 71 var.6 и *S.canosus* 71 var.11, полученных после γ -излучения, *S.canosus* 71 var.5 и *S.canosus* 71 var.8 (УФ-лучи) и четырех новых вариантов (2-IV-12, 2-IV-17, 3-III-6, 3-IV-12), полученных после комбинированного облучения *S.canosus* 71 var.6 и *S.canosus* 71 var.11 соответственно.

3. Варианты, полученные в результате воздействия γ -излучения, УФ-лучей и особенно комбинированного излучения существенно отличаются скоростью роста. Количество биомассы у отдельных вариантов составляет 224,4% (*S.canosus* 71 var.6), 307,4% (var.2-IV-12) и 531,5% (2-IV-17) к исходной необлученной культуре.

4. Установлена идентичность качественного состава липидов биомассы музейного штамма и его вариантов. В липидах фосфолипиды составляют 110,4–142,4%, стерины – 107,9–129,3%. У отдельных вариантов количество стерина достигает 174,7% (2-IV-17) и 201,0% (3-IV-12) к исходной музейной культуре.

5. Жирнокислотный состав новых вариантов характеризуется преобладанием ненасыщенных жирных кислот, среди которых доминирующими являются $C_{15:1}$, $C_{16:1}$, $C_{18:1}$, а у некоторых вариантов и $C_{18:2}$. В липидах *S.canosus* 71 var.6 и *S.canosus* 71 var.11, селекционированных после γ -облучения музейного штамма *S.canosus* 71, содержится и такая полиненасыщенная жирная кислота, как $C_{18:3}$ в количестве 1,4 и 7,1% соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиханян С.И. Селекция промышленных микроорганизмов. М., 1968.
2. Алиханян С.И., Акифьев А.П. Общая генетика. М., 1985. С. 41–48.
3. Захаров И.А., Кривицкий А.С. Радиационная генетика микроорганизмов. М., 1972.
4. Захаров И.А. Курс генетики микроорганизмов. Минск, 1978. С. 22-27.
5. Фунтикова Н.С., Кулакова О.Я., Медведева Ф.А., Конова И.Б., Левичев М.М. Мисог 12 М – перспективный источник γ -линоленовой кислоты // Прикл. биохим. и микробиол. 1992, Т. 28. № 1. С. 140–144.
6. А.с.1445180,МКИ^б С12 № 1/14 С12 № 9/42 № 4235576/13. / Павлова Н.М., Кречетникова А.Н., Калуняню К.А., Зуева Р.Б., Демина Л.М., Херсонова Л.А., Удалова Э.Б., Тимошенкова Д.Л. Штамм гриба *Aspergillus foetidus* – продуцент целлюлазно – пектиназного комплекса. Оpubл. 10.03. 1996. Бюл. № 7.
7. Квеситадзе Г.И., Квачадзе Л.Л., Квеситадзе Э.Г. Селекция термофильных микроскопических грибов – продуцентов целлюлаз // Прикл. биохим. и микробиол. 1997. Т. 33. № 2. С. 156–161.
8. Бузилова И.Г., Бойченко Д.М., Зеленкова Н.Ф., Решетилова Т.А. Алкалоидообразующие клоны *Penicillium roqueforti* ВКМ-F-141, полученные методом мутагенеза и слияния протопластов. // Тез.стенд. сообщ.2 съезда биохим.об-ва РАН, Пущино, 19–23 мая 1997. Т. 2.
9. Горбунова Н.А., Сухаревич М.Э., Яковлева Е.А. Естественная и индуцированная изменчивость продуцента противогрибкового антибиотика имбрицина // Антибиотики и химиотер.1998. Т. 43. В. 3. С. 3–7.
10. Роцупкин Д.И. Молекулярные механизмы повреждения биомембран липидов и белков под действием УФ-излучения. Автореф.дис. . .докт. биол.наук. М., 1980.
11. Полотебнова М.В., Терешина В.Н. Влияние ультрафиолетового облучения на спорообразование, рост и состав липидов *Cunninghamella japonica* // Микол. и фитопатол.1987. Т. 20. В. 30.С. 246–253.
12. Людникова Т.А., Катасонова Т.В., Пасешниченко В.А., Беззубов А.А., Крицкий М.С. Стерины бескаротиноидных мутантов *Neurospora crassa* // Прикл.биохим. и микр.1992.Т. 28. В. 5.С. 742–747.
13. Nakauma Macoto, Okitsu Takashi, Murata Yoshiyuki, Tada Mikiro. Photoregulation of ergosterol biosynthesis in *Rhodotorula minuta*.// Plant. Physiol. 1997. V. 114. № 3.
14. Шигаева М.Ф., Ахметкалиева Э.Д. Изменчивость *Actinomyces olivaceus*, индуцированная 1,4 – бис-диазоацетилбутаном и N-метил-N-нитро-N-нитрозогуанидином // Получение полезных форм микроорганизмов // Труды Ин-та микр. и вир. АН Каз.ССР. Т.18. Наука. Алма-Ата, 1974. С. 3–8.

15. Шигаева М.Ф., Джангалина Н.К. Индуцированная изменчивость *Actinomyces griseus* 15 по признаку витаминобразования // Получение полезных форм микроорганизмов. Труды Ин-та микр. и вир. АН Каз.ССР. Т. 18. Алма-Ата, 1974. С. 9–14.
16. Джангалина Н.К. Индуцированная изменчивость *Actinomyces griseus* 15 по признаку антибиотикообразования. / Получение полезных форм микроорганизмов. Труды Ин-та микр. и вир. АН Каз. ССР. Т. 18. Алма-Ата, 1974. С. 15–23.
17. Сейдалина Р.Х. Селекция активных штаммов продуцента розеофунгина // Получение полезных форм микроорганизмов. Труды Ин-та микр. и вир. АН Каз. ССР. Т. 18. Алма-Ата, 1974. С. 24–29.
18. Кузнецов Н.Д. Изучение актиномицетов – продуцентов антибиотиков и других биологически активных веществ // Антибиотики. 1972. Т. 17. № 7. С. 666–668.
19. Музапбаров Б., Копытина М.Н. Способность к синтезу липидов у вариантов *Streptomyces antibioticus* и жирнокислотный состав триглицеридных фракций мелкокладчатого варианта // Тр. Ин-та микр. и вирусол. Т. 25. Алма-Ата, 1988. С. 38–39.
20. Кейтс М. Техника липидологии. М., 1975.
21. А.с. 542932 СССР. М Кл² 01 N 1/28. Способ приготовления проб липидов // Синяк К.Н., Даниленко И.М., Васюренко З.П., Крук В.И. Оpubл.15.01.77. Бюл. № 2.
22. Бондарцев А.С. Шкала цветов. М., Л., 1954.
23. Шигаева М.Ф., Ахметкалиева Э.Д., Конова И.В. Мутагенное действие рентгеновых лучей на *Actinomyces olivaceus* // Биологически активные вещества микроорганизмов. Труды Ин-та микр. и вир. АН Каз. ССР. Т. 22. Алма-Ата, 1977. С. 60–68.
24. Фролова Л.Ф. Сравнительная характеристика физиологических и антибиотических свойств мутантных культур *Actinomyces griseoruber* штамм 1618 // Получение полезных форм микроорганизмов. Труды Ин-та микр. и вир. АН Каз. ССР. Т. 18. Алма-Ата, 1974. С. 63–71.
25. Ларикова Г.А., Гальцова Р.Д. Влияние ионизирующих излучений на биосинтез липидов у дрожжевых организмов // Микробиология. 1967. Т. 36. № 6. С. 953–957.
26. Разумовский П.Н., Балаур Л.И., Балаур Н.С., Ковальчук Л.П., Бурцева С.А. Действие лазерного облучения на биосинтез липидов дрожжами *Rhodotorula gracilis* К-1 // Электронная обработка материалов. 1975. № 3. С. 41–44.

Поступила 13.03.2000

Summary

The morphological mutation of the museum strain *Streptomyces canosus* 71, its variants obtained under the influence of γ - and UV-rays and new variants selected after the combined irradiation was studied. The lipids quality of *Streptomyces canosus* 71 and new variants is identical. The quantity of steroids in new variants is increased to 174.7 and 201.0% to control. The unsaturated fatty acids, such as C₁₅:1, C₁₆:1, C₁₈:1 predominated in lipids of new variants.

The possibility of application the combined irradiation for obtaining the new *Streptomyces* strains, producing the biologically active substances (phospholipids, steroids, unsaturated fatty acids) was shown.

И.И. Сафронов, А.В. Семенчук, Л.С. Терзи

ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ЛЕГИРОВАНИЯ С ИНДУКТИВНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ

*Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академическая, 5, г. Кишинев, MD-2028, Молдова*

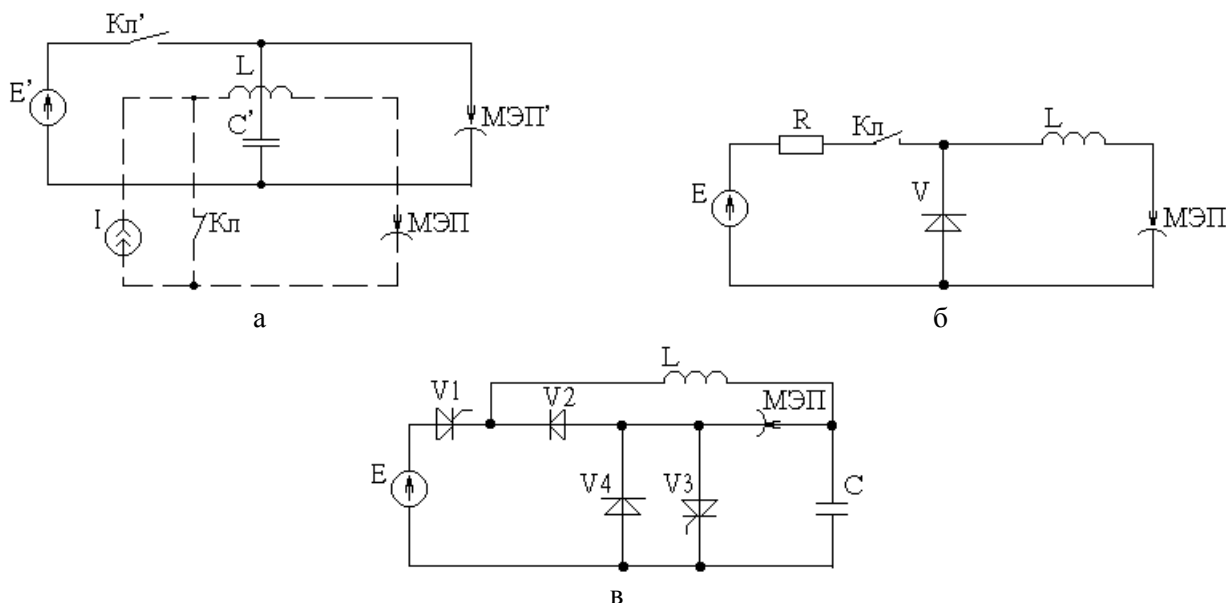
В настоящее время в генераторах для электроискрового легирования (ЭИЛ), как неразобренных, так и разобренных, используется исключительно емкостный накопитель энергии [1]. При размерной электроискровой обработке ранее применялись ламповые генераторы с индуктивным накопителем [2], обладающие большей удельной накопленной энергией.

Для анализа возможности использования индуктивных накопителей при ЭИЛ воспользуемся теорией дуальных электрических цепей [3]. Применив ее к схеме полуразобренного двухтактного инвертора с емкостным накопителем (рис. 1,а, сплошные линии), получим схему генератора с индуктивным накопителем (рис. 1,а, штриховые линии), а также определим режимы его работы. В исходном состоянии ключ Кл и межэлектродный промежуток (МЭП) находятся в замкнутом состоянии. При кратковременном отпирании ключа Кл индуктивность L заряжается током I от одноименного источника тока. При разрыве электродов происходит его пробой МЭП, и в нем выделяется энергия, накопленная в индуктивности L . Таким образом, основной зоной применения индуктивных накопителей энергии при ЭИЛ являются генераторы для легирования при разрыве электродов во время отхода электрода от детали. Рассмотренная схема, хотя и работоспособна, но малоэффективна, поскольку источник тока на практике реализуется как источник напряжения с большим балластным напряжением, непрерывное протекание тока в котором приводит к значительным производительным затратам энергии.

Тем не менее использование источника напряжения позволяет перейти от схемы с нормально замкнутым к схеме с нормально разомкнутым ключом Кл. В такой схеме ток, накапливаемый в индуктивности, ограничивается балластным сопротивлением R (рис. 1,б). Однако из-за потерь энергии в последнем и эта схема имеет низкий КПД. Повысить его позволяет переход от ограничения тока балластным сопротивлением к ограничению временем переходного процесса заряда индуктивности L при $R = 0$. По окончании энергонакопления ключ Кл размыкается, и протекающий через него ток замыкается в контуре L , МЭП, V . При отходе электрода от детали МЭП разрывается и в нем происходит выделение накопленной в контуре энергии. Использование дорогостоящих силовых транзисторов или запираемых тиристоров приводит к повышению стоимости генератора. В силу сказанного зона использования данной схемы ограничивается установками для ЭИЛ на мягких режимах.

Для ее расширения на более грубые режимы следует использовать более дешевые незапираемые тиристоры, для чего необходимо обеспечить их надежное самоотключение в результате реверса проходящего через них тока. Такой режим имеет место при подключении LC -контура к источнику постоянного напряжения. Однако в силу специфики переходного процесса в таком контуре данный подход приводит к созданию генераторов с двойным энергонакоплением: в индуктивности L и конденсаторе C (рис. 1,в). Энергонакопление производится при стабильном коротком замыкании электродов. В данном состоянии открывается тиристор $V1$ и по цепи E , $V1$, L , C проходит импульс тока, заряжающий конденсатор C . При разомкнутом МЭП конденсатор зарядился бы до напряжения $U_C = 2E$, при замкнутом МЭП – при условии $U_C = E$, открывается диод $V2$, заряд конденсатора прекращается, и тиристор $V1$ закрывается. В этот момент времени в конденсаторе и индуктив-

ности накоплена одинаковая энергия $W = CE^2/2 = LI^2/2$. В силу последнего генераторы с двойным энергонакоплением эффективны лишь в установках с совместным использованием для ЭИЛ зон отхода и подхода электрода к детали, в том числе и при повторных контактированиях электрода с деталью, существование которых доказано нами как теоретически, так и экспериментально [1]. При отходе электрода МЭП размыкается и в нем выделяется накопленная в индуктивности энергия.



Генераторы для ЭИЛ с индуктивным накопителем энергии:

а – дуальное преобразование двухтактного инвертора с емкостным накопителем; б – генератор с индуктивным накопителем; в – генератор с двойным энергонакоплением в индуктивности и конденсаторе

При подходе включается тиристор $V3$ и в МЭП выделяется энергия, накопленная в конденсаторе. Если в начале цикла, при включении тиристора $V1$, МЭП случайно окажется разомкнутым, то в конденсаторе накопится энергия $W = 2CE^2$, которая выделится при замыкании тиристора $V3$, и аварийного режима не возникнет. Для обеспечения полного энерговыделения накопленной в конденсаторе энергии параллельно тиристорам $V3$ включен обратный диод $V4$. Благодаря использованию для ЭИЛ зон подхода и отхода электрода данные генераторы обеспечивают более высокую производительность и на мягких режимах.

Таким образом, нами показана принципиальная возможность использования для ЭИЛ генераторов с индуктивным накопителем энергии и определены зоны их эффективного использования: мягкие режимы ЭИЛ при отходе электрода от детали для генераторов только с индуктивным накопителем энергии и грубое легирование при отходе и подходе электрода для генераторов с двойным энергонакоплением в индуктивности и конденсаторе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фурсов С.П., Добында И.В., Пармонов А.М., Семенчук А.В. Источники питания для электроискрового легирования. Изд. 2. Кишинев, 1983.
2. Поплов Л.Я. Справочник по электрическим и ультразвуковым методам обработки материалов. Л., 1971.
3. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. Изд. 7. М., 1978.

Поступила 09.03.2000

Summary

It is shows possibility of the using for the electrosparkle alloing with induction – capacitor of the energy and the zones are defined their using; precision ESA in time of autgo of the electrode from the detail for generators only inductional capasitor of the energy and dirty alloing in time autgo and, the electrode for the generators with energy capasition in the induction-coil and the capasitor.

В.В. Шаталов

КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ТЕСТОВОЙ МАТРИЦЫ ДЛЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛЕНОЧНЫХ ТОКОПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМ

*Белорусский Государственный Университет Информатики и Радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, г. Минск, 220027, Республика Беларусь*

Введение

При изготовлении современных изделий микроэлектроники (ИМЭ) или изделий электронно-оптической техники (ИЭОТ) заключительной фазой формирования структуры является создание соответствующих контактных соединений к их функциональным областям. Так, при изготовлении СБИС на основе биполярных структур необходимо обеспечить электрический контакт как минимум к 3-6 активным областям в зависимости от топологии структуры, ее функционального назначения и технологии изготовления (эмиттер, база, коллектор, инжектор для I^2L структур, подложка и т.д.). Для МОП СБИС ввиду значительного снижения числа фотолитографических операций, обусловленных отсутствием необходимости создания сложных систем межэлементной изоляции, снижается и число электрических контактов к активным областям на один вентиль до 2-4 (сток, исток, защитный диод, охрана).

Электрические контакты, как правило, невыпрямляющие (НК) или же омические, выполняют очень ответственную функцию в обеспечении работоспособности изделия и выполнения им требуемых функций.

Как правило, для ИМЭ и ИЭОТ электрические контакты к активным областям структур выполняются на базе многослойных пленочных токопроводящих систем (ПТС). Принципы их построения подробно изложены в [1]. При этом основная функциональная нагрузка в ПТС накладывается на контактный слой (КС), обеспечивающий непосредственный электрический контакт к активной области структуры, и проводящий слой (ПС), выполняющий роль высокопроводящего элемента, устойчивого к электромиграционным процессам и допускающий подсоединение внешних проволочных выводов существующими технологическими методами.

Функции этих слоев (КС и ПС) могут быть и диаметрально противоположными. Например, для быстродействующих СБИС на основе транзисторно-транзисторной логики с барьером Шотки (ТТЛШ) материал КС должен образовывать кроме НК, также выпрямляющий контакт (ВК) или барьер Шотки (БШ) с требуемой величиной высоты потенциального энергетического барьера ($\phi_b = 0,7-0,85$ эВ), фактором идеальности вольт-амперной характеристики (ВАХ) $n = 1,02-1,10$ и высокой термостабильностью. Для ПС характерно то, что кроме функции высокопроводящих межэлементных и межуровневых соединений, он может иметь и повышенное (строго заданное) электросопротивление. В этом случае на его основе формируются резисторы СВЧ-транзисторов и совмещенных СБИС, а также переключки электрически перепрограммируемых запоминающих устройств и других функциональных структур.

Теоретический анализ

Для получения полной и достоверной информации о качестве и других характеристиках ПТС необходим тщательный пооперационный контроль их основных электрофизических и структурных характеристик.

Наиболее ответственными для практики формирования ПТС электрофизическими параметрами, определяющими свойства проводящих элементов, являются: для НК – величина удельного переходного сопротивления контактов (ρ_k), коэффициент инжекции (γ_k), ВАХ контакта, термоэлектростабильность величины ρ_k и ВАХ; для ВК – высота потенциального энергетического барьера между материалом контакта и Si (φ_b), фактор (коэффициент) идеальности ВАХ (n), величина пробивного напряжения; для токоведущих дорожек – удельное электросопротивление материала (ρ) и его температурный коэффициент.

Традиционно контроль этих параметров осуществляется с использованием специальных тестовых ячеек или так называемых пластин-«спутников», которые формируются в одном технологическом цикле с изготовлением реальных структур. На таких контрольных тестовых элементах и осуществляется измерение основных электрофизических параметров.

Как правило, получение достоверной информации об измеряемом параметре связано с использованием нескольких методик его измерения, дополняющих друг друга, а следовательно, с целым набором тестовых ячеек. Кроме того, например, для измерения величин ρ_k , φ_b и исследования поведения ВАХ контактов к реальным областям полупроводниковых структур необходимо создать тестовые ячейки, имитирующие коллекторную, базовую и эмиттерную области транзистора. Таким образом, для исследования вышеуказанных параметров ПТС необходимо достаточно большое количество разрозненных тестовых ячеек с различным типом и концентрацией легирующей примеси, позволяющих производить на них контроль и измерение исследуемых параметров несколькими независимыми методами.

Основные принципы и методы построения таких ячеек и их топологические и морфологические особенности подробно изложены в [2, 3]. Общим их недостатком является ограниченная возможность получения объективной информации о свойствах и основных электрофизических характеристиках ПТС с одной структуры. Это связано с необходимостью формирования значительного числа тестовых ячеек со специфическими топологическими и технологическими особенностями для исследования конкретных параметров ПС и КС, исследования этих параметров на отдельных элементах и проведение сопоставительного анализа с целью получения полной информации о свойствах ПТС. Ввиду отсутствия интеграции технологического процесса изготовления ячеек по месту и времени, что связано с необходимостью изготовления отдельных структур независимо друг от друга, они характеризуются ощутимым разбросом параметров. Следствием этого является отсутствие однозначной корреляции между характеристиками ПТС, полученными из анализа отдельных тестовых ячеек, что затрудняет построение математических моделей, описывающих эти характеристики.

Результаты и их обсуждение

Для исследования основных электрофизических характеристик ПС и КС предлагается специальная тестовая матрица (структура) и соответствующий ей комплект фотошаблонов, позволяющая производить комплексные электрофизические исследования различных параметров КС и ПС на одной пластине, сформированной в едином технологическом цикле с реальными изделиями.

Тестовая структура представляет собой совокупность элементов, расположенных на кристалле размером $1,4 \cdot 0,9$ мм² и изолированных друг от друга с помощью обратномещенного p - n перехода. Конфигурация элементов, их геометрические размеры и взаимное расположение выбраны из условия обеспечения возможности одновременного измерения параметров элементов на кристалле с помощью зондовых устройств и удобства подсоединения выводов в корпусе, например, для проведения испытаний на надежность.

Элементы 1, 2 и 3 тестовой структуры (рис. 1) предназначены для измерения величины ρ_k КС соответственно к коллекторной, базовой и эмиттерной областям с помощью четырехзондового метода [4]. Выбор данной методики измерения величины ρ_k из всего разнообразия методов исследования обусловлен достаточно простой процедурой измерения, легкостью обработки и интерпретации результатов, возможностью измерения величины ρ_k к реальным областям ИС. Кроме того, данный метод позволяет легко построить ВАХ контактов и проводить температурные исследования.

С целью устранения погрешностей четырехзондового метода измерения величины ρ_k , вызванных шунтирующим действием контакта и сопротивлением растекания, для получения истинного значения величины ρ_k при обработке результатов измерения согласно [4] необходимо знание удельного сопротивления диффузионных областей. В связи с этим в структуру введены диффузионные резисторы 4 и 5 для измерения удельного сопротивления базового и эмиттерного слоев.

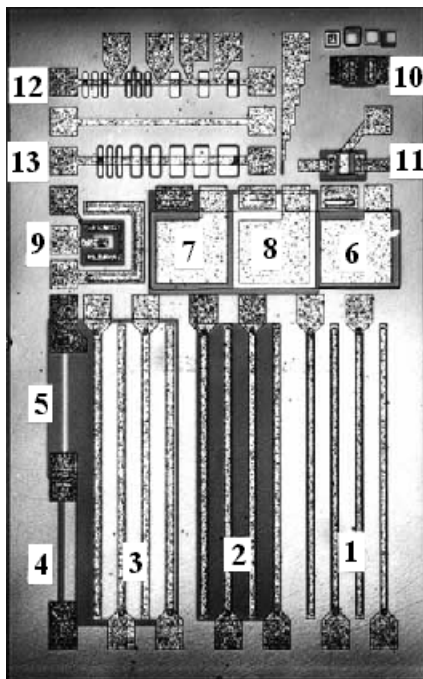


Рис. 1. Тестовая матрица для электрофизических исследований: 1, 2 и 3 – элементы для измерения величины ρ_k и снятия ВАХ контактов; 4, 5 – диффузионные резисторы; 6, 7 и 8 – МДП-конденсаторы; 9 – биполярный *n-p-n* – транзистор; 10 – диод с «полным» эмиттером; 11 – униполярный МДП – транзистор; 12, 13 – токоведущие дорожки разной ширины; 14 – элемент контроля качества фотолитографической гравировки.

МДП-конденсаторы 6, 7 и 8, сформированные соответственно на областях коллектора, базы и эмиттера, служат для определения толщины, электрической прочности окисла и профиля распределения примесей в диффузионных слоях. Кроме того, они позволяют определить характер физико-химического взаимодействия металла с тонким окислом и его влияние на электрофизические характеристики приборов. При отсутствии тонкого окисла между металлом и диффузионными слоями, элементы 6, 7 и 8 могут быть использованы для снятия вольт-фарадных характеристик (ВФХ) структур Me-Si.

Сопоставительный анализ ВАХ и ВФХ контактов с Si различного типа проводимости и уровня легирования позволяет с достаточно высокой точностью определить величину ϕ_b [5].

Биполярный *n-p-n*-транзистор 9 предназначенный для определения коэффициента усиления транзистора по току (β), контроля пробивных напряжений переходов, позволяет выяснить влияние материала КС и технологии его формирования на параметры активных элементов. С этой же целью в структуре формируется диод 10 с «беспромывочным» вариантом эмиттера («полный эмиттер»).

Униполярный МДП-транзистор 11 со встроенным каналом служит для измерения поверхностной концентрации ионизированных примесей и заряда в окисле, а также может быть использован для установления корреляции между характеристиками материала затвора и параметрами транзистора.

Дорожки 12 и 13 разной ширины позволяют определить удельное сопротивление материала проводящего слоя, исследовать процессы электромиграции при повышенных уровнях энергии на плоском и ступенчатом рельефе SiO_2 , а также оценить толщину нанесенной пленки.

Качество проведения процесса фотолитографической гравировки контролируется на ступенчатом элементе 14 с минимальной шириной 2 мкм. Адаптация данного комплекта фотошаблонов

применительно к проекционной печати на установках 584А, 5840 позволит контролировать минимальный размер линий на уровне 0,4–1,0 мкм в зависимости от используемого резиста.

Технология создания тестовой матрицы

Технологический процесс изготовления тестовых матриц с использованием разработанного комплекта фотошаблонов (рис. 2) включает следующий ряд технологических операций:

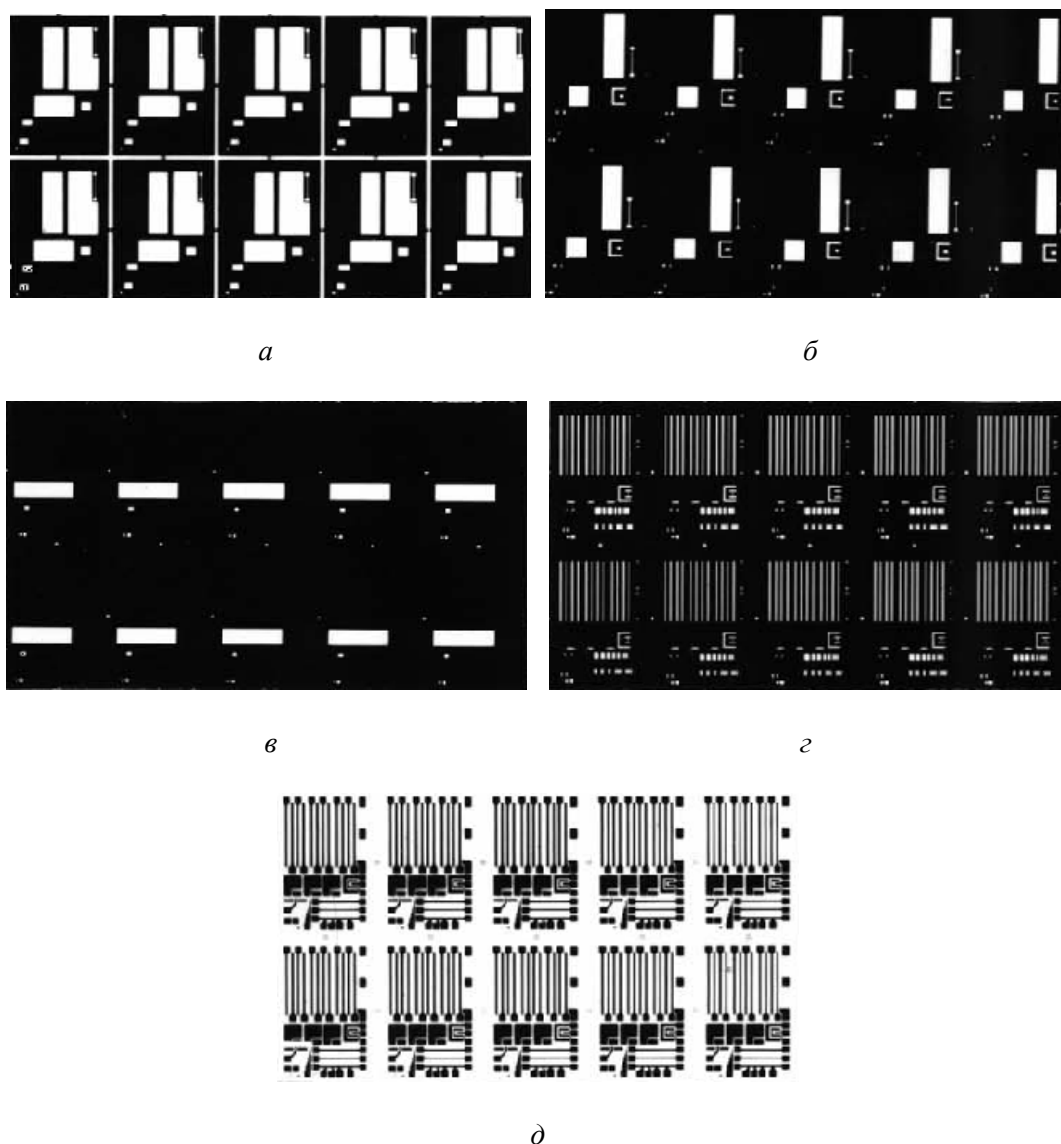


Рис. 2. Участки комплекта фотошаблонов для создания тестовой структуры:
 а – базовая область; б – эмиттерная область; в – тонкий оксид;
 г – контакты; д – металлизация (ПТС).

- химическая обработка партии пластин 100 КЭФ 1,5;
- высокотемпературное окисление при 1000 °С в течение 60 минут в среде влажного кислорода с добавлением HCl (15 л/ч), толщина SiO₂ – 0,45 мкм;
- фотолитография «база», толщина пленки фоторезиста ФП-РН-0,8 мкм;
- травление диоксида кремния в травителе HF+H₂O с последующей промывкой в деионизованной воде;
- удаление фоторезиста в H₂SO₄ + NH₄NO₃ с последующей промывкой и сушкой;
- ионное легирование бора, $D = 20$ мкКл/см², $E = 100$ кэВ;
- термическая обработка (отжиг базы) при 900 °С, в проточной среде O₂ (100 л/ч), 10 минут;

- фотолитография «эмиттер»;
- травление SiO₂ и снятие фоторезиста;
- ионное легирование фосфора, $D = 650 \text{ мкКл/см}^2$, $E = 30 \text{ кэВ}$;
- термическая обработка (отжиг эмиттера) при 1000 °С в течение 10 минут в среде N₂;
- травление SiO₂, удаление фоторезиста и химическая обработка;
- окисление для создания тонкого оксида при 1000 °С в сухом O₂ + HCl, с последующим отжигом в среде N₂ при 1000 °С в течение 15 минут. Толщина SiO₂ 42±2 нм;
- осаждение SiO₂ методом пиролитического осаждения $d_{\text{SiO}_2} = 0,35 \text{ мкм}$;
- фотолитография «контакты»;
- травление SiO₂ и снятие фоторезиста;
- нанесение металла (ПТС);
- фотолитография «металлизация»;
- травление металла и снятие фоторезиста, отжиг;
- контроль параметров;

Заключение

Апробация разработанной тестовой матрицы при производстве ряда структур СБИС с различными системами металлизации показала достаточно высокую эффективность ее использования как в экспертных оценках, так и в условиях реального производства. В частности, в условиях серийного производства она позволяет:

- определить оптимальное значение параметров ПТС, обеспечивающих максимальный процент выхода годных;
- производить и контролировать (при возможности устранять – реставрировать) брак на этапе, предшествующем процессу формирования ПТС;
- данные электрофизических и структурных характеристик ПТС могут быть использованы для статистической обработки и последующей коррекции параметров технологического процесса их формирования для обеспечения максимального процента выхода годных.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Достанко А.П., Баранов В.В., Шаталов В.В.* Пленочные токопроводящие системы СБИС. Минск, 1989.
2. *Достанко А.П., Баранов В.В., Ивкин В.М.* Испытание на надежность проводящих элементов интегральных схем // Материалы 7-ой Отраслевой НТК, Каунас, 1979.
3. *Лацевский Р.А., Рабкина Н.В.* Использование тестовых структур для анализа причин брака и оценки надежности БИС // Обзоры по электронной технике: Микроэлектроника. Вып. 4. М., 1980.
4. *Чистяков Д.Д., Баранов В.В., Достанко А.П.* Анализ методов определения величины переходного сопротивления невыпрямляющих контактов // Обзор по электронной технике, 1978, вып. 7 (143).
5. *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. М., 1973.

Поступила 13.03.2000

Summary

The drop-in and geometry design photomask for testing metallization of VLSI was constructed on base experimental investigation of construction and technology especially of array testing.