

B.M. Schumacher

**ELECTRICAL DISCHARGES AT HAND
GAP CONTROL WHEN APPLYING ED-MACHINING.
EDM 60 Years**

*University of Applied Sciences St. Gallen,
Dufourstrasse 50, CH-9000, St.Gallen, Switzerland*

1. IGNITION OF ELECTRICAL DISCHARGES

Sixty years passed since the LAZARENKO [1] proposal 1943 to invert the effect of metal removal from electric power switches from minimisation to maximisation for metal machining purposes. In the early years of development and application of this proposal with relaxation type generators (charging condensers to store discharge energy), the pause between discharges was very long and ignition from ionisation effects in the gap through high field strength between the electrodes was assumed by closely all scientists [2–4]. The physicist even until today have difficulty however to clearly define differences between sparks and arcs. The application in workshops instead found quickly a good distinction. “Spark” machining is needed for manageable, precise and good quality work, while “Arcing” characterizes deteriorated machining, which results in discharge concentration, melting and overheating at surface spots.

Apart from spark ignition theories there exist also differences in respect to the metal removal procedure, resulting predominantly from thermal effects (Joule’s heat) but also from thermal shocks, field strength or mechanical stress.

When with the appearance of semiconductor switched static pulse generators at the early sixties duty cycles up to 99% became applied, a new discussion around probable ignition started. The heavily increased amount of metal removal further caused by the generation of gas and by the eroded particles a rather high conductivity inside the gap.

It became further apparent, that physical investigations with single discharges over a fixed gap distance in clean dielectric liquids [5–7] produce metal removal rates much higher, than what can be measured in common EDM application in servo-controlled operation.

2. THEORY ON PRACTICAL EDM

After 50 years of meanwhile important application of EDM as production technology, the description of the enrolment of the process in the small gap by different authors has not yet found a uniform interpretation. This paper therefore tries to create a new consensus base.

2.1. Phases of electrical discharges

The first picture (Fig. 1) separates three important phases in the electrical discharge procedure as practically used.

Preparation phase for ignition

Phase of discharge

Interval phase between discharges

2.1.1. Preparation phase for ignition

When the generator switches voltage on, the electric field reaches highest strength in the area, where electrode surfaces are closest and where particles in the gap assist. Ignition will not take place in former discharge channels (remaining gas bubble), as those show a much longer existence than on-time endurance. The author is convinced and a high speed film (available on DVD) has given prove, that thin particle bridges between the electrodes define the new discharge area [8, 9]. They become evaporated to form a high temperature plasma by this current flow. Many observations support this theory.

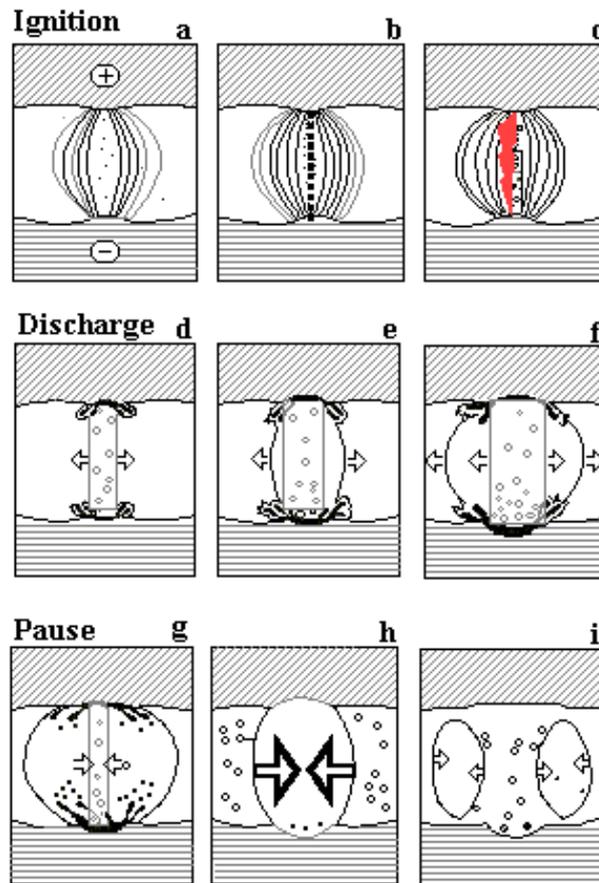


Fig. 1. Phases of electrical discharges

A minimum current (3A) is needed to start discharges, requested power for particle evaporation. Ignition delay (particle evaporation time) is needed in servo controlled EDM processes. EDM processes run with low field strength ignition. Gap widens immediately after fresh start caused by debris in gap [10]. Discharge off-times of only 5–10 μ s are sufficient. The working area in EDM influences off-time need. Gap width results in dependence of removal rates, means from amount of debris in gap. Single discharge conditions [5–7] are not comparable with servo controlled EDM. Measurements of R. Crowe [5] prove influence of delay time.

Areas of high concentration of debris are especially around earlier discharges, because ejected material will be collected in the liquid while freely passing the gas channel. Discharge spots on surfaces show typical arrangement for their distance [8, 11] See explanations given in Fig. 2.

This spot arrangement of craters can also be used, to define the resulting surface roughness by calculation derived from the crater shape and distance. The measurements of R. Crowe (Fig. 3) indicate, that undelayed ignition of discharges (“on times” of nanoseconds) requests extremely high field strength. For longer on-time the larger gaps ignite easier because debris can arrange particle bridges to define the discharge channel by evaporation (“particles” may be gas balls, debris, impurities, humidity). In practical applications the gap width is much higher than in tests of R. Crowe.

2.1.2. Phase of discharge

The first plasma channel has to become developed in shortest time against the front of dielectric. The result is very high pressure inside the channel creating also a shock wave distribution within the liquid. The current passing the gap creates high temperatures causing material evaporation at both electrode spots. As the electron processes (smaller mass than anions) show quicker reaction, the anode material is worn predominantly. This effect causes a minimum wear to the tool electrodes and becomes of importance under finishing operations (short on-times).

Current density and temperature afterwards decrease quickly with the continuous growth of the plasma channel. The plasma channel diameter stabilises when an equilibrium is reached between energy supply from the generator and heat flow to electrodes as well as to further evaporation of liquid and into the dielectric. The liquid evaporation continues to enlarge now a gas bubble around the plasma channel.

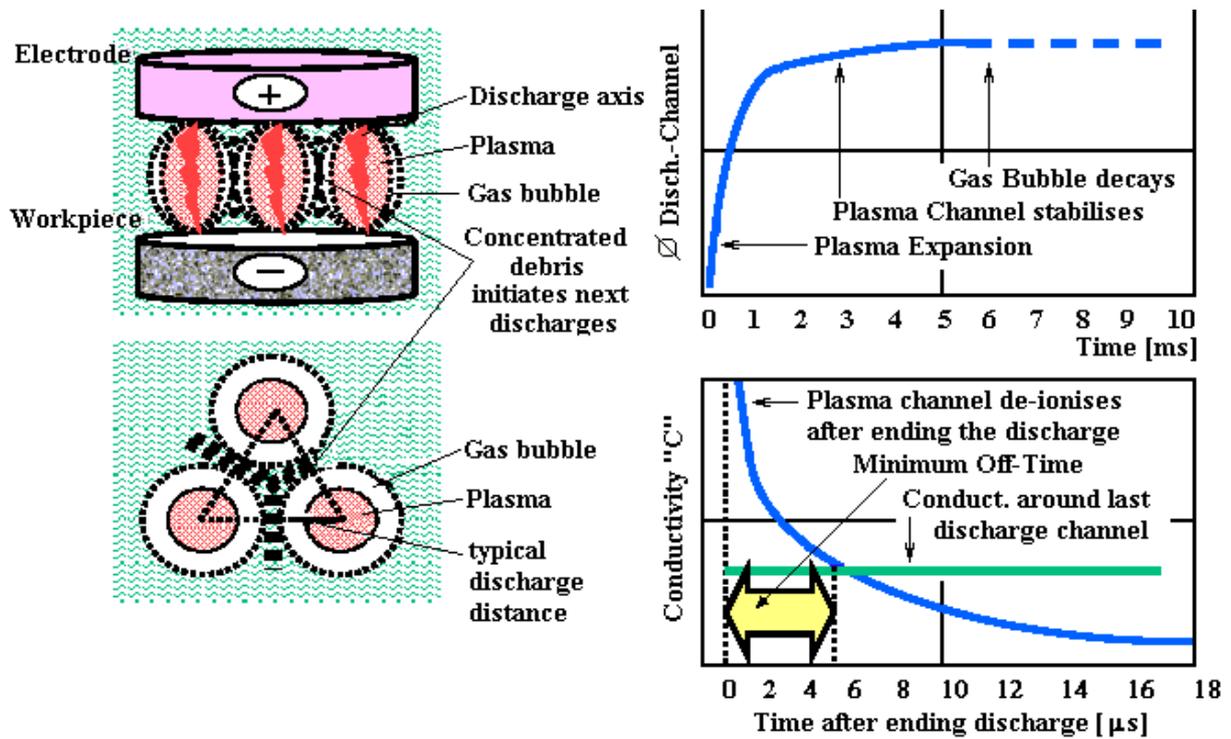


Fig. 2. Ignition conditions in the EDM Gap

This enlarged discharge channel is still under high pressure, as the liquid during evaporation multiplies its volume by factors of 20–40, depending from pressure level.

Most energy is now distributed to the cathode where the material at the plasma spots becomes only molten. During plasma oscillations metal may partwise be ejected at moments of pressure lowering, reported by A. Zingermann [4] as “flares”.

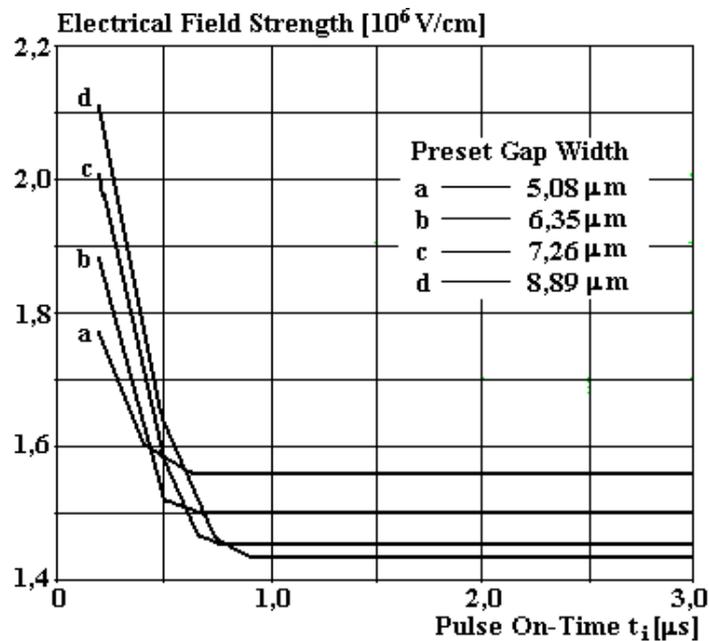


Fig. 3. Field Strength Need for Ignition

While running longer discharges the early electronprocess predominance changes later to positron-process predominance, which is reason to apply a change in electrode polarity when using longer on-times. Static pulse generators so connect the tool electrode to the anode. (Polarity shown also in Fig. 1).

Fig. 4 shows the front view of two different shaped discharge craters and beyond a crater cut-section taken by a touch probe. The left side refers to a pre-finishing condition with higher peak current and short on-time while the right side refers to roughing conditions with relative low discharge current and long spark

endurance. The surface shows clear marking from the gas bubble around the active area of the discharge plasma. This roughing crater indicates also a plurality of crater shapes that may result from movements of the cathode spot and “flare” ejection [4] during moments of lowered pressure, when the plasma oscillates.

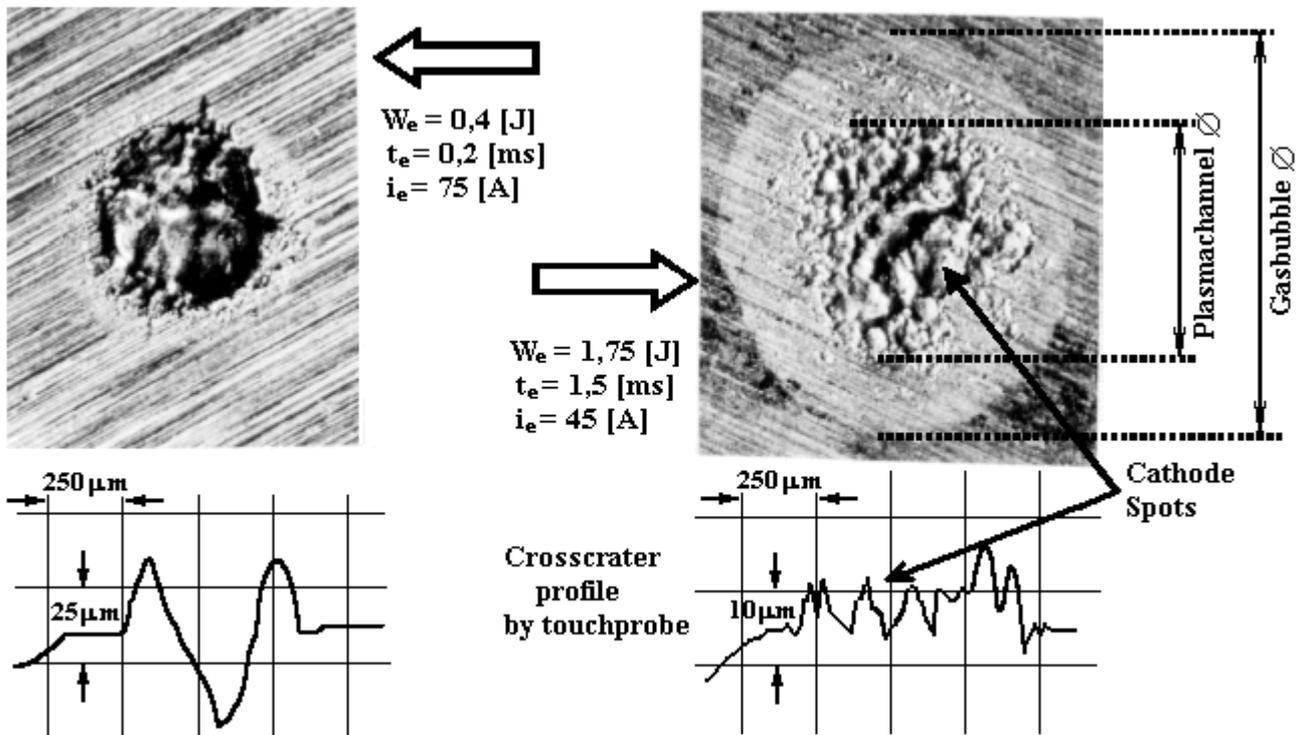


Fig. 4. EDM-Discharge; Shape of Crater

2.1.3. Interval phase between discharges

When the discharge is ended by switch off of the generator, the plasma channel de-ionises quickly. The gas bubble however stays quite long time in position. High speed photography [8, 12] indicate 25 times longer gas bubble life than on-time. With de-ionisation also pressure and temperature decrease in the plasma channel. The molten material at the electrode spots, overheated under the discharge pressure, now starts instantaneous boiling and ejection of liquid globules. When they enter the rather cool dielectric, they are shock hardened from outside and show afterwards hollow inner sections caused by further shrinkage of the metal. The debris concentration around earlier discharges create a conductivity level in the gap, which defines the minimum off-time to be respected before a new ignition can be started. This moment is normally reached after 5-15 microseconds when the de-ionisation level of the former plasma channel lowers beyond the average of gap conductivity (Fig. 2).

Fig. 5 reproduces a selected sequence of a photographic recording of discharges with a FASTAX WA4 high speed camera. This film is also available on a DVD+ Compact Disc. Discharges were organized in a glass chamber filled with clean dielectric between the tips of conic, round electrodes. The profile was illuminated by a strong light source from the back selected to register also the light resulting from the discharges. The electrodes were moved and the gap width respectively controlled by an electronic servo drive of a standard machine.

The film presentation shows bridge formations before ignition and also allows to recognize oscillations of the discharge channel during sparks. T. O. Hockenberry [12] registered similar films at Carnegie-Tech in Pittsburgh / USA (Fig. 6). He found another remarkable effect and reports, that the discharges shape their gas bubble in dependence to the geometric position. In narrow gaps they become quenched to a flat elliptic form while they form an ideal sphere in the liquid at gap corners.

3.1. EDM Servo Systems Control Discharges

The fact in all practical applications is, that machine operators when selecting the gap reference are in search for good discharge sequences and have to accept, that the gap width results to the selected machining parameters as well to flushing conditions in the gap, either forced by streaming liquid or jumping the electrode. The gap width, important factor for the creation of precise measure and shape in holes or engravings so has to be accepted only with rough estimate.

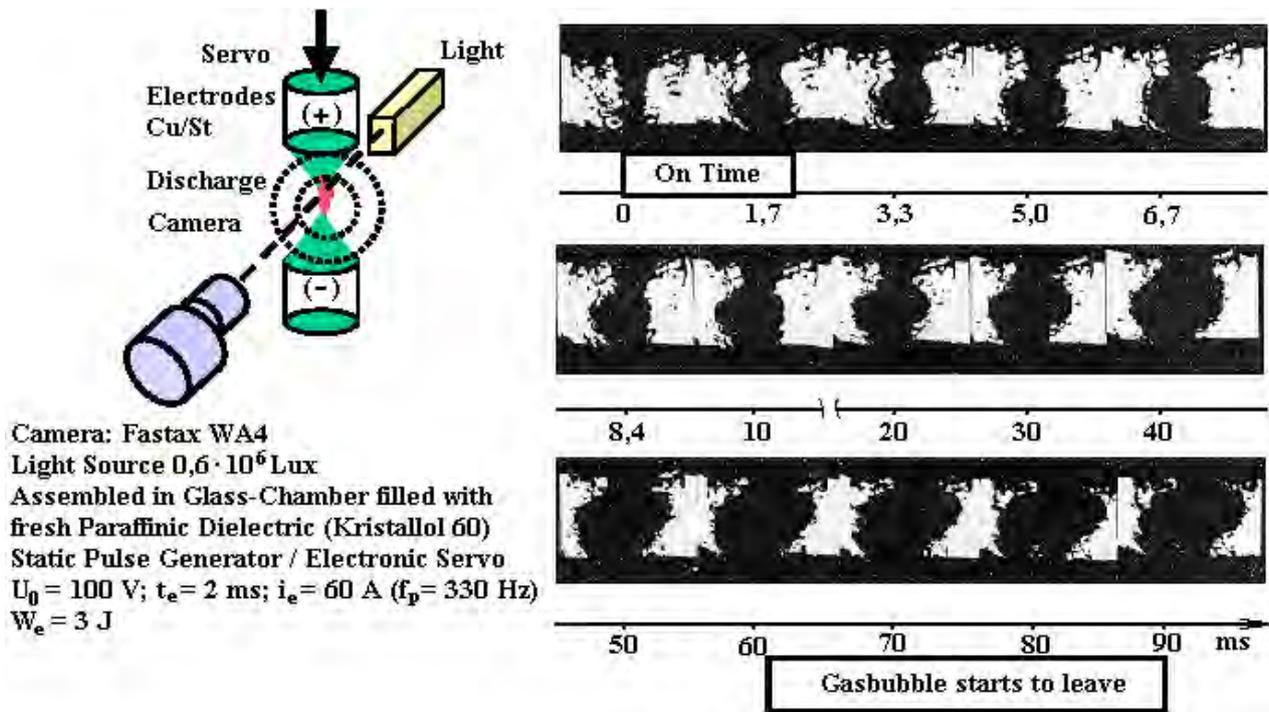


Fig. 5. Highspeed Photo Sequence (Fastax Camera)

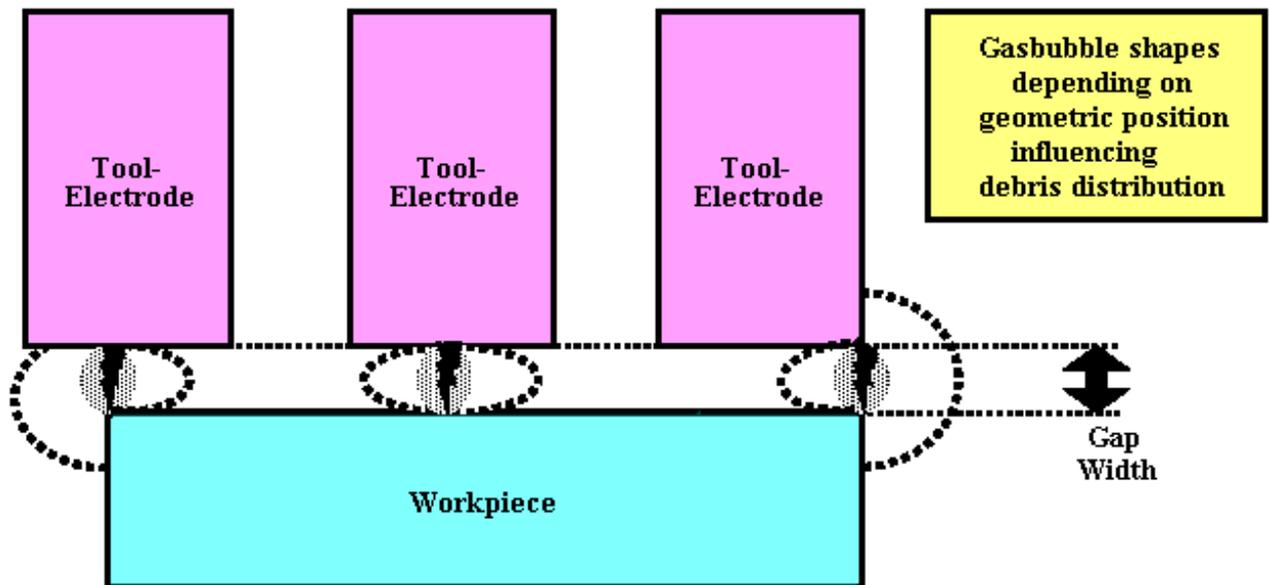


Fig. 6. Discharge Channel Shapes
 (T.O. Hockenberry [12])

3.2. Gap Measurement Installation

The measurement of the real gap width in a running process is a procedure which need complicated equipment and is difficult as online process. In laboratory investigations it should however become common practice. The author proposed in the early sixties of the 20th century a method, which was also used for a wide investigation by E. Kracht [8, 10] The measuring principle is shown in Fig. 7.

Three different width of Gap are distinguished by this measurement.

The process has to be interrupted to clean the gap from debris to measure the Gap "a". while the other measurement occur during the common machine operation. Special care has to be taken when measuring Gap "a" in proper cleaning and the fact, that in roughing condition the electrode surfaces reached contact by sensitive roughness peak s .

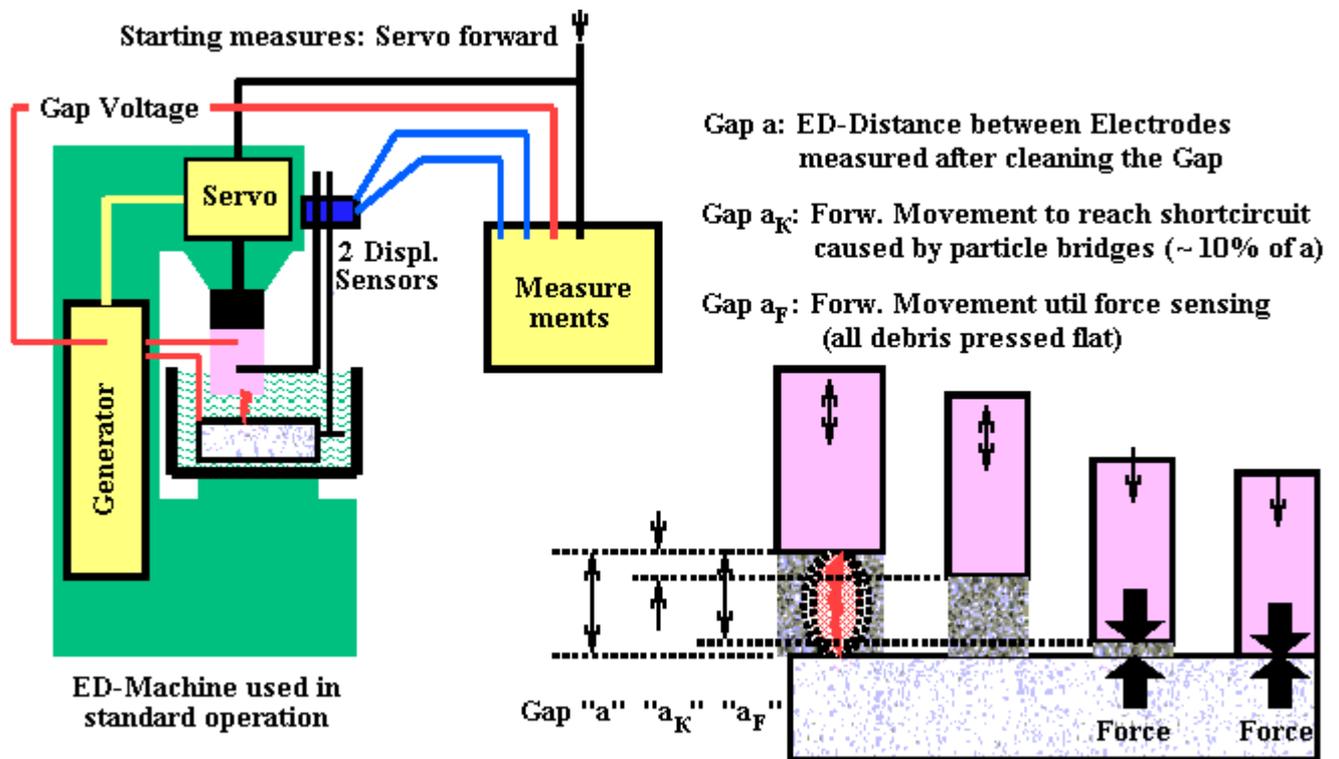


Fig. 7. Gap Measurement Installation

3.3 Gap Measurement Results

The measurements reported by E. Kracht [10, 14] are not reproduced here but only commented.

It can be generally stated, that gap width depend directly on the stock removal rates if not disturbed too much by engaged flushing. So in concordance with practical experience roughing results in much wider gaps then finishing. There is a second influence to shorten finishing gaps in the fact, that small finishing energies require short on-times. To avoid too much ignition delay, servo controls are set "closer" (see R. Crowe [5]).

Increasing discharge energy by stronger discharge current put gap with and stock removal rate progressively up and increases identically the wear rate.

Increasing discharge energy by longer on-times does not allow high discharge frequencies and causes more energy losses by heat conduction. Gap width and stock removal rate increase digressively while the wear rate becomes very small down to less than 0,3 %.

Increasing the pause time puts the servo controller more an more in trouble, but the quantity of discharges results in an proportional gap with as also stock removal rate. The wear rate behaves different. Where stock removal rate is high ("good" debris production in the gap) the servo acts properly and wear rate is advantageous.

The gap measurements results show impressively, that a good interpretation of the EDM process needs knowledge of the real gap dimensions which should be measured at least for systematic investigation on the behaviour of stock removal and volumetric wear rates.

4. SUMMARY

60 years passed since the proposal to use electrical discharges as a machining technology. This paper takes again the occasion to propose, divergent to common reported explanations of discharge ignition for EDM, a theory, that stipulates the formation of particle bridges as discharge ignition phenomena.

A method is reported, how gap with measurements could become continuously introduced in machining procedures to allow a more comprehensive interpretation of the working parameters of the process. This is especially important for the gap, as servo settings, though reported to define the gap width, are in practice only defining discharge conditions.

The author wants to compliment the Russian researches, in part friends and dear colleagues for their continuous engagement and enthusiasm to the interpretation and application of electrical discharge machin-

ing – EDM – as meanwhile a renown and world wide important manufacturing process, especially for the production of special toolings.

REFERENCES

1. *Lazarenko B.R.* About the Inversion of Metal Erosion and Methods to Fight Ravage of Electric Contacts. Moscow, WEI Institute, 1943 (in Russian).
2. *Drabkina, S.J.* Theory on the Development of the Discharge Channel in Electroerosion // Journal of Exp.Theor. Phys. 1951. V. 21. № 4. P. 473–483. (in Russian).
3. *Zolotych B.N.* Fundamental Physics of Electroerosion on Metals. Moscow, 1953. (in Russian).
4. *Zingermann A.S.* About the Development of the Discharge Channel in Electroerosive Metal Machining. Journal Techn. Phys. 1956. V. 26. № 5. P. 1015–1020. (in Russian).
5. *Crowe R.W.* Formative Timelags in the Electric Breakdown of Liquid Hydrocarbons // Journal of Applied Phys. 1956. V. 27. № 2. P. 156–160.
6. *Stavitskii B.I., Bezruk A.I.* Effects of the Electrode Gap on Erosion and on the Energy Distribution Between Anode and Cathode. (Transl. from Russian by Consultants New York UDC 621.9.048.4) orig: Elektronnaya Obrabotka Materialov. 1969. № 5. P. 7–13.
7. *Wertheim R.* Investigation on Energetic Reactions of Sparkmachining as Basis to Process Improvements. Thesis RWTH Aachen. 1975. (in German).
8. *Schumacher B.M.* Removal Behavior and Wear when Sparkeroing Steel with Storage – and Staticswitch-pulse Generators. Thesis RWTH Aachen 1965. (in German).
9. *Müeller H.* Contribution to Spark-Erosion Phenomena. Elektrowärme. 1965. V. 23. № 3. (in German).
10. *Kracht E.* Fundamentals of Metalerosion by Spark Discharges Thesis RWTH Aachen. 1970. (in German).
11. *Zolotych B.N.* The Relation Between Surface Roughness and Crater-Shape in Electroerosive Metal Machining // Vestnik mashinostroenja. 1959. №10. P. 58–61. (in Russian).
12. *Hockenberry T.O.* Geometrical Formation of the Discharge Channel in Narrow Gaps. SME-paper. 1967.
13. *Barz E.* Strategies to Self-Optimization of Sparkerosive Diesinking. Thesis RWTH Aachen. 1976. (in German).
14. *Schumacher B.M.* About the Role of Debris in the Gap During Electrical Discharge Machining // Annals of CIRP. 1990. V. 39. № 1.

Received 20.06.03

Summary

The ignition of electrical discharges in the dirty liquid filled gap, when applying EDM, is mostly interpreted identical as found in the physical research of discharges in air (Lichtenberg Figures) or in vacuum (Radio Tubes) as well as with investigations on the breakthrough strength of insulating hydrocarbon liquids. The servo controlled variable gap in real ED-Machining however differs very much from such condition. The author stipulates ignition of electrical discharges by the evaporation of particle bridges in the gap through excessive current. The ignition spot in the process area is conditioned by the remaining particles, removed from the electrodes, as well as gas bubbles from former discharges. The material removal procedure is grouped in an evaporation phase at start of ignition and later in the ejection of fused material by instantaneous boiling at the discharge spots. The gap width should be measured during all investigations on discharge parameters, because it changes in dependence from stock removal rates, while servo controllers only stabilise the average process.

В.П. Дудчак

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРЕССОВАНИЯ И УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА АДГЕЗИОННУЮ ПРОЧНОСТЬ АНТИФРИКЦИОННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ

*Подольская государственная аграрно-техническая академия,
ул. Шевченко 13, г. Каменец-Подольский, 32300, Хмельницкая область, Украина*

Адгезионная прочность полимерного покрытия с металлической основой является одним из главных факторов, определяющих надежность и долговечность восстановленных деталей сельскохозяйственных машин. На прочность сцепления пластмассового покрытия с металлом влияют режимы нанесения покрытия (давление, температура, время), физическая природа металла и пластмассы, химическая активность поверхностей, их микрогеометрия, степень очистки от загрязнения, толщина пластмассового покрытия, усадка, остаточные напряжения. Наряду с высокой адгезионной прочностью покрытие должно обладать достаточной нагрузочной способностью, износостойкостью, стабильностью размеров на протяжении всего периода эксплуатации. Технологические факторы играют решающую роль в изменении физико-механических свойств покрытий. Поэтому для разработки технологии восстановления деталей сельскохозяйственных машин композиционными полимерными покрытиями была поставлена задача изучить влияние технологических факторов прессования на адгезионные и физико-механические свойства покрытий.

Для изучения технологических факторов прессования на адгезионную прочность покрытий с металлической основой ($\sigma_{сн}$), твердость НВ, разрушающее напряжение на сжатие ($\sigma_{сж}$) и плотность (ρ) использовали антифрикционную полимерную композицию, состоящую из коллоидного графита, дисульфида молибдена, порошкового полиамидного материала и измельченного препрега, включающего стекловолоконный наполнитель, пропитанный модифицированной фенолформальдегидной смолой Р2М [1].

Образцы для исследования прочности сцепления изготавливали из ст. 45 диаметром 9 мм и длиной 35 мм. При этом торцы шлифовали в призме до шероховатости $R_z = 32$. Перед нанесением покрытий торцы соприкасающихся поверхностей обезжировали ацетоном. Прессматериал перед нанесением покрытий предварительно просушивали при температуре 333 К в течение 1,5 часа. Разрушающее напряжение на сжатие определяли по ГОСТ 4651-78, твердость НВ по ГОСТ 13323-67, плотность по ГОСТ 15139-69. Разрушающее напряжение на сжатие и величину адгезионной прочности покрытий с металлической основой определяли на разрывной машине МР-05. Твердость устанавливали на твердомере модели МКВ-1 по глубине вдавливания шарика диаметром 5 мм при нагрузке 50 кг. Плотность определяли путем обмера отпрессованного образца микрометром МК-25 и взвешиванием на весах марки ВЛА-200 с точностью 0,1 мг.

Исследования проводили при следующих режимах: давление прессования 10 – 90 МПа, температура прессформы 403 – 463 К, время выдержки под давлением 0,5 – 1,5 мин/мм сечения [2].

Уровни варьирования технологических факторов представлены в табл. 1.

Таблица 1. Уровни варьирования факторов

Значение фактора	Кодовое значение уровней		
	- 1	0	+ 1
X1 – давление прессования, МПа	10	50	90
X2 – время выдержки, мин/мм	0,5	1,0	1,5
X3 – температура пресс-формы, К	403	433	463

Экспериментальное исследование проводили в соответствии с матрицей планирования (табл. 2) по плану Бокса-Бенкина. Параметрами оптимизации служили адгезионная прочность покрытия с основой (Y_1), твердость НВ (Y_2), разрушающее напряжение на сжатие (Y_3), плотность (Y_4).

Таблица 2. Матрица планирования и результаты опытов по определению влияния технологических режимов прессования

№ опыта	X1	X2	X3	Y1	Y2	Y3	Y4
1	+1	+1	0	16,0	188,0	131,2	1694
2	+1	-1	0	13,6	139,0	85,2	1632
3	-1	+1	0	9,6	152,0	119,5	1679
4	-1	-1	0	10,4	139,0	82,0	1595
5	+1	0	+1	18,4	188,0	130,5	1694
6	+1	0	-1	8,0	80,0	59,4	1545
7	-1	0	+1	6,4	128,0	79,7	1562
8	-1	0	-1	5,2	97,0	62,5	1606
9	0	+1	+1	17,6	160,0	129,7	1679
10	0	+1	-1	10,0	86,0	55,5	1552
11	0	-1	+1	15,2	133,0	125,0	1666
12	0	-	-1	4,0	74,0	46,1	1544
13	0	0	0	16,9	160,0	124,2	1687
14	0	0	0	17,6	168,0	127,4	1690
15	0	0	0	18,0	168,0	122,8	1680
				151,3	1732,0	1230,5	21135

В результате математической обработки экспериментальных данных получены модели, адекватно описывающие влияние технологических режимов прессования:

$$Y_1 = 17,5 + 3,05 X_1 + 1,25 X_2 + 3,8 X_3 - 3,7 X_1^2 - 1,5 X_2^2 - 4,4 X_3^2 + 2,3 X_1 X_3, \quad (1)$$

$$Y_2 = 165 + 10X_1 + 12 X_2 + 34 X_3 - 12 X_2^2 - 43 X_3^2 + 19,3 X_1 X_3, \quad (2)$$

$$Y_3 = 124,8 + 7,81X_1 + 12,2X_2 + 30,2X_3 - 12,8X_1^2 - 6,8X_2^2 - 28,2X_3^2 + 13,5X_1X_3, \quad (3)$$

$$Y_4 = 1686 + 15,4X_1 + 20,9X_2 + 40,5X_3 - 21X_1^2 - 14X_2^2 - 62,5X_3^2 + 48,2X_1X_3. \quad (4)$$

Сцепляемость покрытий является одним из главных факторов, определяющих надежность работы нанесенного покрытия. Анализ данных, полученных при исследовании адгезионной прочности (Y_1), показал, что величина сцепляемости в зависимости от технологических факторов прессования колеблется в больших пределах и составляет 4 – 18 МПа.

Поскольку фактор времени играет существенную роль в повышении производительности процесса, оптимальную выдержку под давлением принимаем минимальным (0,8 мин/мм сечения) для получения адгезионной прочности, равной 18 МПа. Оптимальные значения температуры и давления прессования определяли при $X_2 = -0,4$, исследуя при этом параметре адгезионную прочность (Y_1), твердость (Y_2), разрушающее напряжение на сжатие (Y_3), плотность (Y_4) (рис. 1).

Анализ результатов исследований позволил сделать следующие выводы:

1. Технологические параметры прессования оказывают большое влияние на прочность сцепления и физико-механические свойства покрытий. При этом прочность сцепления изменяется с 4 до 18,4 МПа, твердость НВ с 74 до 188 МПа, разрушающее напряжение на сжатие с 46,1 до 131,2 МПа, плотность с 1544 до 1694 кг/м³;

2. Ввиду того, что фактор времени влияет на производительность технологического процесса, минимальное время выдержки под давлением принято равным 0,8 мин/мм сечения, обеспечивая максимальную адгезионную прочность в пределах 18 – 19 МПа;

3. При прочности сцепления 18 МПа физико-механические свойства находятся в пределах: твердость НВ 165 – 170 МПа, плотность 1690 – 1700 кг/м³, разрушающее напряжение на сжатие 125 – 130 МПа.

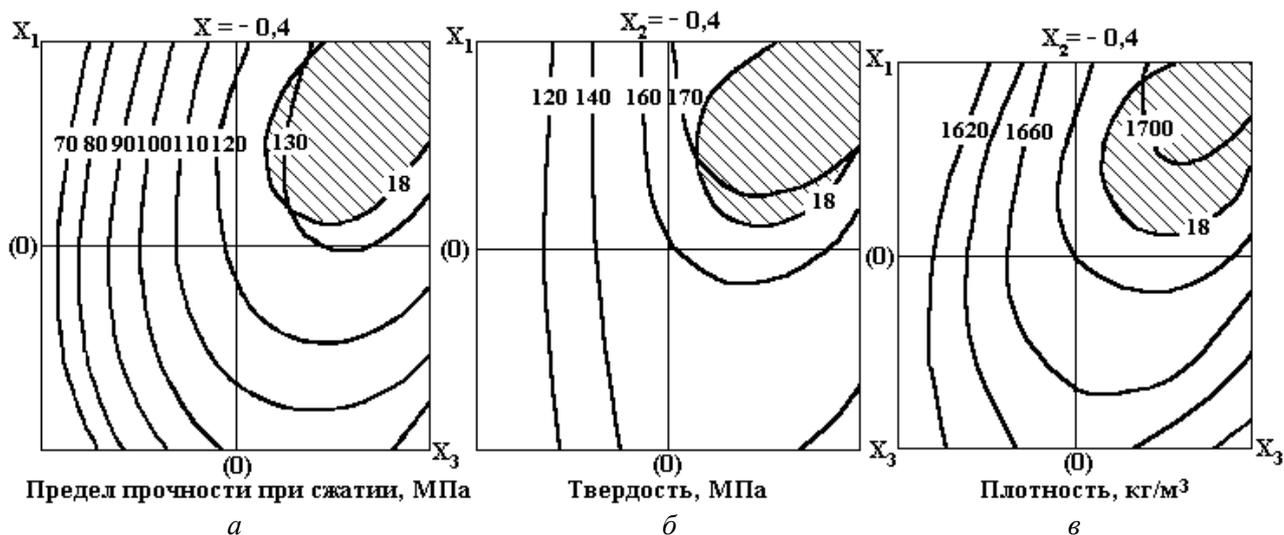


Рис. 1. Геометрический образ поверхности равного отклика при оптимальном значении $X_2 = -0,4$:
 а) адгезионная прочность – разрушающее напряжение на сжатие;
 б) адгезионная прочность – твердость, НВ; в) адгезионная прочность – плотность, кг/м³

4. Прессование антифрикционных покрытий целесообразно проводить при следующих режимах:

- а) время выдержки под давлением – 0,8 мин/мм сечения;
- б) давление прессования – 54 – 75 МПа;
- в) температура пресс-формы – 438 – 463 К.

С целью повышения адгезионной прочности композиции нами предлагается устройство [3], которое схематически изображено на рис. 2.

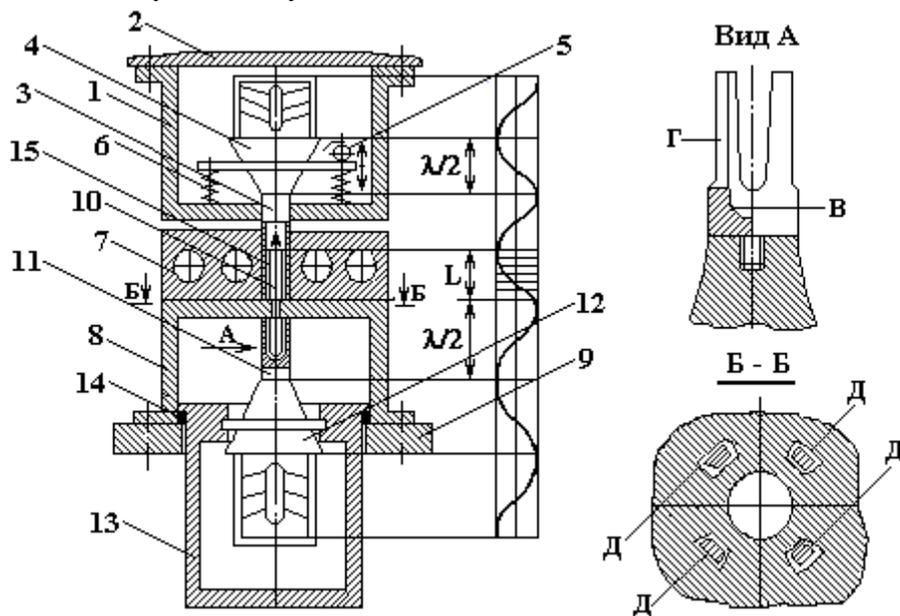


Рис. 2. Схема устройства для нанесения полимерной композиции:

1 – подвижная плита; 2 – силовой цилиндр; 3 – пуансон-волновод; 4 и 12 – магнестрикционный преобразователь; 5 – эксцентриковый вибратор; 6 – пружина; 7 – матрица; 8 – неподвижная плита; 9 – стол пресса; 10 – знак; 11 – волновод-выталкиватель; 13 – корпус; 14 – прокладка; 15 – восстанавливаемая деталь

Устройство содержит подвижную плиту 1, жестко связанную с силовым цилиндром 2 пресса. На плите 1 установлен пуансон-волновод 3, который снабжен магнестрикционным преобразователем 4 и возбудителем низкочастотных колебаний, выполненным в виде эксцентрикового вибратора 5, причем пуансон-волновод 3 подпружинен относительно плиты 1 пружиной 6. Под подвижной плитой 1 размещена матрица 7, закрепленная на неподвижной плите 8, которая закреплена на

столе 9 пресса. В неподвижной плите 8 установлены знак 10, волновод-выталькиватель 11, снабженный магнитострикционным преобразователем 12 и выполненный в виде стакана с внутренней полостью В, имеющей форму гиперболоида. В стакане предусмотрены пазы Г, образующие при пересечении двух катеноидных в поперечном сечении поверхностей – наружной цилиндрической и внутренней гиперболической не менее трех выступов Д, что обеспечивает максимальную концентрацию колебаний в рабочей зоне.

Волновод-выталькиватель 11 размещен в корпусе 13, который через прокладку 14 соприкасается с плитой 8 пресса.

Расстояние от торца пуансона-волновода 3 до торца волновода-выталькивателя 11 определяли из соотношения;

$$2d < L < \frac{1}{4} \lambda, \quad (5)$$

где d – диаметр матрицы под восстанавливаемую деталь, мм; L – расстояние от торца пуансона-волновода до торца волновода-выталькивателя (длина формообразующей части матрицы), мм; λ – длина волны ультразвуковых колебаний, мм.

Длину пуансона-волновода 3 и волновода-выталькивателя 11 определяли по известным зависимостям.

Зависимость длины L формообразующей части матрицы от длины λ волны и диаметра d матрицы под формуемую деталь находили экспериментально.

Устройство работает следующим образом. Предварительно нагретую термореактивную композицию [1] загружают в матрицу 7, в которую помещена нагретая восстанавливаемая деталь 15. На стадии низкого давления (например от 0 до 10 МПа) на материал через пуансон-волновод 3 воздействуют низкочастотными колебаниями с частотой 50 – 200 Гц и амплитудой 1–2 мм, возбуждаемыми, например, эксцентриковым вибратором 5. При достижении верхнего предела давления низкочастотные колебания прекращают и на деталь 15 через волновод-выталькиватель 11 от магнитострикционного преобразователя 12 подают ультразвуковые колебания с интенсивностью 70 – 110 Вт/см², причем давление при этом повышают до 55 – 60 МПа. При достижении верхнего предела на стадии высокого давления интенсивность колебаний снижают до 25 ± 5 Вт/см² и воздействуют ими одновременно на деталь 15 и термореактивную композицию до начала выдержки под давлением. После выдержки под давлением и отверждения термореактивной композиции деталь 15 при помощи волновода-выталькивателя 11 удаляют из матрицы.

В качестве источника ультразвуковых колебаний брали генератор УЗГ-10-22 с магнитострикционными преобразователями ПМС 15А-18. Низкочастотные колебания получали от обычного эксцентрикового механизма.

Таким образом ультразвуковое воздействие на полимерную композицию и деталь позволило увеличить адгезионную прочность с 18 МПа до 25 – 30 МПа. Кроме того, ультразвуковое воздействие улучшает формуемость, увеличивает плотность композиции, снижает водомаслопоглощение.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. с. № 1213661 СССР. Антифрикционная композиция / Дудчак В.П., Коляско И.В., Петров Ю. Н., Билой В.Л., Сандик А.М. Оpubл.15.11.85. Бюл № 46.
2. Дудчак В.П. Разработка технологий восстановления деталей сельскохозяйственной техники композиционными полимерными покрытиями: Дис. канд. тех. наук. Кишинев, 1985.
3. А. с. № 1263998 СССР. Способ нанесения полимерной композиции и устройство для его осуществления / Гаина А.В., Дудчак В.П., Коляско И.В., Петров Ю.Н. Оpubл.08.07.86. Бюл №29.

Поступила 18.02.03

Summary

The influence of technological parameters of pressing and ultrasonic fluctuations on adhesional durability of polymeric coverings is investigated in the paper. The investigation showed that the adhesional durability is changed in various parameters of pressing from 4 to 18,4 МПа, hardness HB from 74 to 188 МПа, destroying pressure on compression from 46 to 181 МПа, density from 1544 to 1694 kg/m³. The optimum modes of pressing are determined: the time of endurance under pressure – 0,8 min/mm, pressure – 54–75 МПа, temperature of pressforms – 438–463 К. Influence of ultrasonic fluctuations allowed to increase adhesional durability from 18 МПа to 25–30 МПа.

В.В. Морозов, С.О. Ширяева, А.И. Григорьев

О РОЛИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ ПО ОТНОШЕНИЮ К СОБСТВЕННОМУ ЗАРЯДУ В ФОРМИРОВАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА ПРИ ЭЛЕКТРОЛИТНОМ НАГРЕВЕ ЭЛЕКТРОДА

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

1. Феномен сильного разогрева электрода, опущенного в электролит, когда между электродом и электролитом приложена разность потенциалов U , известен с конца XIX века и широко используется в различных технических и технологических приборах и устройствах (см., например, [1 – 12] и указанную там литературу). Тем не менее, во многих своих физических чертах электролитный разогрев электрода непонятен. В частности, непонятен физический механизм формирования электрического тока между электродом и электролитом.

Сущность обсуждаемого феномена заключается в следующем. Если металлический электрод опустить в электропроводный сосуд, заполненный жидким электролитом, и приложить к электроду и сосуду разность потенциалов $U \sim 100$ V, то вследствие выделения джоулева тепла при протекании электрического тока температура электрода увеличится до температуры большей температуры кипения электролита, и вблизи поверхности электрода образуется паровая прослойка толщиной h порядка сотен микрометров, отделяющая его от электролита, как это показано на рис. 1. Дальнейшее выделение джоулева тепла приводит к разогреву электрода до еще большей температуры $T \approx 1000$ K, а паровой оболочки до ≈ 1400 K и установлению стационарного режима. Величина плотности тока, текущего в такой системе, измеряется единицами (≈ 5) ампер на квадратный сантиметр. Разогрев электрода происходит в основном за счет его теплообмена с паровой оболочкой, которая разогревается вследствие плохой электропроводности и малой теплоемкости. При этом температура электролита в объеме вдали от электрода лишь незначительно превышает комнатную.

В настоящее время не существует единой точки зрения, объясняющей механизм проводимости парогазовой оболочки, окружающей нагретый электрод. В частности, непонятен источник носителей заряда в цепи тока, обеспечивающий существование как стационарного режима, так и высокочастотных осцилляций тока в цепи [1 – 5].

Осциллографирование тока, протекающего через парогазовую оболочку при электролитном нагреве электрода, обнаружило дискретный характер последнего [5]. Многочисленные теоретические модели [1 – 9] в основном трактуют обсуждаемый феномен в рамках представлений об электрических разрядах в газах и не объясняют в полной мере наблюдаемый колебательный характер электрического тока. В [10 – 12] для объяснения причины возникновения тока начали привлекать к трактовке феномена представления об электрогидродинамической неустойчивости заряженной поверхности электролита, то есть неустойчивости Тонкса – Френкеля.

Отметим, что разряд реализуется между металлическим электродом и сильно заряженной поверхностью электролита, интенсивно испаряющегося вследствие теплообмена с разогретой до высокой температуры паровой оболочкой и самим электродом. Ясно, что давление пара в такой системе должно существенно превышать атмосферное. Это также следует из феноменологии явления, из того, что геометрия паровой прослойки в окрестности электрода соответствует геометрии электрода (см. рис. 1), а влияние поля силы тяжести (как и сил поверхностного натяжения) на форму границы раздела жидкость–пар незначительно.

Сказанное о феноменологии явления позволяет также предположить, что пар, вытекающий наружу из межэлектродного промежутка, движется по касательной к поверхности электролита, и это

может стать причиной раскачки колебательной неустойчивости заряженной границы раздела пар–электролит (неустойчивости типа Кельвина – Гельмгольца), а значительный поверхностный заряд границы раздела электролит–пар (с плотностью $\chi \approx U/4\pi h$) может привести к реализации аperiodической неустойчивости поверхности электролита (типа Тонкса – Френкеля).

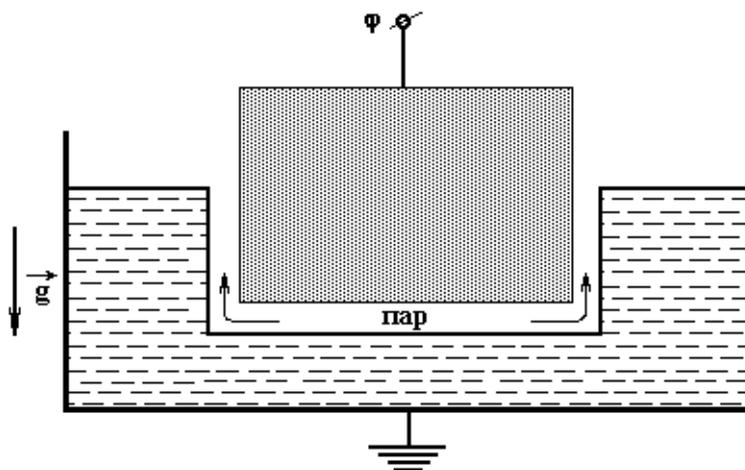


Рис. 1. Схематическое изображение электродов при электролитном нагреве

В связи со сказанным представляется важным исследовать влияние неустойчивостей заряженной поверхности жидкого электролита, как периодической, так и аperiodической, на формирование электрического тока, протекающего в парогазовой оболочке.

Поскольку температура электролита во много раз меньше температуры паровой прослойки, отделяющей электрод от электролита, то интенсивное испарение электролита под влиянием потока тепла из парогазовой оболочки и от излучающего по закону Стефана – Больцмана разогретого электрода не является равновесным. Иными словами, обсуждаемый феномен термодинамически существенно неравновесен, так что пользоваться понятием температуры поверхности раствора вряд ли возможно. Нижеследующее качественное рассмотрение, ориентированное на выяснение возможной роли электрогидродинамических эффектов, проведем на упрощенной равновесной модели, чтобы была возможность пользоваться термодинамическими понятиями.

Анализ проведем в декартовой системе координат, орт \vec{n}_z которой направлен вверх, в направлении противоположном направлению действия силы тяжести ($-\vec{g} \uparrow \vec{n}_z$), а невозмущенная граница раздела сред совпадает с плоскостью $z = 0$.

2. Пусть в системе электродов, изображенной на рис. 2, по равновесной плоской поверхности электролита однородно с плотностью χ распределен электрический заряд, создающий электростатическое поле \vec{E}_0 , перпендикулярное поверхности, а температура и давление в системе поддерживаются постоянными, близкими к температуре кипения электролита при заданном давлении. В такой ситуации процессы испарения и конденсации будут равновесными, а насыщенный пар будет оказывать на границу раздела сред, деформированную капиллярным волновым движением и обладающую поверхностным натяжением σ , давление, зависящее от кривизны поверхности согласно [15, 16].

При построении математической модели электролит и пар будем моделировать несжимаемыми и несмешивающимися между собой жидкостями, первая из которых (электролит) считается вязкой с кинематической вязкостью ν и заполняет в поле силы тяжести \vec{g} пространство, ограниченное снизу: $-h_1 < z < 0$, а вторая (пар) считается идеальной и заполняет пространство, ограниченное сверху: $h_2 > z > 0$, (см. рис. 2). Примем, что верхняя жидкость движется относительно нижней параллельно границе раздела с постоянной скоростью конечной величины $\vec{V} = V \cdot \vec{n}_x$, где \vec{n}_x – орт декартовой системы координат.

Уравнение границы раздела сред, возмущенной тепловым капиллярным волновым движением весьма малой амплитуды, запишем в виде:

$$F(\vec{r}, t) \equiv z - \zeta(x, y, t),$$

где $|\zeta| \sim (KT/\sigma)^{1/2} \ll k^{-1}$; K – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; k – волновое число. Поля скоростей волнового движения жидкостей, вызванного возмущением $\zeta(x, y, t)$, имеющие тот же порядок малости, обозначим $\vec{U}_j(\vec{r}, t)$, где $j = 1, 2$. Без ограничения общности можно принять, что возмущение равновесной поверхности ζ не зависит от координаты y и формируется капиллярными волнами $D \cdot \exp(ikx - i\omega t)$, бегущими вдоль оси абсцисс (ω – комплексная частота; t – время; i – мнимая единица).

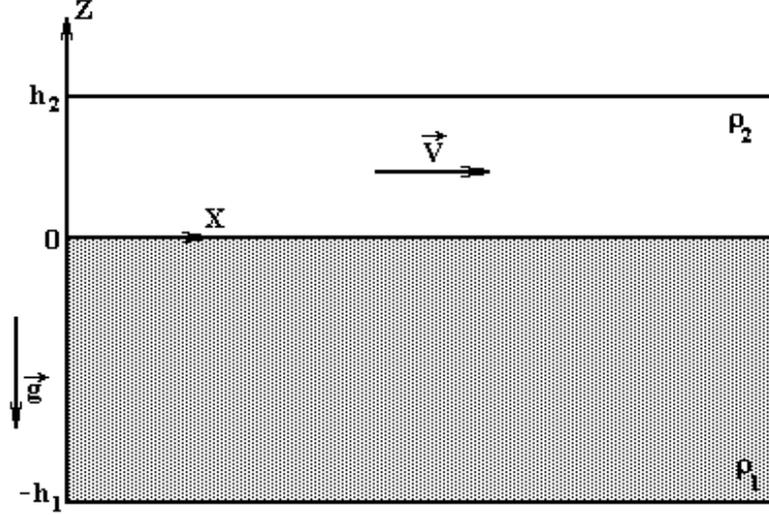


Рис. 2. Схематическое изображение анализируемой идеализированной модели системы

В итоге для отыскания условий проявления неустойчивости в описанной системе можно записать линеаризованную систему уравнений:

$$\frac{\partial \vec{U}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_1} \nabla P_1 + \nu \Delta \vec{U}_1 + \vec{g}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{U}_2}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{U}_2 = -\frac{1}{\rho_2} \nabla P_2 + \vec{g}; \quad (2)$$

$$\text{div} \vec{U}_j = 0; \quad j = 1, 2; \quad (3)$$

$$z = -h_1: \quad \vec{U}_1 \rightarrow 0; \quad (4)$$

$$z = h_2: \quad \vec{U}_2 \rightarrow 0; \quad (5)$$

$$z = 0: \quad U_{1z} \approx \frac{\partial \zeta}{\partial t}; \quad (6)$$

$$U_{2z} \approx V \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial t}; \quad (7)$$

$$\vec{\tau} \cdot (\vec{n} \cdot \nabla) \cdot \vec{U}_1 + \vec{n} \cdot (\vec{\tau} \cdot \nabla) \cdot \vec{U}_1 = 0; \quad (8)$$

$$P_2(\vec{r}, t) - P_1(\vec{r}, t) + 2\nu\rho_1 \frac{\partial U_{1z}}{\partial z} - P_\chi + P_\sigma + P_* = 0. \quad (9)$$

В этих выражениях $P_j = P_j(\vec{r}, t)$ – давление внутри j -й жидкости; $P_* = P_h \cdot (1 - [\mu\sigma/\rho_1 RT] \cdot \partial^2 \zeta / \partial x^2)$ – давление насыщенного пара над искривленной волновым движением поверхностью электролита [15, 16]; P_h – давление насыщенного пара у верхней границы:

$z = h_2$; μ – молекулярный вес; R – газовая постоянная); $P_\sigma = -\sigma(\partial^2 \zeta / \partial x^2)$ и $P_\chi = 4\pi \cdot \chi^2 k \zeta$ – давление сил поверхностного натяжения под искривленной волновым движением плоской поверхностью жидкости и электростатическое давление на нее из-за наличия поверхностного заряда [17]; $\vec{\tau}$ и \vec{n} – орты касательной и нормали к границе раздела сред.

3. Решая систему уравнений (1) – (9) стандартными методами (см., например, [13, 18, 19]), получим дисперсионное уравнение задачи:

$$\left(1 + \frac{\rho_2 cth(kh_2)}{\rho_1 cth(kh_1)}\right) \cdot \omega^2 + \left(4i \cdot \nu k^2 - 2 \frac{\rho_2 cth(kh_2)}{\rho_1 cth(kh_1)} kV\right) \cdot \omega - 4\nu^2 k^4 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{i\omega}{\nu k^2}} \cdot th^2(kh_1)\right) = \omega_0^2;$$

$$\omega_0^2 = \frac{k}{\rho_1 \cdot cth(kh_1)} \left[g\rho_1 \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right) + \sigma k^2 \left(1 + \frac{2\mu P_h}{\rho_1 RT}\right) - k(\rho_2 V^2 + 4\pi \cdot \chi^2) \right]. \quad (10)$$

В случае маловязкой жидкости (то есть при выполнении условия $|\omega/\nu \cdot k^2| \gg 1$), когда последним слагаемым, слева от знака равенства, можно пренебречь, решения дисперсионного уравнения (10) можно выписать в аналитическом виде:

$$\omega_{1,2} = (1 + \Omega)^{-1} \cdot \left[-\left(2i \cdot \nu k^2 - \Omega kV\right) \pm \left(\left(2i \cdot \nu k^2 - \Omega kV\right)^2 + \omega_0^2 (1 + \Omega) \right)^{1/2} \right], \quad (11)$$

$$\Omega = \frac{\rho_2 cth(kh_2)}{\rho_1 cth(kh_1)}.$$

При $\omega_0^2 \geq 0$ (11) описывает затухающие с инкрементом $2\nu k^2$ капиллярно-гравитационные волны на границе раздела сред, частота которых зависит от скорости движения верхней среды V , увеличиваясь с ростом V . Более интересна зависимость частоты волн от толщины слоя пара h_2 : с уменьшением толщины слоя h_2 частота волн растет очень быстро $\sim cth[kh_2]$. Если также учесть, что в реальных экспериментах $h_2 \sim 100$ мкм, то можно ожидать существования достаточно высокочастотных волн на границе раздела. Влияние на параметры волн на границе раздела толщины слоя электролита h_1 в силу его значительной величины более слабо, но с ростом h_1 частота волн будет расти.

При переходе ω_0^2 через ноль в область отрицательных значений у комплексной частоты ω появляется положительная мнимая компонента, что соответствует появлению экспоненциально растущих во времени волновых решений, то есть проявлению неустойчивости границы раздела. Причем неустойчивость реализуется в колебательном виде: как комбинация неустойчивостей Тонкса – Френкеля и Кельвина – Гельмгольца.

В ряде работ (см., например, [10 – 12]) существование тока в парогазовой оболочке связывают с реализацией неустойчивости заряженной поверхности электролита и с эмиссией ионов, сильно заряженных кластеров и капелек с вершин эмиссионных выступов, образующихся на финальной стадии неустойчивости Тонкса – Френкеля, которая является аperiодической и может обеспечить стационарную эмиссию зарядов, как это имеет место в жидкометаллических источниках ионов [20] или в огнях св. Эльма [21, 22].

Сказанное выше о типе неустойчивости, реализующейся при электролитном нагреве, означает, что система эмиссионных выступов, покрывающих границу раздела электролит–пар при реализации неустойчивости, будет не стационарной, как в случае неустойчивости Тонкса – Френкеля, а изменяющейся во времени. Амплитуда каждого из выступов будет периодически меняться со временем, а вместе с ней будет меняться и величина электрического тока, текущего через выступ. Это означает, что стационарный режим протекания тока в обсуждаемом феномене в условиях реализации неустойчивости поверхности электролита по отношению к поверхностному заряду и тангенциальному скачку поля скоростей невозможен.

4. **Заключение.** Реализация имеющей колебательный характер неустойчивости поверхности электролита по отношению к поверхностному заряду и тангенциальному к границе раздела сред по-

току пара приведет к возникновению осцилляций тока в цепи.

Авторы признательны П. Н. Белкину, обратившему их внимание на обсуждаемую проблему.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазаренко Б.Р., Фурсов С.П., Факторович А.А., Галанина Е.К., Дураджди В.Н. Коммутация тока на границе металл – электролит. Кишинев, 1971. С. 11 – 13.
2. Лазаренко Б.Р., Дураджди В.Н., Брянцев И.В. О влиянии включения дополнительной индуктивности на характеристики анодного и катодного процессов // Электронная обработка материалов. 1979. № 5. С. 8 – 13.
3. Лазаренко Б.Р., Дураджди В.Н., Факторович А.А., Брянцев И.В. Об особенностях электролитного нагрева при анодном процессе // Электронная обработка материалов. 1974. № 3. С. 37 – 40.
4. Дураджди В.Н., Брянцев И.В. Некоторые особенности нагрева металлов в электролитной плазме при анодном процессе // Электронная обработка материалов. 1977. № 1. С. 45 – 48.
5. Garbarz-Olivier J., Guilpin C. Etude des descharges electriques produites entre l'electrode et la solution lors des effets d'anode et de cathode dans les electrolytes aqueux // J. Chim. Phys. 1975. V. 72. № 2. P. 207 – 214.
6. Белкин П.Н., Ганчар В.И., Петров Ю.Н. Исследование проводимости паровой пленки при анодном электролитном нагреве // ДАН СССР. 1986. Т. 291. № 5. С. 1116 – 1119.
7. Белкин П.Н., Ганчар В.И. Прохождение тока через парогазовую оболочку при анодном электролитном нагреве // Электронная обработка материалов. 1988. № 5. С. 59 – 62.
8. Белкин П.Н., Белкин С.Н. Стабилизация парогазового слоя при анодном нагреве в растворах электролитов // Инженерно-физический журнал. 1989. Т. 57. № 1. С. 159 – 164.
9. Ганчар В.И. Параметры теплообмена в процессе анодного электролитного нагрева // Инженерно-физический журнал. 1991. Т. 60. № 1. С. 92 – 95.
10. Belkin P.N., Ganchar V.I., Davydov A.D. et al. Anodic heating in aqueous solutions of the electrolytes and its use for treating metal surfaces // Surf. Eng. Appl. Electrochemistry. 1997. № 2. P. 1 – 15.
11. Шадрин С.Ю., Белкин П.Н. Расчет температуры анодного нагрева // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 24 – 30.
12. Белкин П.Н., Белихов А.Б. Стационарная температура анода, нагреваемого в водных электролитах // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 6. С. 19 – 24.
13. Григорьев А.И., Григорьев О.А., Ширяева С.О. Механизм развития неустойчивости заряженной поверхности жидкости // Журнал технической физики. 1992. Т. 62. Вып. 9. С. 12 – 21.
14. Григорьев О.А., Ширяева С.О. Неустойчивость заряженной плоской поверхности тангенциального разрыва двух несмешивающихся жидкостей различных плотностей // Журнал технической физики. 1996. Т. 66. Вып. 2. С. 23 – 34.
15. Ширяева С.О., Григорьева И.Д. Критические условия неустойчивости заряженной поверхности жидкости с учетом конденсации и испарения // Электронная обработка материалов. 1996. № 4 – 6. С. 44 – 45.
16. Райст П. Аэрозоли. М., 1987.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М., 1986.
19. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М., 1959.
20. Габович М.Д. Жидкометаллические эмиттеры ионов // Успехи физических наук. 1983. Т. 140. Вып. 1. С. 137 – 151.
21. Григорьев А.И., Синкевич О.А. О природе свечения, возникающего при разряде с капли воды // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 3. С. 182 – 187.
22. Григорьев А.И., Голованов А.С., Григорьева И.Д. О критических условиях возникновения огней св. Эльма // Электронная обработка материалов. 2001. № 1. С. 21 – 23.

Поступила 18.12.02

Summary

The dispersion equation for a capillary-baro-gravitation waves on a surface of an electrolyte – saturated vapor, unstable in relation to a surface charge and tangential stream a vapor is deduced. The critical conditions of an instability of such waves are found. It is shown, that the realization of the given instability gives in occurrence oscillations of a current in a chain.

НАПРАВЛЕННЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВЗРЫВОВ. Часть I (Условия генерирования электровзрывных направленных ударных волн)

*ЭНИИ им. Кржижановского, г. Москва, Россия
Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
просп. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина*

До настоящего времени вызывает большой интерес создание и использование импульсных плазменных ускорителей (ИПУ) коаксиально–цилиндрической и коаксиально-конической геометрии, работающих в жидкости и способных генерировать направленные ударные волны. Характерная особенность ИПУ – генерирование больших импульсных токов и, как следствие, больших собственных магнитных полей за счет токов разрядов, которые создают амперову силу $f = (1/c) \cdot J \times H$, ускоряющую плазму. В результате плазменное образование в ИПУ получает направленное перемещение и возбуждает направленные ударные волны.

Одним из способов создания сверхвысоких давлений является использование электровзрывных систем преобразования энергии с многоволновой ударной конфигурацией, обеспечивающей кумуляцию в заданной области в пространстве. Косое столкновение ударных волн ведет к образованию новых волн отражения, ограничивающих в каждый данный момент времени заключенную между ними область торможения, что приводит к сильному возрастанию давления [1]. Наиболее простыми для реализации являются трехволновые ударные конфигурации. При схождении трех плоских ударных волн в виде призмы в ее углах образуются волны Маха, превращающие треугольное сечение в шестиугольник, затем снова в треугольник и так далее, таким образом периодически при схождении изменяя форму и ориентацию, приводя к фокусировке и кумуляции [2]. ИПУ в жидкости является весьма удобным источником плоских направленных ударных волн.

Условия формирования направленных ударных волн ИПУ в жидкости

Создание высокоэффективного направленного движения жидкости и интенсивных ударных волн в ИПУ прямо связано с формированием сомкнутой плазменной оболочки и токового шнура (типа динамического пинча). В жидкостях для формирования такой плазменной оболочки могут потребоваться плотности токов на порядок большие, чем в газах при атмосферном давлении, что в свою очередь потребует увеличения разрядных токов и сокращения радиусов оболочки и электродов. Вероятно, электрический разряд здесь необходимо перевести в класс мощных разрядов, что, как известно, осуществимо только при достаточно большом энерговкладе. Как правило, токи в таких разрядах превышают величину порядка десятков или сотен килоампер. Эффективность мощных разрядов в ИПУ можно повысить путем использования программированного тока во времени, например, формируя токовый импульс в два или несколько этапов. Все же основной путь, по-видимому, может быть проложен созданием плазменных оболочек типа динамического пинча при разрядах в жидкости, воспроизводимых с заданной частотой следования.

Экспериментальные исследования процессов формирования сомкнутой плазменной оболочки

Динамика мощного электрического разряда в ИПУ с коаксиальными электродами исследовалась оптическими методами, электрические характеристики определялись с помощью омических делителей и поясов Роговского. При этом решались задачи:

- 1) определение структуры направленного разряда в воде при различной геометрии и размерах электродных систем и токах до $1 \cdot 10^6$ А;
- 2) поиск и проверка эффективности возможных способов формирования сплошной плазменной оболочки при токах до $1 \cdot 10^6$ А;
- 3) изучение динамики разряда; определение продольных и радиальных скоростей движения плазменных образований.

Для наблюдений и измерений создана экспериментальная установка, в составе которой использовались одно- и двухконтурный генераторы импульсных токов, а также специальная конструктивная схема токоподвода, электродного узла и рабочей камеры объемом 30 дм³. В измерительных иллюминаторах применялись стекла интерференционной чистоты толщиной 40 мм, а также специальная оптическая схема установки, состоящая из совмещенных теневой установки ИАБ-458 и камеры высокоскоростного фоторегистратора ВФУ с подсветкой от импульсной лампы ИФП-800.

Динамика развития разряда за торцевым срезом электрода и внутри сопла ускорителя регистрировались с помощью трех скоростных фоторегистраторов, работающих в режиме фоторазверток и покадровой съемки. Максимальное разрешение во времени было $6 \cdot 10^{-8}$ с.

Направленные ударные волны и гидропоток в ИПУ удается получить, только сформировав сомкнутое плазменное образование в радиально-щелевом разрядном промежутке [3].

Исследование процессов формирования плазменной оболочки выполнены и при свободном разряде, но сплошной плазменной оболочки в этом случае не получено и параметры движения плазменного образования низкие [4].

Предпринята попытка сформировать сомкнутое плазменное образование в двухкаскадном разряде. Первым контуром напряжением 20 кВ осуществлялся пробой жидкости и заполнение межэлектродного промежутка газоплазменным облаком. Разряд второго контура напряжением 5 кВ начинался после некоторой задержки в газоплазменном облаке и по мере формирования сомкнутой плазменной оболочки по замыслу должен был переходить в жидкую среду. В результате за срезом электродов ИПУ образовывалась область сплошного свечения, которую можно отождествить с плазменной оболочкой, движущейся в осевом направлении. Однако, как показали наблюдения, двухконтурные разряды позволяют сформировать плазменную оболочку с распределенным или многоканальным разрядом, но не сомкнутую. Очевидно, что для получения мощных ударных волн необходимо увеличить крутизну и амплитуду разрядного тока, что при обычных стандартных (не специальных) конденсаторах практически неосуществимо.

Не удалось получить необходимые параметры движения плазменной оболочки, формируемой и скользящим разрядом, поскольку сомкнутое плазменное образование и здесь не было получено.

Такую сомкнутую плазменную оболочку удалось получить только при использовании взрывающихся спиралей или фольги.

Эксперименты проводились с медной и алюминиевой фольгой толщиной 20 – 250 мкм при рабочем напряжении контура 20 кВ. Разряд осуществлялся в режиме, близком к критическому, и существенно отличался от разрядов в свободном режиме [4]. На кинограмме, полученной теневым методом, хорошо видна ударная волна, перемещающаяся впереди плазменной оболочки. Собственное излучение плазменной оболочки больше, чем свечение источника подсветки. Покадровая съемка процесса формирования плазменной оболочки с торца электродов показала, что после взрыва фольги плазма заполняет весь межэлектродный промежуток. Свечение в центре выше, что связано с относительно большей плотностью тока (рис.1).

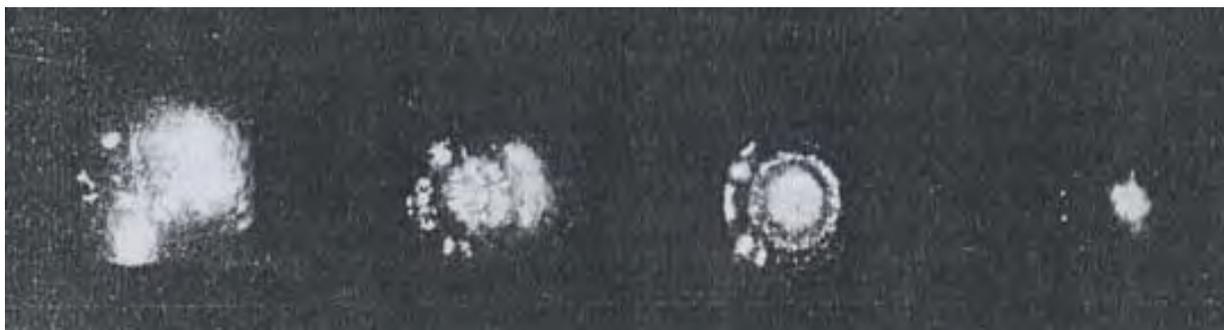


Рис. 1. Формирование плазменной оболочки

На продольных фоторазвертках движения фронта ударной волны и плазменного образования видно, что в течение полупериода разряда от поверхности оболочки отходит серия ударных волн со скоростью, превышающей скорость фронтальной ударной волны (рис.2). Эти ударные волны догоняют фронтальную ударную волну и как бы подпитывают ее.

Характерно, что скорость движения плазменной оболочки во времени имеет два максимума в первой четверти периода разряда. Первый приходится на начало разряда, а второй – на максимум разрядного тока (рис.3).



Рис. 2. Продольная фоторазвертка движения плазменного образования и генерируемых им высокоскоростных ударных волн и фронтальной ударной волны

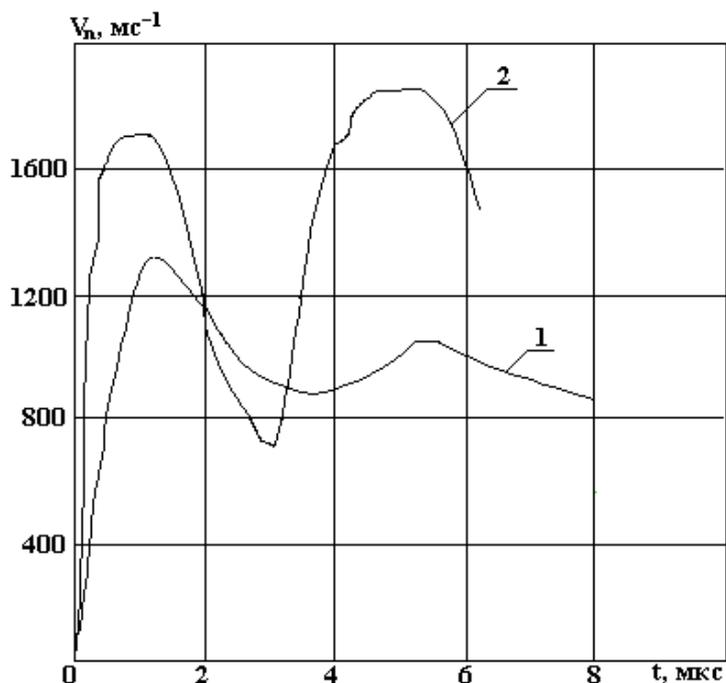


Рис. 3. Изменение скорости плазменного образования (1)

В исследованном диапазоне разрядного тока наблюдается линейная зависимость скорости оболочки от величины тока. Скорость ударной волны остается постоянной в течение времени протекания тока. Изменение величины разрядного тока с 360 до 810 кА приводит к увеличению скорости ударной волны от $2,2 \cdot 10^3$ до $3,2 \cdot 10^3$ м/с. Доля кинетической энергии плазменной оболочки составляет 8 – 10% от всей энергии, выделившейся в разряде.

Были выполнены расчетно-теоретические исследования динамики плазменной оболочки в воде. Уравнения, описывающие процесс, являются гидродинамическими и в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial v}{\partial t} + u \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right) + v \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) + \rho^{-1} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) &= 0, \\
 \frac{\partial u}{\partial t} + u \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right) + v \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) + \rho^{-1} \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right) &= 0, \\
 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + v \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + p \cdot \rho^{-1} \left[r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot u) + \frac{\partial v}{\partial r} \right] &= 0,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где r, z – радиальная и осевая координата соответственно; u, v – радиальная и осевая компоненты скорости; ρ – плотность среды; p – давление; ε – удельная внутренняя энергия.

Уравнение состояния было взято в форме $p = B[(\rho/p_0)^{7,15} - 1]$ (обозначения традиционные).

Численный метод, использованный для решения этой системы, представлял собой рандомизированную модификацию метода частиц в ячейках. В расчетах использовалось 1000 частиц в ячейке. Шаг расчетной сетки по r и z составлял 10^{-3} м.

Начальные и граничные условия.

В начальный момент времени $t = 0$ среда покоится. На координатных поверхностях $r = 0$ (ось z) и $r = R_0$ (внутренняя поверхность внешнего электрода коаксиала) задавались условиями типа “жесткая стенка”; разрядный ток синусоидального характера $I = I_m \cdot \sin \omega t$ протекает по торцевой поверхности ($z = 0$). Граничное условие на токовой поверхности задается величиной магнитного давления:

$$p_m = (\mu_0/2)[I/(2\pi r)]^2, \quad (2)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; величина r изменяется в пределах от r_m до R_0 .

С течением времени токовая поверхность деформируется, образуя полость. Эволюция этой полости представлена на рис.4.

Начальный шаг по времени был выбран равным $\sim 1/50$ от значения четверти периода разрядного тока. В дальнейшем величина шага по времени определялась автоматически из условия Куранта. Частота разрядного тока в расчетах составляла 235 кГц, амплитуда тока изменялась в пределах 0,3 – 3 МА.

Одной из важных характеристик исследуемого процесса является радиус токового шнура $r_{ш}$. В первых вариантах расчетов этот параметр изменялся, а в последних полагался равным $1,75 \cdot 10^{-3}$ м. Внутренний диаметр наружного электрода коаксиала составлял 0,02 м.

Метод расчета

Процедура вычислений по методу частиц в ячейках (МЧЯ) составляла три этапа: эйлеровый, лагранжевый и завершающий.

Этап I – эйлеровый

Система уравнений газовой динамики (1) с исключенным уравнением неразрывности аппроксимировалась разностными уравнениями, которые игнорируют наличие конвективных членов:

$$\begin{aligned} \frac{M_{ij}^n}{\delta_x \delta_y} \left(\frac{\tilde{u}_{ij} - u_{ij}^n}{\delta t} \right) + \frac{1}{\delta_x} \left(p_{i+\frac{1}{2},j}^n - p_{i-\frac{1}{2},j}^n \right) &= 0, \\ \frac{M_{ij}^n}{\delta_x \delta_y} \left(\frac{\tilde{v}_{ij} - v_{ij}^n}{\delta t} \right) + \frac{1}{\delta_y} \left(p_{i,j+\frac{1}{2}}^n - p_{i,j-\frac{1}{2}}^n \right) &= 0, \\ \frac{M_{ij}^n}{\delta_x \delta_y} \left(\frac{\tilde{e}_{ij} - e_{ij}^n}{\delta t} \right) + p_{ij}^n \left(\frac{\bar{u}_{i+\frac{1}{2},j} - \bar{u}_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta_x} + \frac{\bar{v}_{i+\frac{1}{2},j} - \bar{v}_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta_y} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь x, y – пространственные координаты; t – время; u – составляющая вектора скорости течения вдоль оси x ; v – составляющая вектора скорости течения вдоль оси y ; p – давление; ρ – плотность; M – масса вещества в ячейке; e – внутренняя энергия вещества в ячейке; δ_x, δ_y – размеры эйлеровой сетки вдоль координатных линий; δt – шаг по времени; i, j – целые числа, определяющие положение ячейки в расчетном поле.

Величины с символом “ \sim ” являлись искомыми на эйлеровом этапе и назывались предварительными. Надстрочный индекс “ n ” указывает, что значение соответствующей величины относится к n -му шагу по времени. Величины с полуцелыми индексами получены после усреднения соответствующих величин по смежным ячейкам:

$$\bar{u} = (\tilde{u} + u^n)/2; \quad \bar{v} = (\tilde{v} + v^n)/2.$$

Таким образом, на эйлеровом этапе расчет величин $\tilde{u}_{ij}, \tilde{v}_{ij}, e_{ij}$ ведется по явной схеме с использованием решения, полученного на предыдущем i – м шаге. Значение массы вещества в ячейке при этом не меняется.

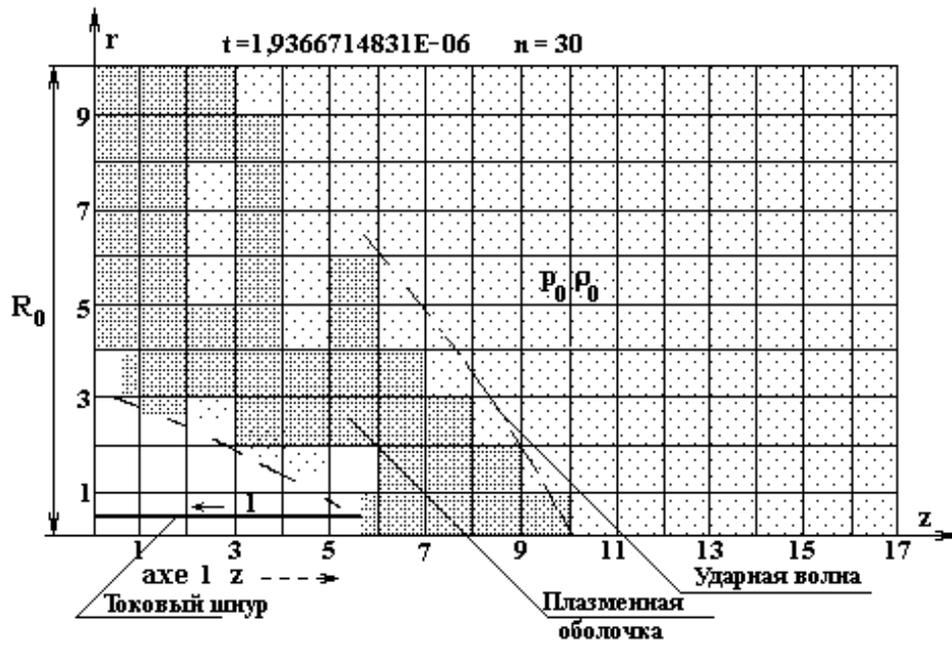


Рис. 4. Деформация токовой поверхности и формирование ударной волны

Этап II – лагранжевый

На этом этапе осуществляется перемещение частиц, моделирующих распределение вещества в ячейках. Для частицы, находящейся к началу $(n + 1)$ -го шага по времени в ячейке (i, j) и имеющей координаты x_m, y_m , вычисляется ее положение через δt с учетом того, что составляющие ее скорости равны $\ddot{u}_{ij}, \ddot{v}_{ij}$. Если новое положение частицы таково, что она покидает ячейку (i, j) и перемещается в ячейку (l, k) , то:

а) значение массы в ячейке (i, j)

$$m = M_{ij}^n / N, \quad (5)$$

б) значение составляющих импульса вещества в ячейке (i, j) уменьшается соответственно на

$$\Delta K_x = m \cdot \bar{u}_{ij}, \Delta K_y = m \cdot \bar{v}_{ij}, \quad (6)$$

в) значение полной энергии в ячейках уменьшается на величину

$$\Delta I = m \left[\left(\frac{\bar{u}_{ij}^2 + \bar{v}_{ij}^2}{2} \right) + \frac{m}{M_{ij}^n} \tilde{e}_{ij}^n \right], \quad (7)$$

г) к соответствующим величинам (массы, составляющих импульса, полной энергии) параметров вещества в ячейке (k, l) прибавляются значения, вычисленные по формулам (5) – (7).

К концу лагранжева этапа, таким образом, в каждой ячейке определится значение массы вещества M_{ij}^{n+1} , составляющие импульса и полной энергии. Кроме этого, определится уже и новая конфигурация частиц.

Этап III – завершающий

На этом этапе необходимо подготовить величины, используемые в системе (1) для расчета на следующем шаге по времени. Другими словами, необходимо вычислить значения $u_{ij}^{n+1}, v_{ij}^{n+1}, p_{ij}^{n+1}, e_{ij}^{n+1}$.

$$\begin{aligned} u_{ij}^{n+1} &= KX_{ij}^{n+1} / M_{ij}^{n+1}, \\ v_{ij}^{n+1} &= KY_{ij}^{n+1} / M_{ij}^{n+1}, \\ e_{ij}^{n+1} &= I_{ij}^{n+1} - M_{ij}^{n+1} \left[\left(u_{ij}^{n+1} \right)^2 + \left(v_{ij}^{n+1} \right)^2 \right] / 2. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $KX^n = M_{ij}^n u_{ij}^n$; $KY^n = M_{ij}^n v_{ij}^n$.

Давление p можно вычислить, задавшись уравнением состояния среды в виде

$$p = p(e, \rho). \quad (9)$$

Расчеты

Расчеты показали, что схема счета по МЧЯ устойчива при выполнении условия Куранта.

Система (1) решалась с помощью рандомизированной модификации МЧЯ. Дело в том, что МЧЯ, обладая весьма простой логикой и позволяя следить за границей раздела сред, обладает рядом недостатков. Главные из них:

- не может использоваться в задачах, где требуется точное определение локальных параметров течения;
- ему присуща флуктуационная неустойчивость, обусловленная флуктуациями потока вещества через границы ячеек;
- не может быть использован для расчета тех областей течения, в которых скорость течения значительно меньше звуковой;
- его требования к объему оперативной памяти ЭВМ весьма высоки и определяются, в основном, необходимостью запоминать большие массивы лагранжевых координат частиц.

Модификация МЧЯ

Суть модификации сводилась к тому, чтобы отказаться от запоминания лагранжевых координат частиц. Вместо этого предложено перед каждым лагранжевым этапом задавать координаты внутри каждой ячейки заново. Ясно, что от способа задания этих координат зависела достоверность получаемых решений.

В первых же вариантах расчетов выяснилось, что регулярное задание координат частиц не являлось удовлетворительным. Было принято решение рассчитать варианты с заданием этих координат случайным образом. В расчетах координаты частиц в ячейках разыгрывались с использованием датчика случайных чисел из библиотеки программ ВЦ РАН. Анализ результатов показал, что гладкость получаемых решений повышается с увеличением числа используемых в ячейке частиц. Это, в свою очередь, снижает требования к объему оперативной памяти ЭВМ, но приводит к значительному росту времени счета. Причиной такого положения вещей является то, что генерируемые датчиками случайных чисел величины имеют значительную дисперсию. Другими словами, используемые для получения случайных чисел алгоритмы не обеспечивали необходимого для решения поставленных задач качества случайных чисел.

Намного более равномерное распределение псевдослучайных чисел представляет реализация последовательности Холтона [6].

Использование датчика случайных чисел на вышеназванной основе не замедлило положительно сказаться на качестве получаемых решений. В последовательности Холтона элементы не менялись при переходе от ячейки к ячейке. Это привело к тому, что на получаемое решение как бы оказывалось влияние, выражающееся в том, что частицы “наильно” помещались в заранее определенные точки пространства, а не располагались там, где они могли бы расположиться при непрерывном отслеживании их траектории. Анализ этого явления показал, что с увеличением числа частиц в ячейке его влияние заметно уменьшается и, кроме того, оно может быть полностью устранено при использовании не повторяющихся элементов последовательности Холтона, загружаемых по мере необходимости небольшими массивами в оперативную память из долговременной.

Исследование возможностей обсуждаемой модификации МЧЯ показывает, что точность счета понизится, если не будет выполнено условие:

$$\delta_x / N < u \cdot \delta t. \quad (10)$$

Действительно, величина $u \cdot \delta t$ дает оценку размера той области рассчитываемой ячейки, вещество из которой должно быть перенесено на лагранжевом этапе расчета. С другой стороны, величина δ_x / N дает оценку размера той области этой же ячейки, в которой появление переносимой частицы уже маловероятно. Поэтому выполнение условия (10) приведет к тому, что необходимый перенос не будет осуществлен на данном шаге по времени, что уменьшает точность полученного при этом решения.

Комбинация условия (10) и условия устойчивости Куранта

$$\delta t \approx \frac{\delta_x}{\bar{u} + C} \quad (11)$$

приводит к следующему условию на необходимое число частиц в ячейке:

$$N > 1 + \frac{1}{M^*}, \quad (12)$$

где M^* – число Маха потока.

Последнее условие показывает, что описанная модификация МЧЯ с числом частиц в ячейке $N = 10^3-10^4$ позволяет рассчитывать газодинамические процессы, сопровождающиеся появлением почти застойных областей ($M^* = (10^{-3}-10^{-4})C$, где C – скорость звука).

Кроме модификации, описанной выше, интерес может представить еще одна модификация МЧЯ, которая свободна от ограничений, накладываемых условием (12). Суть ее сводится к тому, что начальное положение частиц перед переносом задают не по всей области, занимаемой ячейкой, а только в подобластях, примыкающих к тем границам ячейки, через которые (в соответствии со значениями и знаком составляющих скорости) перенос возможен.

Следует отметить, что последняя модификация МЧЯ оказывается довольно близкой к методу больших частиц. Действительно, перенос вещества в методе больших частиц возможен на данном шаге по времени только в ячейки, смежные с рассчитываемой ячейкой (i, j). Этими ячейками в данном случае является ячейка ($i+1, j$) и ячейка ($i, j+1$). Модификация же МЧЯ позволяет осуществлять перенос вещества на этом шаге по времени и в ячейку ($i+1, j+1$).

Последняя модификация МЧЯ полностью устраняет все нежелательные эффекты, связанные с квантованием переносимой через границу ячейки массы, но следует сказать, что логика программы, реализующей счет по этой модификации, несколько усложняется по сравнению с логикой программы, реализующей первый вариант модификации МЧЯ. Усложнение возникает из-за необходимости определять размеры и положение подобластей переноса вещества из ячейки.

Некоторые результаты расчетов

Всего было рассчитано 8 вариантов. В первых четырех изменялись амплитуда разрядного тока и радиус токовой оболочки. В остальных – изменялась только амплитуда разрядного тока, а радиус токового шнура полагался неизменным и равным экспериментальному радиусу. Данные расчета приведены в таблице.

№ п/п	Параметры		
	$r_{ш}, \text{ м}$	$I_m, \text{ А}$	$v_{р.в.}, \text{ м/с}$
1	0,003	$3,1 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^3$
2	0,001	$3,1 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^3$
3	0,001	$8,0 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^3$
4	0,0025	$8,0 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^3$
5	0,00175	$3,6 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^3$
6	0,00175	$7,3 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^3$
7	0,00175	$1,0 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^3$
8	0,00175	$3,0 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^3$

Таким образом, ИПУ при определенных условиях являются источником направленных ударных волн в жидкости. С их помощью экспериментально получены истинные ударные волны, перемещающиеся в воде со скоростью до 4 км/с и имеющие давление на фронте – $3,5 \cdot 10^3$ МПа.

Обязательное условие – малая индуктивность разрядного контура, формирование сомкнутой плазменной оболочки в радиально-щелевом разрядном промежутке при плотности тока не менее 100 кА/см^2 .

Сравнительно хорошая управляемость и синхронизируемость ударно-волновых импульсов, генерируемых плазменными ускорителями, позволяют на их основе создавать специализированные генераторы сходящихся ударных волн – средства преобразования энергии высокой эффективности.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Альтиулер Л.В.* Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 65. Вып. 2. С. 35 –72.
2. *Забабахин Е.И., Забабахин И.Е.* Явления неограниченной кумуляции. М., 1988.
3. *Малюшевский П.П.* О механизме формирования кумулятивных струй при метании жидкости плазменным ускорителем. // Механика жидкости и газа. 1988. № 5. С. 39 – 44.

4. Афиногенов Е.П., Комельков В.С., Малюшевский П.П. Генерация направленных ударных волн сильноточными импульсными разрядами в жидкости // Электричество. 1992. № 12. С. 40 – 45.
5. Ландау Л.Д., Станюкович К.П. Об изучении детонации конденсированных ВВ // ДАН СССР. 1945. Т. 46. № 9. С. 399 – 402.
6. Соболев И.М. Численные методы. Монте-Карло. М., 1973.

Поступила 11.11.02

Summary

The outcomes experimental and analytical investigations of a way of electroexplosive generation of directional shockwaves and their practical usage for creation of the new class of electroexplosive means of conversion of energy – generators of concurrent shockwaves so-called "trishockers".

Н.В. Полищук, И.М. Панченко, М.С. Панченко, И.Н. Карпович*

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ВОДЫ В КАПИЛЛЯРНЫХ ТРУБКАХ

Ровенский государственный гуманитарный университет,

ул. Бендеры, 12, г. Ровно, 33028, Украина

**Украинский государственный университет водного хозяйства и природопользования,*

ул. Соборная, 11, г. Ровно, 33028, Украина

Капиллярные явления охватывают различные случаи равновесия и движения жидкости под действием сил межмолекулярного взаимодействия различных фаз и внешних сил. Наиболее распространенное капиллярное явление – впитывание жидкостей в капилляры.

Целью данной работы является изучение кинетики процессов впитывания воды отдельными цилиндрическими макрокапиллярами в условиях воздействия неоднородного электрического поля (НЭП). Известно, что средняя линейная скорость переноса прямо пропорциональна квадрату радиуса капилляра и обратно пропорциональна длине столбика жидкости в капилляре. Поэтому в микрокапиллярах ($1 \cdot 10^{-9} < r_0 < 1 \cdot 10^{-7}$ м) скорость движения жидкости на несколько порядков меньше скорости ее передвижения в макрокапиллярах. Однако вертикальная составляющая перемещения воды в макрокапиллярах лимитируется противодействием силы тяжести.

Возможный механизм влияния НЭП на высоту поднятия h столбика воды с плотностью ρ , поверхностным натяжением σ и краевым углом смачивания θ в макрокапилляре (статика процесса впитывания) внутреннего радиуса r_0 , при котором необходимо учитывать влияние силы тяжести и ускорение g , то есть при условии $2\sigma\cos\theta/r_0 \leq \rho gh$, рассмотрен в [1]. До этого влияние НЭП на капиллярное движение жидкости рассматривалось разными авторами для сравнительно узких капилляров от нескольких до десятков микрон, где влияние гравитации по сравнению с капиллярным потенциалом незначительно.

Согласно исследованиям [1], объемные и поверхностные электрические силы способны существенно изменять высоту подъема капиллярной жидкости. Эти же силы будут влиять и на скорость перемещения жидкости в капилляре. Видимо, наибольшее влияние на кинетику этого процесса электрогидродинамические силы должны оказывать в случае горизонтального расположения макрокапилляра, когда направление силы тяжести перпендикулярно перемещению жидкости при впитывании.

Капиллярное впитывание жидкости относится к процессам физико-химической гидродинамики [2]. Если рассматривать процесс движения смачивающей жидкости в одиночном цилиндрическом капилляре с гидродинамической точки зрения (без учета физико-химических особенностей), то его можно описать известным дифференциальным уравнением А.П. Порхаева [3]:

$$\frac{d^2l}{dt^2} + \frac{1}{l} \left(\frac{dl}{dt} \right)^2 + \frac{8\eta}{r_0^2 \rho} \frac{dl}{dt} - \frac{2\sigma \cos \theta}{r_0 \rho l} + g \sin \alpha = 0, \quad (1)$$

где l – длина столбика жидкости в капилляре; t – время; η – вязкость жидкости; α – угол наклона капилляра к горизонту.

Если капилляр расположен горизонтально, то есть $g \sin \alpha = 0$, полагая $\theta = \text{const}$ и считая в квазистационарных условиях первые два члена малыми по сравнению с остальными, после интегрирования уравнения (1) получим

$$l^2 = \frac{\sigma r_0 \cos \theta}{2\eta} t. \quad (2)$$

Линейная зависимость широко используется в моделях пропитки капиллярно-пористых тел. Поэтому интересно проверить поведение этой зависимости в случае воздействия НЭП на перемещение мениска жидкости в горизонтальной капиллярной трубке.

В работах [4 – 6] рассмотрены задачи о движении жидкости и пара при впитывании в отдельные вертикально расположенные цилиндрические капилляры радиуса $r_0 = 7 - 38$ мкм при действии НЭП. Эти исследования можно отнести к тонким капиллярам, поскольку в них капиллярное давление много больше гидростатического, то есть $2\sigma \cos \theta / r_0 \gg \rho g l \sin \alpha$. Макрокапилляры, для которых последнее соотношение не выполняется, называются широкими капиллярами или капиллярными трубками.

Для случая стационарного ламинарного движения вязкой несжимаемой жидкости в отдельном цилиндрическом капилляре при игнорировании силы тяжести уравнение Навье – Стокса имеет вид [5]

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial l} - \frac{\rho}{\eta} f(l), \quad (3)$$

где $v(r, l)$ – скорость течения жидкости; r – радиальная координата; $\frac{\partial p}{\partial l}$ – градиент капиллярного давления. Величина дополнительной движущей силы $f(l)$, действующей со стороны НЭП на жидкий диэлектрик, может быть найдена из выражения

$$f(l) = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)}{\rho} E(l) \frac{dE}{dl}(l), \quad (4)$$

где $dE/dl = \nabla E$ – градиент напряженности НЭП вдоль оси капилляра; $\varepsilon_0, \varepsilon$ – диэлектрические проницаемости вакуума и жидкости. Так же в результате решения (3) с учетом (4) при соответствующих граничных условиях в [5] получено

$$l^2 = \frac{r_0^2 t}{4\eta} \left[\Delta p + \rho \int_a^d f(l) dl \right], \quad (5)$$

где координаты a и d определяют участок действия НЭП; Δp – разность давлений, обусловленная капиллярными силами на уровне мениска и жидкости в сосуде.

Таким образом, наличие НЭП, несомненно, должно влиять на характер поведения зависимости $l^2(t)$, то есть на кинетику процесса впитывания жидкости в капилляр.

Для проверки полученных соотношений проведены исследования кинетики впитывания отдельными кварцевыми капиллярами радиусов r_0 от 0,5 до 0,05 мм. Капилляры изготовлены по методике, разработанной в Институте физической химии РАН. Их получали путем быстрого растяжения разогретого участка трубки из плавленого кварца высокой чистоты (более 99,99% SiO₂) с содержанием ионных примесей менее 10⁻⁴ % [7]. Диэлектрическая проницаемость использованного кварца составила 3,75. Плавленый кварц обладает высоким удельным сопротивлением 5·10¹⁶ Ом·м. Коэффи-

циент линейного расширения кварца очень низок ($0,57 \cdot 10^{-8}$ м/К), что позволяет игнорировать увеличение диаметра капилляра при возможном нагреве в слаботочном разрядном электрическом поле. Из длинного капилляра вырезали участки необходимой длины. Конусность капилляров контролировали с помощью длиннофокусного микроскопа КМ-8. Она не превышала $10^{-5} - 10^{-6}$.

После вытягивания и разрезания на части капилляры очищали по методике [8] выдерживанием на протяжении двух суток в хромовой смеси. Затем капилляры промывали в дистиллированной воде, удаляли из них воду и сушили на воздухе. При капиллярном поднятии воды в очищенных таким образом капиллярах $\cos\theta = 0,98$.

Тридистиллированную воду с первоначальной удельной электропроводностью $\sigma = 1,8 \cdot 10^{-4}$ См/м и рН = 6,1 готовили непосредственно перед измерениями. После контакта с сосудом, в который ее наливали для проведения опытов, и воздухом начинался неконтролируемый процесс абсорбции и растворения газов, ионов и, естественно, вода превращалась в электролит. Эти же компоненты, привнесенные с воздуха, избирательно адсорбируются на стенках капилляра и поверхности мениска. Присутствуют они и в объеме воды. Заряд поверхности кварца без воздействия поля определяется адсорбционным или диссоциативным механизмом [9]. Все промежуточные случаи заключены между этими двумя предельными. Поверхностное и объемное насыщение воды ионами происходит и при появлении в капилляре коронного разряда (КР), электролизе воды, электрокинетических явлениях и набухании поверхностного слоя кварца в случае длительного контакта с водой. Свободная от контакта с водой внутренняя поверхность капилляра при наличии НЭП неоднородно поляризовалась и заряжалась положительными ионами (коронирующий электрод имел положительную полярность). После окончания опытов электропроводность воды в капиллярной трубке составляла $8,2 \cdot 10^{-3}$ См/м.

При проведении экспериментов по кинетике течения жидкости в длинных (1,5 м) горизонтальных капиллярных трубках радиусами 0,5 и 0,05 мм влияние гидростатического давления жидкости в сосуде на движение жидкости в капилляре исключалось установлением уровня поверхности мерного количества жидкости над входным отверстием [2, 10]. Постоянную температуру ($T = 293$ К) в ходе опытов контролировали тонкими медь-константановыми термодарами, помещенными в различные точки вблизи капиллярной трубки. Спаи термодар экранированы от электростатических наводок чехлами из металлической фольги, которые заземлялись. Колебания температуры по длине капилляра не превышали $\pm 0,5$ К. С помощью электродвигателя Уоррена сосуд с жидкостью подводился к устью капилляра. Момент контакта капилляра с жидкостью принимался за начало измерений.

Горизонтальность положения кварцевой трубки обеспечивалась ее расположением на поверхности координатного столика с микрометрическими винтами и контролировалась микрокатетометром КМ-8. Подготовка длинных трубок к опытам осуществлялась так же, как и коротких [1], за исключением кипячения в дистиллированной воде. После каждого опыта капилляр промывался дистиллированной водой и сушился сжатым воздухом. Часть экспериментов проводилась после поворота кварцевой трубки на 180° , что исключало влияние возможного малого наклона и конусности трубки на результаты эксперимента. Положение движущегося мениска определялось совместным применением матричной телевизионной камеры и компьютера типа АВМ РС/АТ (с тактовой частотой ≥ 8 МГц). Работа такого комплекса предназначена для измерения в автоматическом режиме и базируется на компьютерном анализе изображения мениска жидкости, сформированного оптической системой телекамеры и переданного с помощью быстродействующего контроллера в компьютер. Это сразу же позволяло получать на мониторе и в записи графическую зависимость $l^2(t)$ при различных условиях эксперимента с точностью $\pm 0,1$ мм по длине столбика жидкости и 0,1 с по времени движения жидкости.

НЭП создавалось с помощью системы электродов острие–пластина. Плоский заземленный электрод из фольги с отверстием по центру для прохождения капилляра располагался перпендикулярно к капиллярной трубке возле стенки широкого фторопластового сосуда. Конец заостренного верхнего игольчатого электрода из вольфрамовой проволоки, толщина которой была примерно в 10 раз меньше внутреннего диаметра капилляра, располагался в устье на расстоянии $ad = L$ от плоского электрода. Согласно [4, 5] можно считать, что НЭП на большей части длины столбика жидкости создавалось совокупностью электродов игла–плоскость. Характер распределения напряженности поля вдоль исследуемого капилляра определялся для данной пары электродов с учетом известной формулы:

$$E(l) = \frac{2Ub}{(b^2 - l^2)[\ln(b + L)/(b - L)]}. \quad (6)$$

Здесь b – фокусное расстояние гиперболоида – иглы; L – расстояние между электродами; U – разность потенциалов на электродах. Расчеты $E(l)$ по формуле (6) для использованной системы электродов вне капилляра удовлетворительно согласуются с прямыми измерениями напряженности поля [11]. Дифференцированием по l функции $E(l)$ можно получить значение $\nabla E(l)$, а следовательно,

и величину $\left[\rho \int_a^d f(l) dl \right]$ в уравнении (5).

В связи с тем, что длина столбика при впитывании жидкости в горизонтальный капилляр была гораздо больше, чем в вертикальном капилляре ($l \gg h$), на отрезке ad продвижение мениска жидкости осуществлялось в условиях медленно увеличивающихся значений E и градиента поля ∇E в начале впитывания и стремительном их увеличении вблизи игольчатого электрода. Поэтому графические зависимости $l^2(t)$ ниже представлены при постоянном напряжении U между электродами, так как усреднить величины E и ∇E при таком характере их изменения не представлялось возможным. К тому же это удобно при инженерных расчетах скорости течения жидкостей в капиллярных трубках. Направление действия лапласового давления и массовой движущей силы совпадали.

В [12, 13] указывается, что по сравнению с металлами и полупроводниками исследование изоляторов, к которым принадлежит и аморфный кварц, сопровождается дополнительными экспериментальными трудностями, связанными с существованием электростатического заряда, образующегося на поверхности диэлектрика в процессе имплантации ионов и электронов при электронно-ионной бомбардировке этой поверхности. При этом образуются различные заряженные дефекты, как точечные, так и протяженные. Укажем на то, что большинство предпринимавшихся до сих пор попыток теоретического исследования течения жидкости в диэлектрических каналах, например [14], совершенно игнорируют влияние твердого диэлектрика на характер распределения зарядов в жидкости, что во многих случаях приводило к результатам, противоречащим экспериментальным данным. Между тем диэлектрик, образующий стенки канала, энергично адсорбирует заряды на своей поверхности. По приблизительным оценкам [15] в каналах из органического стекла потенциал адсорбированного заряда достигает нескольких сотен киловольт при внешних продольных управляющих полях с напряжениями от 10 до 15 кВ. При этом взаимодействие заряженной жидкости и заряженных стенок весьма существенно. Эта способность диэлектриков проявляется тем сильнее, чем меньше их проводимость. Внутреннее цилиндрическое, а следовательно, высокой степени неоднородности электрическое поле удерживает на стенках капилляра макроскопические пленки воды такой толщины, что они обеспечивают значительное сужение жидкостного канала, что делает возможным дополнительный подъем жидкости [1]. В [16] показано, что в U -образной трубке с $r_0 = 1$ мм, заполненной трансформаторным маслом, в колене, куда был введен высоковольтный игольчатый электрод, жидкость увеличила высоту при 26 кВ более чем в 40 раз. Отметим, что в [17] для предпробивной стадии под действием разрядного ЭП под металлическим электродом с полированной полусферической поверхностью диаметром 2,7 мм наблюдался подъем водного электролита в сосуде с $r_0 \rightarrow \infty$. При этом поверхность электролита принимала конусообразную форму и электрический пробой разрядного промежутка осуществлялся между электролитным “острием” и металлическим электродом.

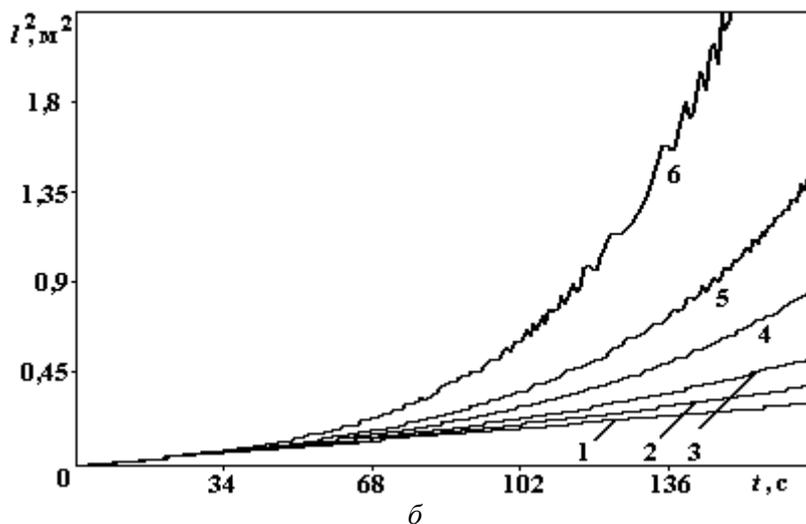
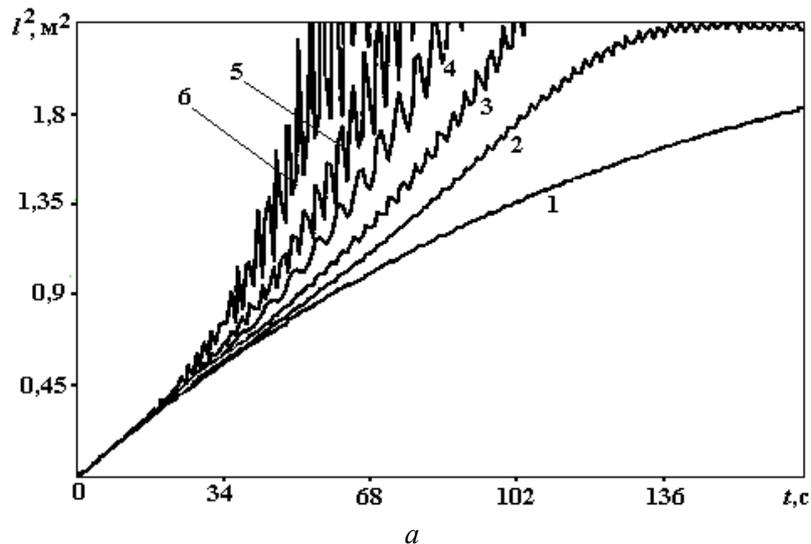
На рисунке $a, б$ представлены некоторые из полученных экспериментальным путем зависимости $l^2(t)$ при впитывании воды в капилляры разных радиусов в условиях наложения НЭП и без него при их горизонтальном расположении. Кинетика впитывания в вертикально расположенные капилляры без поля не исследовалась, поскольку 98% от максимальной высоты подъема жидкости достигается практически за время релаксации процесса к квазистационарному режиму. Длительность этого процесса составляет менее 1 с, то есть весь процесс впитывания в этом случае происходит настолько быстро, что отпадает необходимость интенсифицировать его в НЭП. При горизонтальном положении капилляров в каждом из опытов данной серии измерения проводились в одном и том же капилляре без поля и при наложении поля. В отсутствие поля график $l^2(t)$ для рассматриваемого интервала времени является, как и следует из теории соотношения (2), линейным лишь для капилляров с малым радиусом. Экспериментальные зависимости для капиллярной трубки большого радиуса не являются линейными. Это находится в согласии с результатами, полученными в [2], где отмечается, что в модели Порхаева не учтен противодействующий течению жидкости силовой член, который становится существенным при значительном возрастании длины смоченного участка l . Для описания процесса впитывания жидкости в длинный капилляр в [2] предложено модифицированное уравнение Порхаева для случая горизонтально расположенного капилляра

$$\frac{d^2l}{dt^2} + \frac{1}{l} \left(\frac{dl}{dt} \right)^2 + \frac{8\eta}{r^2\rho} \frac{dl}{dt} = \frac{2\sigma \cos\theta}{r\rho l} \left[1 - \left(\frac{l}{l^*} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где l^* – расстояние, на котором движение жидкости останавливается. Этот конечный предел течения определяется из выражения

$$l^* \equiv l \Big|_{t \rightarrow \infty} = \tau \left(\frac{2\sigma \cos\theta}{r\rho} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где τ – некоторый эмпирический коэффициент пропорциональности. Из соображений размерности он имеет размерность времени. Правая часть уравнения (7) показывает, каким образом происходит уменьшение движущей силы капиллярного впитывания по мере возрастания длины смоченного участка l . Такое изменение в [2] объясняется зависимостью динамического угла смачивания от l . К тому же при очень малых скоростях движения жидкости в широких горизонтальных капиллярах определенную роль играет деформация мениска под воздействием гравитационной силы. Он теряет правильную сферическую форму. Это подтверждается результатами работы [18], где показано, что внутри пористой цилиндрической ячейки с радиусом 2 – 3 мм сила тяжести заметно изменяет профиль мениска. Критерием этого влияния может служить отношение гидростатического давления ρgh к капиллярному $2\sigma/r_0$. Для приведенных значений радиусов ячеек этот критерий составляет 0,4 – 0,6. Понятно, что в этом случае влиянием силы тяжести на профиль мениска пренебрегать нельзя.



Впитывание воды в горизонтальные капиллярные трубки различных радиусов $r = 5 \cdot 10^{-4}$ (а) и $r = 5 \cdot 10^{-5}$ м (б). 1 – без поля и в НЭП; 2 – 5 кВ; 3 – 10 кВ; 4 – 17,5 кВ; 5 – 25 кВ; 6 – 40 кВ при $T = 293\text{K}$

Известно, что при всех иных разновидностях формы мениска всасывающая сила будет меньше и соответственно градиент капиллярного давления уменьшается настолько, что случайные ничтожные изменения противодействующих сил (осевшие на стенках капилляра гидрофобные пылинки, мешающие образованию перед мениском сплошных адсорбционных смачивающих α и β - пленок; адсорбированные на поверхности мениска из воздуха молекулы ПАВ, понижающие поверхностное натяжение воды; незначительное повышение давления воздуха при его сжатии в достаточно длинном капилляре; пузырьки паровоздушной смеси, появляющиеся при быстром движении жидкости за время релаксации впитывания, ее разрыва в случае медленного движения при отрыве основного столбика влаги от граничного слоя под действием силы тяжести и пульсациях его формы под воздействием на капилляр случайных звуковых волн или механических вибраций и другие факторы, не играющие заметной роли при быстром движении мениска), останавливают дальнейшее продвижение жидкости. Отметим, что для того, чтобы сдвинуть столбик жидкости между двумя пузырьками с места в капиллярной трубке, нужно приложить давление, превосходящее некоторое минимальное. Пороговая сила, необходимая для того, чтобы сдвинуть такой столбик с места, определяется формулой [19]

$$F^* = 2\pi r (\sigma_{31} - \sigma_{23}) = 2\pi r_0 \Delta\sigma, \quad (9)$$

где σ_{31} – поверхностное натяжение твердой фазы на границе с влажным воздухом; σ_{23} – поверхностное натяжение воды, контактирующей с твердым телом. Сила F^* в капилляре радиусом r_0 создает давление

$$\Delta P^* = F^* / \pi r_0^2 = 2\Delta\sigma / r_0. \quad (10)$$

По мере того как давление в капилляре будет повышаться до ΔP^* , поверхности, ограничивающие жидкую прослойку, будут изменять свою форму: одна – прогибаться, а другая – спрямляться. К моменту, когда избыточное давление достигнет величины ΔP^* , радиусы кривизны поверхностей, ограничивающие жидкостную прослойку, будут составлять R_1 и R_2 , что позволит представить

$$\Delta P^* = 2\sigma_{21} (1/R_1 - 1/R_2), \quad (11)$$

где σ_{21} – поверхностное натяжение воды, граничащей с паровоздушной средой. Понятно, что если в капилляре чередуются n газовых пузырьков и разделяющих их столбиков жидкости, то дополнительное давление, которое необходимо приложить для преодоления сопротивления смещению такого газожидкостного образования, должно возрасти в n раз.

График зависимости $l^2(t)$ для капилляра с большим радиусом при одинаковом значении времени идет выше по сравнению с капилляром меньшего радиуса. Это свидетельствует о большей скорости впитывания жидкости более широким капилляром. При этом отношение скоростей движения менисков при одинаковой длине столбиков l впитываемой жидкости соответствует закону Пуазейля. Как видно из рисунка, НЭП оказывает разное по величине ускоряющее действие на процесс впитывания воды во всей зоне действия поля. На первой стадии впитывания (время релаксации процесса к квазистационарному режиму) положение кривых $l^2(t)$ при включенном поле практически не отличается от аналогичных для опытов без поля на втором этапе (начало еще довольно быстрого квазистационарного режима), зависимости $l^2(t)$ в НЭП имеют вид колебательных кривых, постепенно уходящих вверх от кривой без поля. Это заметно особенно для капиллярной трубки большого радиуса. Для третьего периода (область медленного течения жидкости) кривые $l^2(t)$ в НЭП (рисунок, а) устремляются вверх. Их стремительность и начало находятся в зависимости от более высокого напряжения, приложенного к электродам, и большого радиуса капиллярной трубки. При этом амплитуды и частоты колебательных движений столбиков жидкости резко увеличиваются, причем колебания становятся нерегулярными. При подходе воды к игольчатому электроду кривые впитывания асимптотически приближаются к соответствующим вертикалям. Исключением является кривая, полученная при низком напряжении ($U = 5$ кВ), которая в большом капилляре достигает насыщения. Скорость впитывания в поле растет в связи с ростом второго слагаемого в уравнении (5). Более четко это явление наблюдается для капиллярной трубки большого радиуса, что свидетельствует о непостоянстве массовой силы $f(l)$, нарастающей по мере приближения жидкости к острию игольчатого электрода в связи с ростом действующих величин E и ∇E . В капиллярной трубке с радиусом на порядок меньшим влияние поля при том же напряжении и на том же интервале времени гораздо меньше. Отклонение от кривой без поля и колебания столбика начинаются намного позже, значительно меньшими становятся частота и амплитуда этих колебаний.

Увеличение скорости пропитки под действием поля в обоих капиллярах тем сильнее, чем больше l , то есть чем ближе мениск жидкости подходит к электроду – игле. В этих условиях наблюдается нарушение сплошности столбика жидкости, и она вылетает из устья капилляра (за исключением случая с низким напряжением $U = 5$ кВ) в виде струи капелек со скоростью, зависящей от величины напряжения поля между электродами. Раскачивающийся осциллирующий режим электрогидродинамического течения воды в капиллярных трубках, видимо, можно объяснить наличием ряда противоборствующих факторов, которые при перемещении мениска в области все большей неоднородности поля возрастают. На возможность возникновения колебательных движений жидкости в до-разрядных НЭП уже указывалось в [1]. На близких расстояниях от игольчатого электрода величины E и ∇E настолько возрастают, что возникают сначала коронный, а затем и искровой разряды между острием и приближающимся столбиком жидкости. Этому сопутствует появление налагающихся на предыдущие новых специфических конкурирующих эффектов. В этих условиях электрическое взаимодействие между приближающимся столбиком водного электролита и игольчатым электродом, вероятно, следует рассматривать в системе электродов острие – сферическая поверхность жидкого электрода.

С возникновением коронного разряда поверхности объемной и пленочной жидкости, примыкающие к мениску, а также стенки капилляра насыщаются ионами, одноименными со знаком потенциала коронирующего электрода. На мениск, объемную и пленочную воду воздействуют противоборствующие силы электростатического давления $0,5\varepsilon_0\varepsilon E^2$, возросшего поверхностного натяжения и электрического ветра (ЭВ). Одновременно в любом нормальном до разрядного промежутка сечении распределение плотности тока будет непостоянной, а неоднородность ЭП в направлении устья капилляра усилится. При этом смачиваемость заряженной внутренней поверхности капилляра улучшается [20], а возросшая неоднородность поля (∇E^2) [6, 11] способствует вытягиванию впереди мениска длинной макроскопической толщины цилиндрической пленки, что ведет к увеличению косинуса краевого угла смачивания и уменьшению сил трения. Это, естественно, ускоряет движение осевого столбика жидкости в капилляре. Но чем ближе подходит столбик жидкости к коронирующему электроду, тем сильнее возрастает ЭВ, а с ним и противодействующее движению давление на мениск. При этом он продавливается, а осевой столбик жидкости отталкивается назад в область меньшего воздействия ЭВ, оставляя за собой толстую цилиндрическую макроскопической толщины пленку объемной жидкости. Но возросшее лапласово и электростатическое давление снова толкают жидкость вперед, которая проскакивает прежнее положение и приближается к острию настолько, что КР вырождается в искровой разряд (ИР). Осцилляциям мениска в КР способствуют колебания пространственного заряда в коронном промежутке. Частота этих колебаний пропорциональна приложенному напряжению и находится в пределах $10^4 - 10^5$ Гц [21]. Их амплитуда существенно зависит от давления и рода газа и тем меньше, чем большую роль в механизме разряда играет ступенчатая ионизация.

С развитием ИР постепенно исчезает коронный ветер, также и обусловленные им эффекты. Но нарастают новые, еще в большей степени нестационарные процессы [22]. Еще в предпробивной области вследствие насыщения приповерхностного объема воды ионами и их взаимного отталкивания возникает электрическая сила, действующая противоположно силе поверхностного натяжения при горизонтальной поверхности (силам когезии). В случае вогнутой поверхности она суммируется с лапласовой силой мениска, способствуя дополнительному нарастанию скорости движения жидкости. При некоторой критической величине заряда q_k наступит преобладание электрической силы над силами поверхностного натяжения. В результате нарушается устойчивость поверхности жидкости. Визуально неустойчивость проявляется в деформациях мениска, выбросе высокодисперсных капелек с его поверхности. Они увлекаются отраженными от поверхности жидкости электрогазодинамическими потоками [23] и отбрасываются на стенки капилляра на разные, в том числе довольно значительные расстояния от поверхности жидкости. Иногда они оседают даже на коронирующем электроде, изменяя параметры КР и ЭВ [24]. Выброс струек и капелек наблюдается и с заряженных капелек.

При дальнейшем повышении напряженности поля ИР, вызванном продвижением жидкости к электроду, амплитуда и частота колебаний настолько увеличивается, что основной столбик при возвращении к положению равновесия разрывается на ряд более мелких частей. Между вторичными столбиками образуются пузырьки паровоздушной смеси, которые продвигаются вглубь капилляра, заполненного жидкостью. Это свидетельствует о том, что вода по смачивающей пленке, которая покрывает участок капилляра между менисками пузырьков, перекачивается в область большей неоднородности поля ближе к устью капилляра. Подобный эффект был отмечен и ранее [25] для тонких капилляров. В капиллярах больших диаметров в результате флуктуации толщины толстой неравномерной смачивающей пленки, а также уменьшения ее толщины, вследствие развития ИР не только по

оси трубки, но и по пленке, последняя испаряется. В результате вторичные столбики разрушаются и в виде крупных капель соскальзывают на поверхность мениска основного столбика.

С последующим увеличением напряженности ЭП увеличивается плотность тока ИР, а следовательно, и джоулев разогрев как смачивающей пленки, так и жидкости основного столбика. Это приводит к возникновению, с одной стороны, продольных и поперечных градиентов температуры, а с другой, – ведет к интенсификации движения жидкости, обусловленной струйным течением [26] и термоэлектрическими эффектами [27]. Но одновременно проявляются термоосмотические течения и уменьшение толщины смачивающей пленки вследствие ее испарения. Все эти явления действуют в противоположных направлениях относительно положения мениска жидкости, что вызывает изменение механизма колебаний уровня жидкости в капилляре.

В столбике жидкости за счет электролиза воды и ее объемных локальных вскипаний формируются сравнительно крупные пузыри, которые и далее существенно уменьшают ее плотность. Вместе с тем резкая интенсификация испарения жидкости с мениска столь же заметно увеличивает плотность пара, поскольку ЭВ уже не уносит ее. В результате эффекта Эвершеда возникает относительное движение жидкости и пузырьков, что стимулирует перетекание части жидкости из области слабого в область сильного поля.

С переходом ИР в более насыщенную форму (при дальнейшем приближении жидкости к электроду) стремительно увеличивается джоулев разогрев всех трех фаз, что вызывает изменение их физических свойств, включая плотность и поверхностное натяжение. Существенным фактором является очень быстрое и полное испарение смачивающей пленки как за счет выделения в ней джоулевого тепла в количестве, достаточном для реализации интенсивного высокотемпературного испарения, так и выбивания высокоэнергетическими ионами и атомами кластеров воды с числом молекул воды вокруг протонов и ионов, достигающим 50 и более [28]. Визуально это проявлялось появлением на короткое время тумана. После его исчезновения, видимо, за счет испарения микрокапелек и кластеров, ИР прекращался (хотя ЭП не выключалось), поскольку резко возрастало сопротивление как сухих стенок капилляра, так и осушенной газовой среды. Но при этом настолько же значительно возросла неоднородность ЭП вдоль стенок и в объеме канала капилляра. Толстая пленка воды по стенке стремительно вытягивалась к электроду, а за ней так же быстро продвигался и столбик жидкости. Как только расстояние между столбиком воды и электродом сокращалось до пробивного, следовал импульс конденсированного ИР. После этого реализовывались предыдущие процессы, и столбик снова резко отступал, а затем в силу действия предшествующих факторов влияния снова продвигался ближе к острию.

При дальнейшем незначительном увеличении напряженности поля энергия плазменного импульса возрастала настолько, что разрушалась пленка адсорбированной влаги, а материал стенки капилляра подвергался электроискровой эрозии. Удар высокоскоростного импульса плазмы о поверхность воды обеспечивал выплескивание воды на стенки, а отдельные капли вылетали за пределы капилляра. Происходящие процессы способствуют развитию неупорядоченных колебаний столбика воды с настолько возрастающими частотами и амплитудами, что вода начинает выбрасываться из устья широкого капилляра в виде отдельных порций.

Таким образом, расположение кривых $I^2(t)$ без поля и в поле, несомненно, свидетельствует о значительном влиянии НЭП на перенос массы жидкости в капилляре. При одинаковых значениях U влияние поля проявляется сильнее при впитывании в капилляр с большим радиусом. Это объясняется тем, что значение $\Delta p = 2\sigma \cos\theta / r_0$ в выражении (5) падает при росте r_0 , в то время как второй член в квадратных скобках, связанный с действием НЭП, для достаточно широких капиллярных трубок от радиуса капилляра не зависит. Следовательно, его удельный вес в таких капиллярах значительно больше. Отсюда следует, в частности, что существенного ускорения капиллярной пропитки можно достичь как раз для таких впитывающихся жидкостей, когда значения Δp малы (плохое смачивание, низкое межфазное натяжение, большие радиусы капилляров). Полем можно удерживать и перемещать в капилляре несмачивающую внутреннюю поверхность жидкости ($\theta > 90^\circ$) при условии, что отрицательные значения Δp компенсируются положительными значениями второго слагаемого выражения (5). С другой стороны, меняя знак поля, можно препятствовать вхождению смачивающей жидкости в капилляры. Следовательно, НЭП создает возможность управления процессами капиллярной пропитки в нужном для практики направлении. Особенно заметно действие поля на конечной стадии впитывания, когда обычный процесс протекает медленно.

Представить аналитически зависимости $I^2(t)$ при различных значениях $E(l)$ и $\nabla E(l)$ пока затруднительно в связи с отклонением реальных значений этих величин внутри кварцевых капилляров

от рассчитанных по уравнению (6), а также с не учитываемом теорией влиянием НЭП на краевой угол смачивания. Интересно оценить роль капиллярных волн на поверхности мениска и тонкого применискового слоя смачивающей проводящей пленки заряженной воды [29], которые облегчают условия возникновения неустойчивости заряженной поверхности жидкости. Существенным могут оказаться также явления генерации и интенсивное развитие автоколебаний столбика жидкости в капилляре, в особенности с приближением мениска к игольчатому электроду, а также возникновение и эволюция вихревых структур над мениском в парогазовой фазе при существовании КР и ИР. Аналогичные течения жидкости или газа под влиянием различных факторов, когда горизонтальная составляющая поля скорости существенно преобладает над вертикальной, играют важную роль как в природных явлениях (атмосферные явления, передвижение почвенных вод, океанические течения), так и в многочисленных технологических процессах. В последние годы подобные течения в тонких слоях жидкости широко исследуются в лабораторных условиях [30].

Таким образом, НЭП, в особенности разрядные поля, могут существенно влиять на кинетику капиллярного впитывания жидкостей в широкие капилляры, являющиеся моделью пористых структур. Применение НЭП наиболее эффективно в случае медленно идущего самопроизвольного капиллярного впитывания. Полученные результаты свидетельствуют о том, что НЭП могут быть использованы для управления капиллярной пропиткой или капиллярным отсасыванием жидкостей с достаточно высокой диэлектрической проницаемостью. В разрядных полях, когда капля или столбик воды приобретают заряды одного знака, происходит значительное изменение свойств воды вследствие обогащения окислами азота, озоном, абсорбции различных продуктов разряда [1], что способствует улучшению питания растений и других объектов живой природы за счет насыщения природных вод указанными продуктами при грозах и передвижению влаги в сильных атмосферных полях.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Полищук Н.В., Панченко И.М., Панченко М.С., Карпович И.Н.* Эффекты воздействия и последствий электрических полей на поднятие воды в макрокапиллярах // *Электронная обработка материалов.* 2002. № 4. С. 54 – 67.
2. *Колисниченко В. И.* Течение жидкости в длинном капилляре // *Инженерно-физический журнал.* 1989. Т. 57. № 2. С. 227 – 232.
3. *Порхаев А.П.* Кинетика впитывания жидкостей элементарными капиллярами // *Коллоидный журнал.* 1949. Т. 11. № 5. С. 346 – 353.
4. *Карпович И.Н., Панченко М.С., Панасюк А.Л., Чураев Н.В.* Влияние неоднородных электрических и магнитных полей на впитывание жидкости капиллярно-пористыми телами // *Электронная обработка материалов.* 1982. № 4. С. 62 – 66.
5. *Карпович И.Н., Чураев Н.В., Панченко М.С., Панасюк А.Л.* Ускорение капиллярной пропитки внешним неоднородным электрическим полем // *Коллоидный журнал.* 1982. Т. 44. № 6. С. 1044 – 1050.
6. *Панасюк А.Л., Панченко М.С., Старов В.М., Чураев Н.В.* Влияние неоднородного электрического и магнитного поля на внутренний массоперенос в капиллярно-пористых телах // *Инженерно-физический журнал.* 1989. Т. 57. № 2. С. 227 – 232.
7. *Соболев В.Д., Чураев Н.В., Velarde H.G., Зорин З.М.* Динамические краевые углы воды в ультратонких порах // *Коллоидный журнал.* 2001. Т. 63. № 1. С. 127 – 131.
8. *Соболев В.Д., Сумм Б.Д.* Возвратное течение водных растворов смесей ПАВ после их капиллярного поднятия // *Коллоидный журнал.* 2001. Т. 63. № 6. С. 839 – 844.
9. *Ершов А.П., Зорин З.М., Соболев В.Д., Чураев Н.В.* Кинетика движения пузырька газа в капилляре // *Коллоидный журнал.* 2001. Т. 63. № 2. С. 200 – 207.
10. *Кисилев Ю.Б., Горюнов Ю.В., Деньщикова Г.И., Пентин В.Ю., Сумм Б.Д.* Кинетические закономерности вытеснения предельных углеводородов и вазелинового масла водой из стеклянных капилляров // *Инженерно-физический журнал.* 1982. Т. 44. № 2. С. 223 – 228.
11. *Карпович И.Н.* Интенсификация массообмена в пористых телах при наложении неоднородных электрических и магнитных полей // *Дис. канд. физ.-мат. наук.* Киев, 1982.
12. *Богомолова Л.Д., Жачкин В.А.* Парамагнитные центры в ион-имплантированных неорганических стеклах // *Физика и химия стекла.* 1998. Т. 24. № 1. С. 3 – 30.

13. Пух В.П., Байкова Л.Г., Иванов–Омский В.И., Звонарева Т.К. Влияние ионной бомбардировки на прочность стекол // Физика и химия стекла. 1998. Т. 24. № 5. С. 648 – 651.
14. Копылов Г.Н. Ламинарное течение заряженной жидкости в плоской трубе под действием внешнего электростатического поля // Журнал технической физики. 1963. Т. 24. Вып. 11. С. 1975 – 1982.
15. Денисов А.А., Нагорный В.С. Электрогидро- и электрогазодинамические устройства автоматики. Л., 1979.
16. Янтовский Е.И., Апфельбаум М.С. Струйные течения слабопроводящих диэлектрических жидкостей, вызванных неоднородным электрическим полем // Магнитная гидродинамика. 1983. № 4. С. 99 – 103.
17. Дураджи В.Н. Об электрическом импульсном разряде между металлическим и электролитным электродами // Электронная обработка материалов. 2001. № 3. С. 22 – 26.
18. Зорин З.М., Корнильев И.Н., Чураев Н.В. Интерференционное измерение краевых углов мениска внутри пористой цилиндрической ячейки // Коллоидный журнал. 1984. Т. 46. № 2. С. 254 – 261.
19. Гегузин Я.Е. Пузыри. М., 1985.
20. Цыгельный И.М., Тынный А.Н. О влиянии электрического заряда поверхности полимера на ее взаимодействие с жидкой средой // Коллоидный журнал. 1977. Т. 39. № 5. С. 1001 – 1004.
21. Песков В.Д. Об осцилляциях тока в положительном коронном разряде // Журнал технической физики. 1975. Т. 45. Вып. 12. С. 2552 – 2556.
22. Остроумов Г.А. К вопросу о гидродинамике электрических разрядов // Журнал технической физики. 1954. Т. 24. Вып. 10. С. 1915 – 1921.
23. Болога М.К., Руденко В.М. Об интенсификации испарения жидкости под воздействием электрического поля // Электронная обработка материалов. 1975. № 3. С. 37 – 40.
24. Григорьев А.И., Голованов А.С., Григорьева И.Д. О критических условиях возникновения огней св. Эльма // Электронная обработка материалов. 2001. № 1. С. 21 – 30.
25. Карпович И.Н., Чураев Н.В., Панченко М.С. Влияние поля коронного разряда на испарение жидкостей из капилляров // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 41. № 6. С. 1049 – 1056.
26. Штернер С.Р. Возникновение струйного течения закритических водных растворов электролитов при джоулевым разогреве в тонких капиллярах // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 40. № 2. С. 213 – 217.
27. Саранин В.А. Движение жидкости, обусловленные термоэлектрическими эффектами // Электронная обработка материалов. 2001. № 1. С. 30 – 34.
28. Николаев Е.Н., Танцырев Г.Д., Сараев В.А. Вторичная эмиссия кластеров воды на ионах щелочных металлов // Журнал технической физики. 1976. Т. 46. Вып.10. С. 2184 – 2187.
29. Алиев А.И., Мильвидский А.Р., Наумов И.А. Капиллярные волны на поверхности тонкого слоя заряженной проводящей жидкости // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 5. С. 86 – 87.
30. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З., Гак М.З. Применение МГД-эффектов в электролитах для моделирования вихревых процессов в природных явлениях и при решении инженерно-физических задач // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 5. С. 186 – 196.

Поступила 12.01.03

Summary

Discharging fields can make essential influence on water transference in broad quartz macrocapilars thanks to interaction of three phases and influence on them outside nonuniform electric fields. Influence effects of fields on this fact are conditioned by considerable change of surface and volume properties of moisture and solid phases.

К РАСЧЕТУ ВЕТРОВОГО ЭЛЕКТРОГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА

*Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD–2028, Республика Молдова
*Аграрный Государственный университет РМ,
ул. Мирчеишь, г. Кишинев, MD–2049, Республика Молдова*

Работа электрогазодинамического (ЭГД) генератора основана на вынужденной прокачке заряженной жидкой среды и получении на этом принципе электроконвективного тока – $\rho \vec{v}$ [1, 2]. Незначительный к.п.д. таких генераторов из-за больших энергетических затрат на прокачку жидкости продолжает быть существенным тормозом на пути широкого их внедрения.

Однако положение меняется, когда прокачка среды осуществляется за счет естественных природных сил в первую очередь, за счет ветра. Здесь, очевидно, вопрос о к.п.д. не играет первостепенную роль, энергетические затраты на прокачку при высокой рентабельности генератора выпадают из рассмотрения.

Принципиальная возможность создания ветрового ЭГД–генератора рассматривалась в [3]. Однако здесь имеются трудности другого характера, связанные с тем, что эффективность такого генератора на чистом воздухе, ионизированном, например, за счет коронного разряда, мала из-за большой подвижности ионов воздуха, а следовательно, малой их “парусности” [3]. Поэтому ветровые ЭГД – генераторы эффективны, когда носителями заряда являются аэрозольные частицы, вследствие чего возникают новые трудности, связанные с получением таких аэрозолей. В результате, казалось бы, столь перспективные идеи не получили своего развития даже в части первоначальных расчетов принципиального характера.

Будучи убежденными в перспективности ветровой ЭГД энергетики как в научном, так и практическом аспектах, нами были рассмотрены [4] и проанализированы некоторые физические вопросы по ветровому ЭГД – генерированию электроэнергии.

В данной работе приводится расчет ветрового ЭГД генератора в упрощенном варианте с целью последующего создания экспериментальной базы для исследования затронутых вопросов.

Схема ЭГД–генератора представлена на рис. 1 и включает эмиттер заряженных коллоидных частиц 1, коллектор заряда 2; источник питания высокого напряжения для создания коронного разряда и зарядки частиц 3; систему регулирования 4; нагрузку 5.

Работа генератора описывается следующей системой уравнений:

$$I = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{dE}{dx} (\nu - aE) \cdot S, \quad (1)$$

$$E = -\frac{d\varphi}{dx}, \quad (2)$$

$$\varphi|_{x=0} = \varphi_0; \quad \varphi|_{x=L} = 0. \quad (3)$$

В рассматриваемом упрощенном варианте решения системы (1) – (3) в уравнении (1) пренебрегаем в скобках вторым слагаемым по сравнению с первым. Такое приближение можно оправдать, исходя из оценочных соображений, полагая $\nu \sim 1$ м/с, подвижность аэрозольных частиц

$a \sim 10^{-9} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [5] при напряженностях поля $E \leq E_{\text{пр}} = 3 \cdot 10^6 \text{ В/ч}$, где $E_{\text{пр}}$ – пробивная прочность воздуха. В результате получим $aE/v \sim 10^{-3} \ll 1$.

С учетом сказанного решение системы (1) – (3) будет иметь вид

$$\varphi(x) = \left(\varphi_0 + \frac{I \cdot Lx}{2\varepsilon_0 \varepsilon G} \right) \left(1 - \frac{x}{L} \right), \quad (4)$$

$$E(x) = \frac{\varphi_0}{L} - \frac{I \cdot L}{2\varepsilon_0 \varepsilon G} \left(1 - \frac{2x}{L} \right), \quad (5)$$

где введено обозначение для расхода среды $G = v \cdot S$.

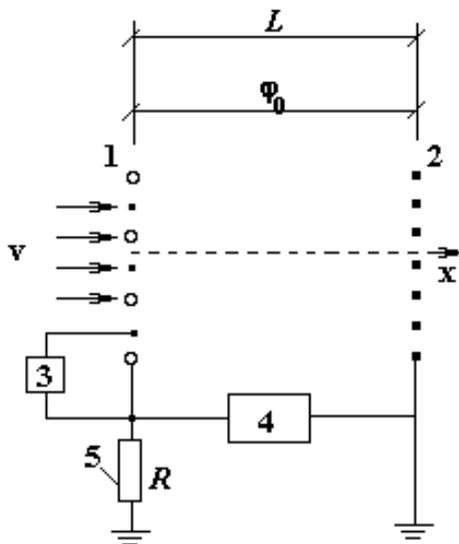


Рис.1. Схема ЭГД-генератора

Можно также найти плотность объемных зарядов $\rho = \varepsilon_0 \varepsilon E'$:

$$\rho = \frac{I}{G} - \quad (6)$$

очевидный результат, который показывает, что знак тока I совпадает со знаком ρ , то есть со знаком короны. Считая, например, корону положительной, устанавливаем, что в (4) и (5) $I > 0$.

Из (4) следует, что распределение потенциала вдоль ЭГД-канала параболично, причем напряжение, развиваемое генератором $\varphi(0) - \varphi(L) = \varphi(0) = \varphi_0$, однако следует иметь в виду, что это не потенциал коронирующего электрода (при $\rho > 0$ – положительный), а его противоэлектрода (см. рис.1 – кружки на эмиттере). Таким образом, при положительной короне $\varphi_0 < 0$, и наоборот.

Зависимость (5) для $E(x)$ при положительной короне будет иметь вид, представленный на рис. 2.

Ввиду того, что в межэлектродном пространстве напряженность электрического поля отрицательна, поток положительных зарядов будет тормозиться и, действительно, их движение будет осуществляться за счет сторонних сил – сил ветра, что объясняет физическую суть ЭГД – генерирования, то есть ЭГД ЭДС.

Если же корона отрицательна, то, как уже отмечено, $I < 0$, но $\varphi_0 > 0$, и график $E(x)$ является зеркальным отображением нижней части рис. 2.

Найдем мощность ЭГД-генератора, выразив силу тока через напряженность эмиттера E_3 . Для этого из (5) найдем (полагая $\rho > 0$)

$$E_3 = -\frac{U}{L} - \frac{I \cdot L}{2\varepsilon_0 \varepsilon G}; E_k = -\frac{U}{L} + \frac{I \cdot L}{2\varepsilon_0 \varepsilon G}, \quad (7)$$

где $U \equiv -\varphi_0 > 0$.

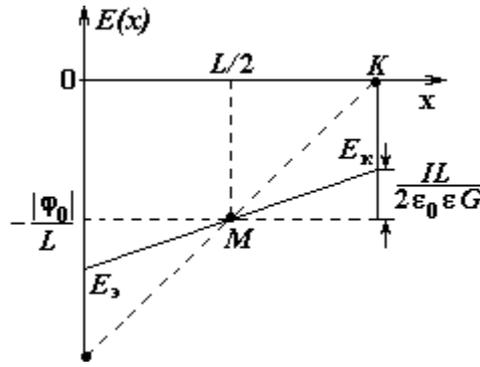


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля между электродами ветрового электрогазодинамического генератора

Из (7) для силы тока I , напряжения U , сопротивления $R = U/I$ и мощности $W = IU$ ЭГД генератора имеем

$$I = A(1-m); \quad U = B(1+m); \quad R = C \frac{1+m}{1-m}; \quad W = D(1-m^2), \quad (8)$$

где

$$A \equiv \varepsilon_0 \varepsilon G |E_3| / L, \quad B \equiv L |E_3| / 2; \quad C \equiv L^2 / 2 \varepsilon_0 \varepsilon G; \quad D \equiv \frac{\varepsilon_0 \varepsilon G E_3^2}{2}, \quad m \equiv E_k / E_3, \quad (9)$$

причем $0 \leq m \leq 1$, $E_3 < 0$.

Из формулы (8) находим величину m :

$$m = \frac{R-C}{R+C} \quad (10)$$

и, подставляя ее в остальные формулы (8), выразим характерные параметры процесса через сопротивление R , в частности, мощность:

$$W = 4DC \frac{R}{(R+C)^2} = \frac{L^2 E_3^2}{4} \frac{R}{(R+C)^2}. \quad (11)$$

Отсюда $W|_{R=0} = 0$, $W|_{R \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, то есть $W(R)$ имеет максимум, который находим из условия $W' = 0$:

$$R_0 = C = \frac{L^2}{2 \varepsilon_0 \varepsilon G}; \quad W_{\max} = D = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon G E_3^2}{2}, \quad (12)$$

причем согласно (10) максимум мощности генератора оказывается при $m = 0$, то есть при $E_k = 0$.

Оптимальный график $E(x)$ показан на рис.2 пунктиром. В процессе изменения режима работы генератора прямая $E(x)$ поворачивается вокруг точки M , вообще говоря, с одновременным ее перемещением по вертикали. В горизонтальном положении ($E = \text{const}$) $m = 1$ и $I = 0$; $W = 0$. По мере убывания m до нуля мощность увеличивается до значения D , затем снова уменьшается, несмотря на увеличение I . Причем как только точка K переходит в область положительных значений ($E(x) > 0$), режим работы ЭГД системы – смешанный: в области $E(x) < 0$ – генераторный, а при $E(x) > 0$ – насосный. Этим можно объяснить оптимальность режима генерирования при $m = 0$ (точка K на пересечении осей OX и $x = L$).

Кривая $W(R)$ имеет точку перегиба при $R = 2C$, после которой начинается асимптотический спад мощности. На рис. 3 показан график зависимости $W(R)$ при соответствующих числовых данных, указанных на рисунке. Там же приведена зависимость разности потенциалов $U(R)$, получаемая подстановкой (10) в (8):

$$U(R) = 2B \frac{R}{R+C}. \quad (13)$$

Это монотонно возрастающая зависимость асимптотически стремится к

$$U_{\infty} = 2B = L \cdot |E_3|. \quad (14)$$

Таким образом, найдены основные характеристики ветрового ЭГД–генератора. Установлены существование оптимального режима работы ЭГД–генератора и количественные критерии этого режима в виде равенств (12).

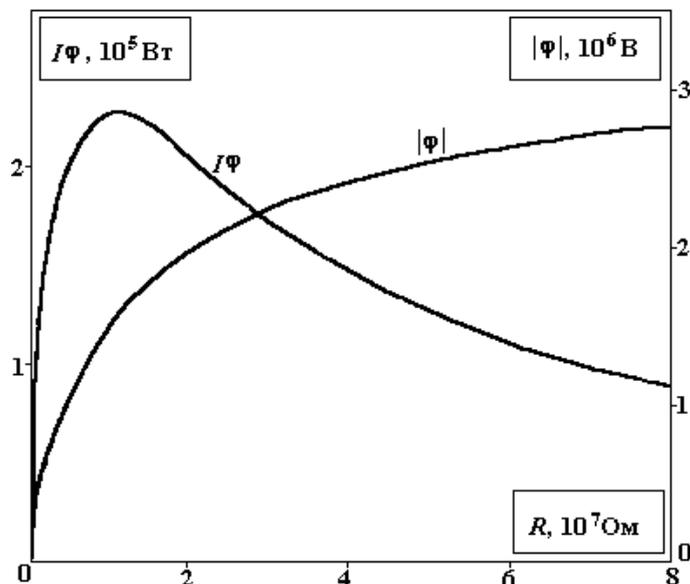


Рис.3. Зависимость мощности $I\phi$ и напряжения ϕ ЭГД генератора от сопротивления нагрузки R при $\varepsilon_0\varepsilon = 10^{-11} \text{ Ф/м}$; $\nu = 5 \text{ м/с}$; $S = 10^3 \text{ м}^2$; $E_3 = 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$; $L = 1 \text{ м}$;

На основе приведенного расчета можно перейти к техническому проектированию и созданию действующей модели ветрового ЭГД–генератора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рубашов И.Б., Бортников Ю.С. Электрогазодинамика. М., 1971.
2. Мелчер Дж. Электрогидродинамика // Магнитная гидродинамика. № 2. 1974. С. 3–30.
3. Ветроэнергетика / Под ред. Д. Де Рензо: Пер. с англ. / Под ред. Я.И. Шефтера. М., 1982.
4. Кожухарь И.А., Болога М.К. Ветровой электрогидродинамический генератор // Электронная обработка материалов. 2002. № 5. С. 67 – 69.
5. Верещагин И.П., Левитон В.И., Мирзабемян Г.З., Пашин М.М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М., 1974.

Поступила 25.02.03

Summary

Calculation of the wind EHD generator is presented. Theoretical dependencies of current, voltage and power on resistance of load, wind velocity and other parameters of the generator are given. Conditions of optimal generator mode at which the output power achieves its maximum value are found.

О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНУЮ КАВИТАЦИЮ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
просп. Октябрьский, 43А, г. Николаев, 54018, Украина*

Высоковольтный электрический разряд в жидкости сопровождается целым рядом физико-химических явлений, одним из которых является электроразрядная кавитация.

При использовании электроразрядной кавитации в разрядно-импульсных технологиях обеззараживания воды, отбеливания льняных волокон, отмывания шерсти и др. [1, 2] возникает вопрос о технологических факторах, влияющих на ее характеристики.

Цель данной работы – исследование влияния отдельных элементов и характеристик технологических установок на параметры электроразрядной (ЭР) кавитации.

Проведен анализ возможных схем заряда-разряда конденсатора; конструктивных особенностей электродной системы; влияния концентрации соли в растворе на удельное сопротивление среды; влияния величины напряжения и емкости конденсатора; влияния удельного сопротивления рабочей среды; влияния уровня рабочей среды над электродной системой; влияния рабочей поверхности; влияния частоты следования разрядных импульсов.

Методика эксперимента

Электроразрядная кавитация генерировалась в разрядной камере прямоугольного сечения с электродами типа острие–плоскость, схема которой представлена на рис. 1. Боковые панели из органического стекла позволяли осуществлять визуальное наблюдение за процессом разряда и кавитации.

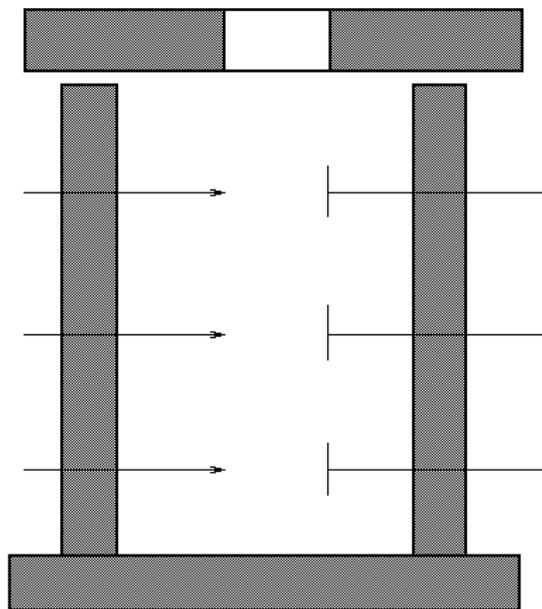


Рис. 1. Схема электроразрядной камеры

Камера обеспечивала возможность оценки интенсивности ЭР кавитации при изменении глубины расположения электродов; уровня рабочей среды ($H_{ур}$) над электродной системой; поверхности рабочей среды (S).

Последняя характеристика изменялась переводом камеры из вертикального положения в горизонтальное.

Установлено, что на завершающей стадии ЭР кавитации образуется значительное количество газовых пузырьков различных размеров, которые визуально достаточно точно регистрируются. Их количество пропорционально интенсивности ЭР кавитации. Поэтому эффективность ЭР кавитации оперативно оценивалась по коэффициенту $K_{\%}$, который определялся отношением площади, занятой кавитационными пузырьками, к общей площади окна наблюдения (в процентах). Коэффициент $K_{\%}$ определяли визуально от 0 до 100 при помощи трафарета с окном $100 \times 100 \text{ мм}^2$, с нанесенными горизонтально и вертикально шкалами, закрепленного на боковой стенке камеры симметрично осям электродной системы.

В случаях, когда оценка по $K_{\%}$ затруднена, применяли йодометрическую оценку ЭР кавитации по выделению J_2 из раствора КJ. Концентрация КJ в исходном рабочем растворе составляла 1 г/л. Пробы для измерения выделившегося J_2 отбирали через 500 – 1000 импульсов. Количество выделившегося J_2 определяли объемным титрованием тиосульфатом натрия, используя в качестве индикатора крахмал [3]. Этот метод хорошо изучен в работах М.А. Маргулиса для количественной оценки кавитации, возбуждаемой ультразвуком [4], а также в работе [5].

Результаты и обсуждение

Рассмотрено влияние схем зарядного и разрядного контуров, представленных на рис. 2, на интенсивность ЭР кавитации. Результаты исследований приведены в табл. 1. Схемы 1, 1А, 2, 2А обеспечивали заряд конденсатора C через воду, а схемы 3, 3А, 4, 4А – заряд конденсатора по обычной (прямой) схеме. Буквосочетание "бэп" означает, что разряд происходил без электрического пробоя.

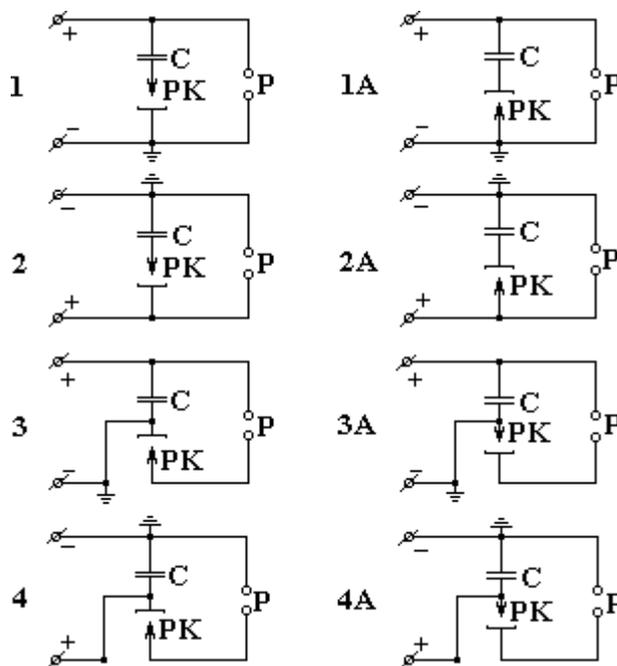


Рис. 2. Схемы исследований заряда – разряда конденсатора:

C – конденсатор, P – разрядник, PK – разрядная камера; \perp – точка заземления схемы

Эксперименты проводились при следующих параметрах:

- | | |
|---|----------------|
| – длина разрядного промежутка l_p | – 15 мм |
| – емкость конденсатора C | – 0,4 мкФ |
| – удельное сопротивление рабочей среды, ρ | – 19,5 Ом · м |
| – уровень среды над электродной системой H_{yp} | – 30 мм |
| – напряжение на конденсаторе U_0 | – 17,5 – 25 кВ |
| – частота следования разрядных импульсов f | – 0,5 имп/с |
| – расположение камеры | – вертикальное |

При проведении исследований параметры зарядного контура и разрядного оставались неизменными, кроме оговоренных особо.

По данным экспериментов эффективны схемы 1А, 2, 3, 4А, однако наиболее приемлемая для лабораторных исследований схема 3, для технологического использования – схемы 2 и 3.

Конструктивные особенности электродной системы также оказывают значительное влияние на интенсивность ЭР кавитации (рис. 3).

Таблица 1. Влияние схем зарядного и разрядного контуров на интенсивность ЭР кавитации

U_0 , кВ	Уровень ЭР кавитации, $K_{\%}$							
	Номер схемы							
	1	1А	2	2А	3	3А	4	4А
17,5								
20,0	бэп	17	17	бэп	17	бэп	бэп	17
22,5	бэп	27	25	бэп	27	бэп	бэп	27
25,0	бэп	37	37	бэп	37	бэп	бэп	37

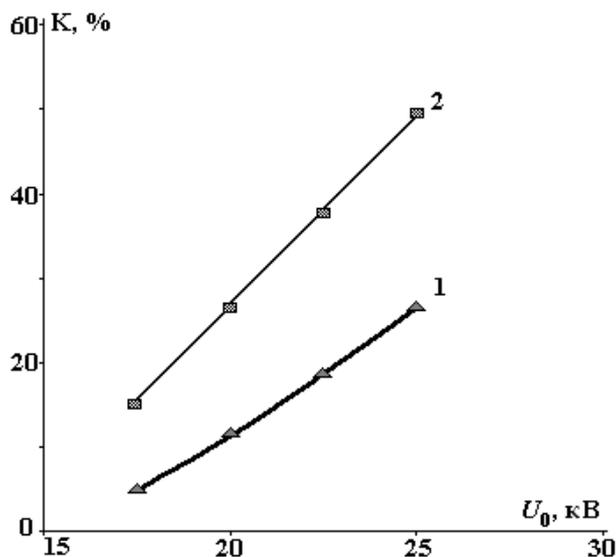


Рис.3. Влияние конструкции электродной системы на уровень ЭР кавитации ($K_{\%}$).
1 – электрод жестко закреплен, 2 – электрод подвижен

Исследовались две конструктивные схемы электродной системы: острие – неподвижная плоскость (жестко закрепленные электроды), и острие – подвижная плоскость (отрицательный электрод подпружинен).

Интенсивность ЭР кавитации для подвижной электродной системы при различных напряжениях конденсатора в 2,2 –3 раза выше, чем для жестко закрепленной.

Рассмотрено влияние концентрации солей в растворе на удельное сопротивление (ρ) среды. Результаты представлены в табл. 2.

Таблица 2. Зависимость ρ растворов от концентрации солей KJ, NaCl, KJ + NaCl

Раствор	г/л	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,5	2,0	4,0	8,0
KJ	Ом·м	194	78	48	35	25	21,7	18,5	14,5	13,9	11,9	10,5	7,5	5,4	3,3	1,67
NaCl	Ом·м	120	62	32	15	13	10	8,4	7	6,5	5,7	5,2	3,4	2,5	1,4	0,8
<i>Раствор 1,0 г/л KJ + (0,05–8,0 г/л) NaCl</i>																
KJ+NaCl	Ом·м	19,8	18,3	15,5	12,5	12,0	10,7	9,25	8,45	8,12	7,10	6,80	5,25	4,17	2,35	1,40
<i>Раствор 1,5 г/л KJ + (0,05–8,0 г/л) NaCl</i>																
KJ+NaCl	Ом·м	14	13	12	11	10	9	8	7,2	7	6,3	6	4,6	3,8	2,2	1,3
<i>Раствор 2,0 г/л KJ + (0,05–8,0 г/л) NaCl</i>																
KJ+NaCl	Ом·м	11	10	9,7	8,2	7,8	7,3	6,6	6,2	5,9	5,6	5,3	4,4	3,5	2,4	1,4

Как видно из табл. 2, при добавлении в дистиллированную воду соли KJ удельное сопротивление раствора многократно снижается, и его значение при экспериментальных концентрациях от 0,5 до 1,5 г/л составляет от 21,7 до 7,5 Ом·м. Удельное сопротивление раствора достигает значений, соответствующих промышленным и обеспечивающих достаточное газовыделение в предпробойной стадии разряда для интенсивной ЭР кавитации в послеразрядной стадии и оценки уровня ЭР кавитации йодометрическим методом (по выделению J_2 из раствора KJ).

Рассмотрено влияние удельного сопротивления среды на интенсивность ЭР кавитации ($K\%$) при $U_0 = 22,5$ кВ. Результаты представлены на рис. 4.

С увеличением удельного сопротивления среды уровень ЭР кавитации возрастает.

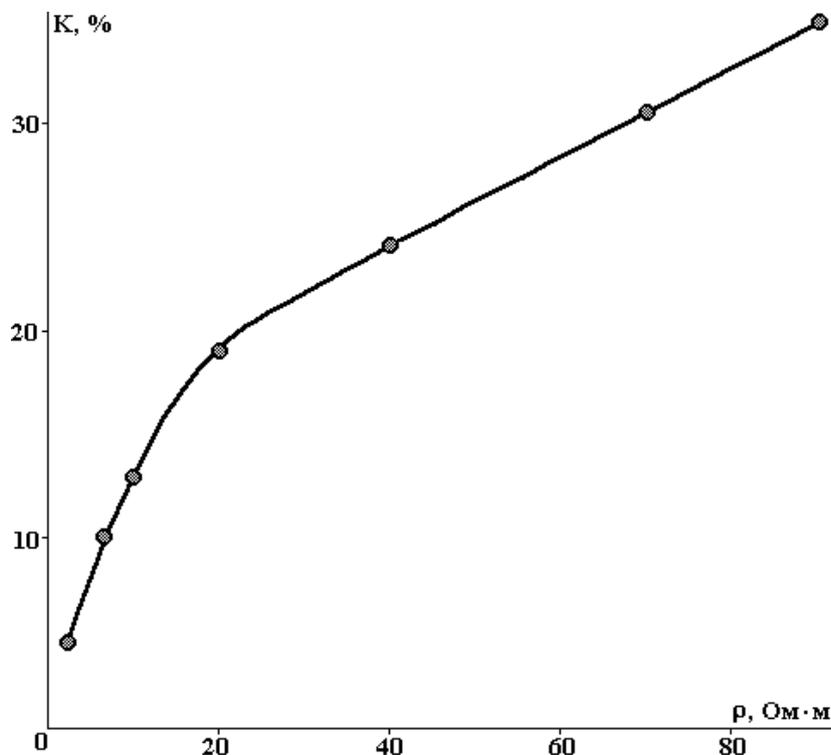


Рис. 4. Зависимость интенсивности ЭР кавитации ($K\%$) от удельного сопротивления среды

Рассмотрено влияние уровня среды (H_{yp}) над электродной системой на интенсивность ЭР кавитации при изменении напряжения конденсатора, камера расположена горизонтально, емкость конденсатора – 0,65 мкФ. Результаты представлены на рис. 5.

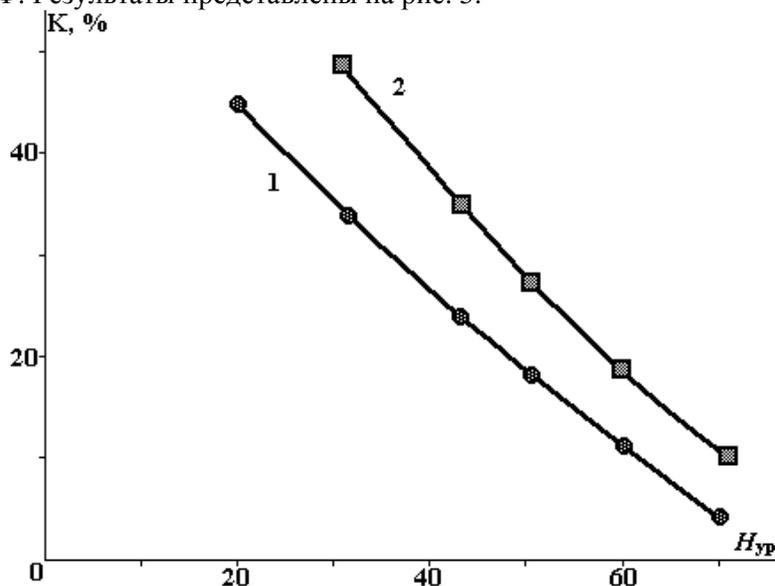


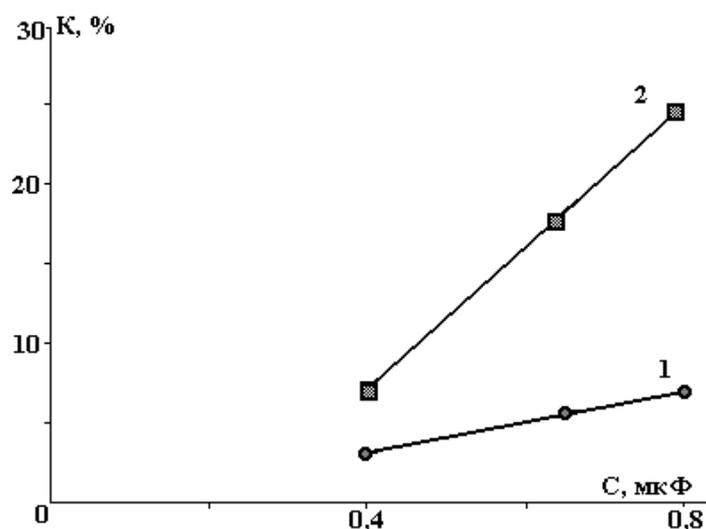
Рис. 5. Зависимость ЭР кавитации ($K\%$) от уровня среды (H_{yp}) над электродной системой..

1 – $U_0 = 22,5$ кВ, 2 – $U_0 = 25$ кВ

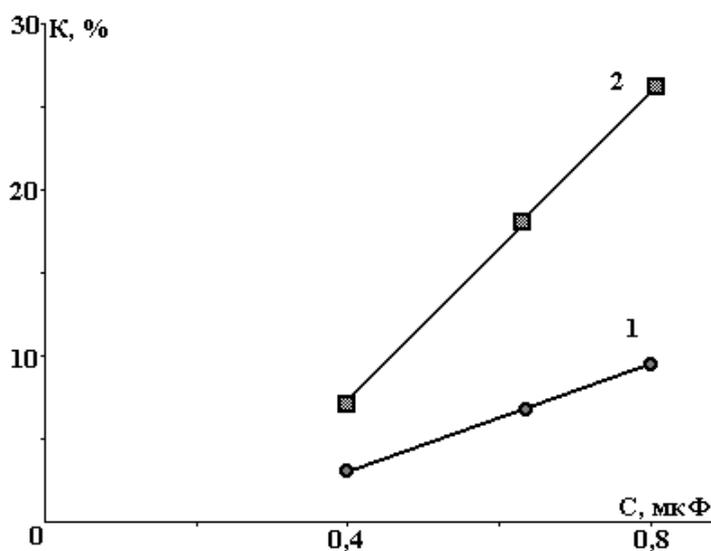
С увеличением напряжения уровень ЭР кавитации возрастает. С увеличением уровня жидкости над разрядным промежутком интенсивность ЭР кавитации уменьшается.

Влияние площади свободной поверхности среды (S) на интенсивность ЭР кавитации достаточно велико. При зафиксированном $H_{ур} = 50$ мм и варьировании напряжения заряда конденсатора это хорошо заметно.

При вертикальном расположении камеры площадь поверхности $S_B = 3,6$ дм², при горизонтальном $S_{Г} = 10,2$ дм². С увеличением площади свободной поверхности интенсивность ЭР кавитации возрастает в несколько раз. На рис. 6 представлена зависимость уровня ЭР кавитации от величины поверхности (зеркала) среды при вертикальном и горизонтальном расположении камеры.



а



б

Рис.6. Зависимость интенсивности ЭР кавитации от величины свободной поверхности среды при $U_0 = 22,5$ (а) и 25 кВ (б).

1 – вертикальное, 2 – горизонтальное расположение камеры

На рис. 7 продемонстрировано влияние количества разрядных импульсов на ЭР кавитацию при различных емкостях конденсатора. При увеличении количества разрядных импульсов и энергии уровень концентрации J_2 увеличивается, то есть наблюдается пропорциональная зависимость.

На рис. 8 представлены результаты влияния частоты следования разрядных импульсов f на интенсивность кавитации при $U_0 = 22,5$ кВ. С увеличением частоты разрядных импульсов интенсивность ЭР кавитации возрастает.

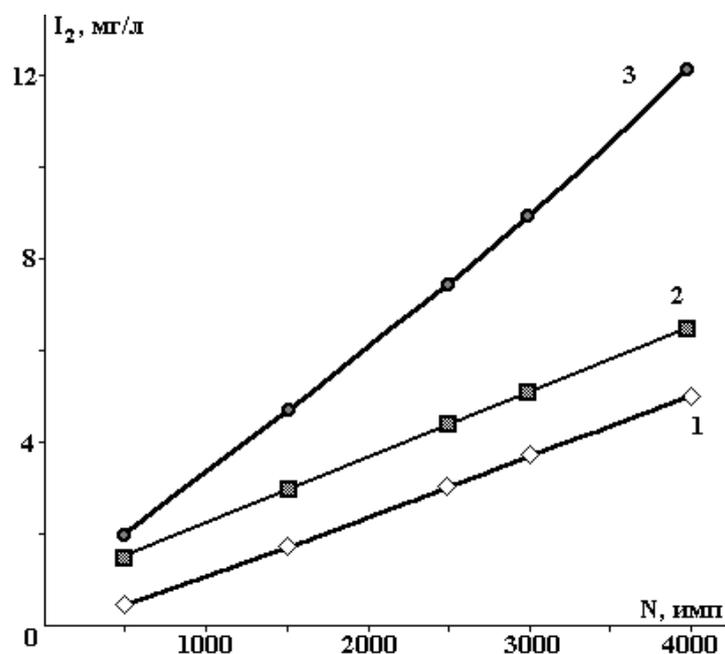


Рис. 7. Зависимость концентрации выделившегося I_2 от количества разрядных импульсов N .
 C , мкф: 1 – 0,25, 2 – 0,4, 3 – 0,8

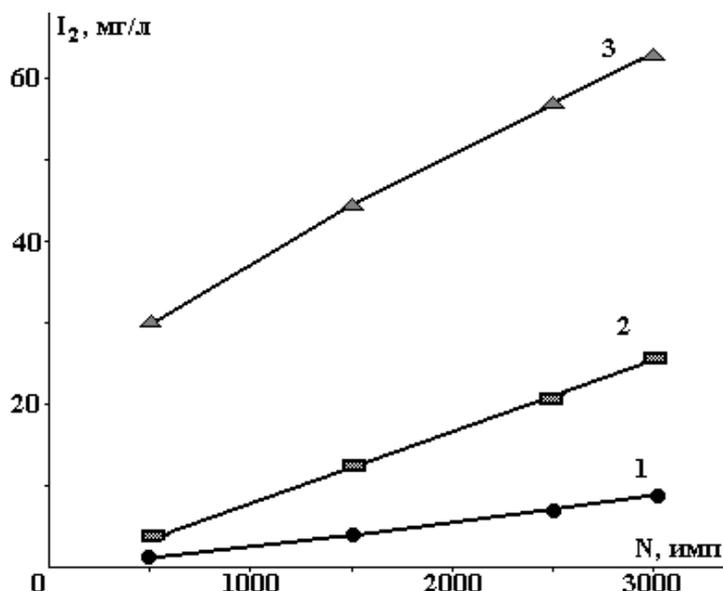


Рис. 8. Зависимость концентрации выделившегося I_2 от частоты следования импульсов.
 1 – 1 имп/с, 2 – 6 имп/с, 3 – 10 имп/с

Выводы

В результате исследований влияния различных факторов технологического процесса на интенсивность ЭР кавитации можно сделать следующие выводы:

- из исследованных 8 вариантов схем рекомендованы к применению для лабораторных исследований – схема 3, для использования в различных технологических процессах – схемы 2, 3;
- интенсивность ЭР кавитации повышается с увеличением: удельного сопротивления среды, энергии электрического разряда (напряжения, емкости), частоты следования разрядных импульсов, свободной поверхности среды.
- интенсивность ЭР кавитации уменьшается с увеличением уровня среды над электродом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ющипина А.Н., Малюшевский П.П. Интенсификация процессов окисления в технологиях водоочистки // Химия и технология воды. 1998. Т. 20. № 3. С. 306 – 310.

2. *Малюшевский П.П., Юцишина А.Н., Малюшевская А.П. и др.* Движение жидкости в водно-капиллярной системе при электро-разрядной делигнификации льноволокна в воде с использованием химреагентов // *Электронная обработка материалов*. 1998. № 4. С. 10 –19.
3. *Унифицированные методы анализа вод / Под ред. Ю.Ю.Лурье.* М., 1973.
4. *Маргулис М.А.* Основы звукохимии (химические реакции в акустических полях). М., 1984.
5. *Юцишина А.Н., Малюшевский П.П., Смалько А.А. и др.* Йодометрическое определение электроразрядной объемной кавитации // *Электронная обработка материалов*. 2002. № 3. С. 41 – 44.

Поступила 25.12.02

Summary

Influencing the schemes of a charge – discharge capacitor, members and parameters of the installations on intensity of an electrodigit cavitation is investigated. The application of an electrodischarge cavitation in manufacturing methods is shown.

И.А. Акимов^{*}, А.И. Акимов^{*}, М.А. Фатыхов^{**}

АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ПОЛИМЕРИЗАЦИИ МНОГОСЛОЙНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ МЕТОДОМ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ

^{}Уфимский государственный авиационный технический университет,
ул. К. Маркса, 12, Уфа-центр, 450000, Башкортостан, Россия*

*^{**}Башкирский государственный педагогический университет,
ул. Октябрьской революции, 3, Уфа-центр, 450000, Башкортостан, Россия*

В современной промышленности широко используются композиционные материалы, изготавливаемые методом полимеризации. В работе рассмотрены проблемы, которые возникают при изготовлении изделий из многослойных конструкций в установках автоматического ведения технологического процесса (АВТП).

В процессе изготовления многослойных изделий из композиционных материалов тепло- и массообмен нередко связан с изменением агрегатного состояния тела или физико-химической природы материала. Теплофизические коэффициенты при этом изменяются скачкообразно.

Геометрия узла установки для получения композиционных материалов

На рис.1 приведена обобщенная геометрия узла для получения композиционных материалов. Пространство между матрицей-нагревателем (1), выполненной из теплопроводящего материала, и технологическим мешком (2) заполняется многослойной стеклотканью, пропитанной связующими, жидкими материалами (3). Полимеризация компонента осуществляется за счет нагревания его в электрическом поле по заданному температурному режиму, описанному ниже.

Температурный режим в установках автоматического ведения технологического процесса

Температурный процесс полимеризации разделяется на три этапа.

На первом этапе (в течение 1,5 – 2 ч) происходит повышение температуры изделия от начальной температуры среды до температуры 60⁰С, а затем под действием источников тепла с одновременным повышением давления в технологическом мешке до 9 – 10 кГ/см².

При достижении температуры $t_1 = 60^0\text{C}$ скорость изменения температуры понижается до нуля, и в течение 30 минут поддерживается постоянная температура (предварительный разогрев). В этот период происходит размягчение, уплотнение полимеризующейся массы, удаление воздушных пузырей и излишней влаги.

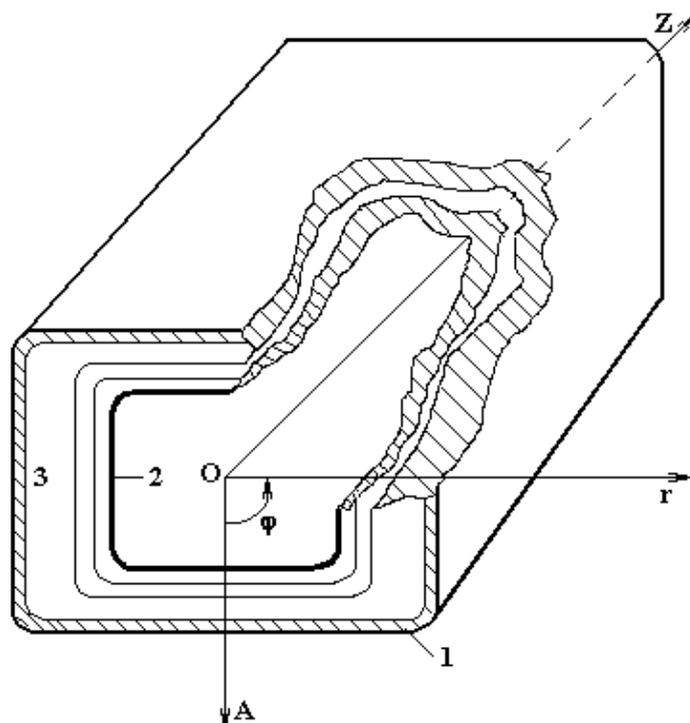


Рис.1. Геометрия узла установки для получения композиционных материалов в разрезе

На втором этапе, который продолжается 6 часов, образуется фронт полимеризации, который продвигается внутрь конструкции до технологического мешка.

Процесс полимеризации сопровождается выделением тепла фазового перехода, так что для поддержания заданной температуры необходимы специальные управляющие устройства.

На третьем этапе (3 – 4 ч) происходит охлаждение готового изделия до температуры окружающей среды.

Критерии подобия, описывающие полимеризацию композиционных материалов

В работе [1] приведена математическая модель, описывающая эти процессы в заготовке, имеющей форму полого многослойного цилиндрического тела, состоящего из $n - 1$ слоев. В результате обработки этой математической модели получаем следующие критерии подобия:

Критерий тепловой гомохронности Фурье $Fo_k = \frac{a_k \tau}{R^2}$, характеризующий связь между скоростью изменения температурных полей, физическими свойствами рассматриваемых тел и радиусом R технологического мешка, где k – номер слоя.

Массообменный релаксационный критерий Фурье $Fo_{k,b} = \frac{a_{bk} \tau}{R^2}$, характеризующий связь между скоростью изменения полей распределения олигомера и физическими свойствами стеклоткани.

Критерий гидродинамической гомохронности $H_0 = \frac{W_0 \tau}{R}$, характеризующий скорость изменения поля скоростей в потоке воздуха во времени; W_0 – скорость воздуха у входа в технологический мешок V_m .

Критерий относительной инерционности Лыкова $Lu_k = \frac{a_{b,k}}{a_k}$ полей распределения массы и температур; модифицированный критерий Лыкова $Lu_k^* = \frac{Lu_k}{1 - \varepsilon}$.

Критерий Рейнольдса $Re = \frac{W_0 \gamma_0 R}{\mu_b}$, характеризующий гидродинамический режим движения потоков воздуха в V_m .

Критерий Прандтля $Pr_k = \frac{\mu_b}{\gamma_0 a_k}$, характеризующий подобие температурных и скоростных полей.

Критерий Пекле – теплового подобия $Pe = \frac{W_0 R}{a}$, который является мерой отношений конвективного переноса тепла к кондуктивному в потоках воздуха в V_m .

Критерий Эйлера – подобия полей давления, а следовательно, гидродинамического сопротивления, $Eu = \frac{P_0}{\gamma_0 W_0^2}$, который является мерой отношения сил давления и инерции в потоках воздуха в V_m .

Теплообменный критерий Кирпичева $Ki_{q,k} = \frac{q_k(\tau)R}{\lambda_{k+1}\Delta t_e}$, где $q_k(\tau)$ – функция источника тепла на $r(\varphi) = R_k(\varphi)$, характеризует отношение потока тепла, отводимого от поверхности $r(\varphi) = R_k(\varphi)$, к потоку тепла, подводимого изнутри $(k+1)$ – слоя.

Массообменный критерий Кирпичева $Ki_{b,k} = \frac{q_{b,k}R}{a_{b,k}\gamma_b v_{b,0}}$.

Критерий граничного подобия Био $Bi_{k,R} = \frac{\alpha_k R_0(\varphi)}{\lambda_k}$; $Bi_{k,h} = \frac{\alpha_k h}{\lambda_k}$.

Критерий Поснова $P_h = \frac{\Gamma_\delta \Delta t_e}{v_{b,0}}$, где $\Delta t_e = t_{cp} - t_0$, t_{cp} , t – температура окружающей среды и начальная температура материала соответственно.

Критерий Померанцева $Po = \frac{AG}{S_{ur}} \cdot \frac{R^2}{\lambda \Delta t_e}$.

Критерий фазового превращения Коссовича $Ko = \frac{\sigma v_{b,0}}{C_p \Delta t_e}$.

Модифицированный критерий Коссовича $Ko^* = \varepsilon \cdot Ko$.

Критерий Эккерта $E = \frac{W_0^2}{C_p \Delta t_e}$.

Безразмерная температура

$$\theta_k(\rho(\Psi), \Psi, \xi, Fo_k) = \frac{t_k(r(\varphi), \varphi, z, \tau) - t_0}{\Delta t_e},$$

где $\Psi = \frac{\varphi}{2\pi}$, $\xi = \frac{z}{h}$; $\rho(\Psi) = \frac{r(\varphi)}{R}$; $R = \min r_0(\varphi)$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

Безразмерное влагосодержание

$$\theta_{b,k}(\rho(\Psi), \Psi, \varepsilon, Fo_k) = \frac{v_{b,k}(r(\varphi), \varphi, z, \tau) - v_{b,0}}{v_{b,0}}.$$

Безразмерные скорости, давления, плотности и так далее

$$\bar{W} = \frac{W}{W_0}; \bar{P} = \frac{P}{P_0}; \bar{\gamma} = \frac{\gamma}{\gamma_0}; R_r = \frac{\gamma_0 R_m \Delta t_e}{P_0};$$

$$\bar{v} = \frac{U}{R};$$

где $k = 0, 1$; $\theta_e = \frac{t_e}{\Delta t_e}$; $\rho_1(\Psi, Fo) = \frac{\xi(\Psi, \tau)}{R}$; $K_{k,k+1} = \frac{\lambda_{k+1,b}}{\lambda_{k,b}}$; $K_{k,k+1}^{(b)} = \frac{\lambda_{k+1,b}}{\lambda_{k,b}}$;

$$K_{ab}^{(2,1)} = \frac{a_{b,II}}{a_{b,I}}; \quad K_{k,k+1}^{(\gamma)} = \frac{\gamma_{k+1}}{\gamma_k}$$

$$U_n = \frac{\bar{U}_n}{U_0}; \quad \theta_{кр} = \frac{t_{кр}}{\Delta t_e}$$

$$\bar{U}_M = \frac{\bar{U}_M}{U_0}; \quad \gamma_{b,0} = \frac{\gamma_{b,0}}{\gamma_0};$$

$$Ki_{b,I} = \frac{q_b R}{a_{b,I}, I_{b,0}, g_{b,0}}.$$

В вышеуказанных выражениях приняты следующие обозначения: λ – коэффициент теплопроводности, a – коэффициент температуропроводности, q – тепловой поток на границе слоя, α – коэффициент теплоотдачи, r, φ, z – цилиндрические координаты; τ – время, μ_0 – вязкость, ν – коэффициент кинематической вязкости; C – теплоемкость, t – температура стенки, ρ – плотность вещества, P – давление, I – сила электрического тока, l – толщина стенки, ε – коэффициент черноты поверхности; S – площадь поверхности среды, G – весовой расход воздуха, A – тепловой эквивалент механической работы, εe – коэффициент Джоуля–Томсона, v – скорость, λ_k – скрытая теплота кристаллизации, R_e – газовая постоянная, σ – скрытая теплота кристаллизации, a_{bk} – коэффициент массопроводности на этапе полимеризации, γ_0 – плотность материала технологического мешка, P_0 – атмосферное давление, Γ_δ – термоградиентный коэффициент, h – длина установки, $S_{зт}$ – площадь затвердевания, U – деформация материала, I, II – жидкая и твердая зоны.

Оценки показывают, что неопределяющими критериями в рассматриваемой задаче являются следующие критерии:

$$\theta_k, k = 0, 1, 2, 3, \dots, n; \theta_i, i = I, II; \theta; \theta_{b,k}, k = 1 \div n; \bar{U}_k; \bar{W}; P, \gamma; \rho_1, Ki_{b,I}.$$

Рассмотрим влияние отдельных критериев на динамику исследуемого процесса.

Режим движения в области $V_{м,0}$ и относительная толщина пограничного слоя в потоках воздуха определяются критерием R_l . Относительная способность потока воздуха к переносу количества движения по сравнению с переносом тепла определяется критерием Pr ; для воздуха оба этих процесса существенны и поэтому можно принять $Pr \approx 1$. Если в $V_{м,0}$ $Pr \gg 1$, то в ней кондуктивный перенос тепла будет пренебрежимо мал по сравнению с конвективным переносом. В этом случае можно пренебречь теплопроводными потоками в $V_{м,0}$. Критерий Eu характеризует интенсивность движения воздуха: с уменьшением его значения интенсивность потока возрастает.

Диссипация энергии движения воздуха в $V_{м,0}$, происходящая путем перехода ее в теплоту, убывает по мере уменьшения скорости движения. При этом изменение плотности потока становится незначительным. Поэтому при малой скорости движения воздуха диссипативными членами в уравнениях теплообмена и движения в $V_{м,0}$ можно пренебречь и считать, что $\gamma \approx const$. На этом основании можно принять, что и $W \approx const$.

При малых значениях Fo_k $\varepsilon \approx 0$. Это вызывает уменьшение миграции массы вещества к поверхности S и тем самым интенсифицирует процесс затвердевания объекта.

Критерий P_{n_k} влияет на поле распределения массы вещества. С ростом его значений уменьшается потенциал переноса массы вещества, а следовательно, интенсифицируется процесс затвердевания объекта. В таких случаях затвердевание объекта нужно проводить при низких температурах.

Критерий Lu_k характеризует интенсивность изменения полей распределения массы вещества в области $V_{ц,0}$ (то есть внутри многослойной заготовки) относительно изменения полей температур в этой области. При малых значениях Lu_k теплообмен происходит значительно быстрее, чем перенос массы вещества. Поэтому затвердевание области $V_{ц,0}$ происходит с высокой скоростью. Такой процесс затвердевания имеет место в начальный период второго этапа или при повышении температуры теплового источника. Уменьшение значения критерия Lu_k достигается ускорением процесса затвердевания области $V_{ц,0}$.

Массообменный критерий Кирпичева $Ki_{b,I}$ характеризует отношение потока массы вещества, подводимого из зон застывания к поверхности S , к потоку массы вещества, отводимого от этой поверхности в зону затвердевания. Из анализа содержания исследуемого процесса следует, что $Ki_{b,I} > 0$.

С увеличением значения $K_{b,l}$ возрастает миграция массы вещества к поверхности S , а следовательно, снижается темп затвердевания области $V_{ц.о}$. Роль этой миграции может быть доведена до минимума при быстром затвердевании изделия, то есть с увеличением скорости продвижения поверхности S .

ЛИТЕРАТУРА

1. *Акимов И.А., Акимов А.И., Тюков Н.И.* Математическая модель процесса изготовления изделий из композиционных материалов в результате полимеризации // Труды Стерлитамакского филиала Академии наук Республики Башкортостан, 2001, Вып. 2. Уфа: Гилем. С. 6 – 9.

Поступила 15.01.03

Summary

Criteria of similarity have been obtained which describe the polymerization process in multi-layer structures made of composite materials in an electric field. The paper has determined the effect of individual criteria upon the process dynamics.

О.Н. Сизоненко, Г.А. Барбашова, О.В. Хвощан

К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛНЫ НАПРЯЖЕНИЙ В ПЛАСТЕ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В СКВАЖИНЕ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина*

Теоретическими и экспериментальными исследованиями, проведенными в различных странах в последние годы, установлено, что наиболее эффективные технологии разработки трудноизвлекаемых запасов нефти основываются на использовании различных физических полей. Накопленный нами опыт использования высоковольтного электрического разряда в скважине для воздействия на продуктивные пласты показывает, что при оптимальном выборе объектов обработки и применяемых технологических приемах можно заметно интенсифицировать фильтрационные процессы в пластах и повысить их нефтеотдачу [1 – 3].

Согласно существующим представлениям о механизме электроразрядного воздействия на пласт, преобладающее действие на изменение фильтрационных характеристик в пористой насыщенной среде нефтяного коллектора оказывают волны сжатия, создающие и развивающие радиальные и цилиндрические трещины [4]. В условиях скважины картина распространения волн сжатия из скважины в пласт усложняется ввиду наличия обсадных труб и цементного кольца между трубой и породой продуктивного коллектора. Поэтому значительный интерес представляет исследование воздействия волн сжатия при высоковольтном электрическом разряде в скважине на призабойную зону скважин, представленное в данной работе.

Для решения поставленной задачи использовались методы физического и математического моделирования. Характеристики электрического разряда получены в камере высокого давления, которая является частью экспериментального стенда для физического моделирования скважинных условий. Схема разрядной камеры электроразрядного устройства (ЭРУ) приведена на рис. 1.

При построении математической модели распространения волн сжатия в скважине приняты следующие допущения: стенки электроразрядного устройства и скважины абсолютно жесткие; канал разряда, образованный в жидкости при ее пробое [5], в начальный момент времени имеет форму прямого кругового цилиндра, высота которого равна длине межэлектродного промежутка, а ось симметрии совпадает с осью симметрии скважины и ЭРУ; стенка канала непроницаема; скважина заполнена идеальной сжимаемой жидкостью, а канал разряда – идеальной плазмой.

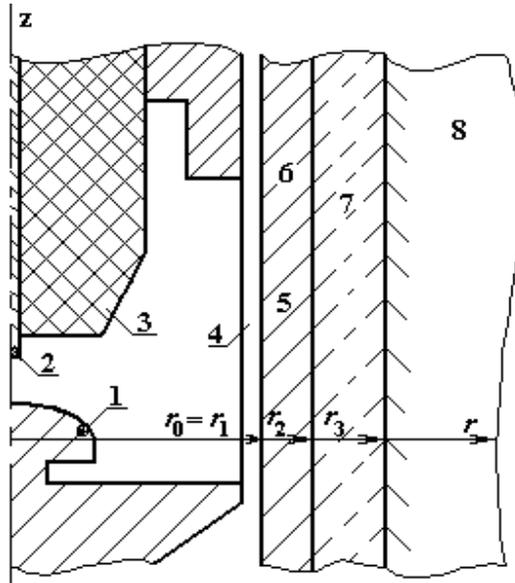


Рис. 1. Схема разрядной камеры электроразрядного устройства:
1, 2 – электроды, 3 – изолятор, 4 – «окно» разрядной камеры, 5 – стенка скважины, 6 – обсадная колонна, 7 – цементное кольцо, 8 – продуктивный пласт

В соответствии с принятыми допущениями математическая постановка задачи состоит в следующем. В области, внутренней границей которой является контактный разрыв плазма – жидкость (стенка канала разряда), а внешней – неподвижная жесткая стенка (поверхности скважины и ЭРУ), необходимо решить систему двумерных нелинейных уравнений газовой динамики, записанных в цилиндрической системе координат и представляющих собой законы сохранения массы, импульса и энергии [6]:

$$\frac{\partial(rF_1)}{\partial t} + \frac{\partial(rF_2)}{\partial z} + \frac{\partial(rF_3)}{\partial r} = F_4, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} F_1 &= [\rho, \rho v_r, \rho v_z, e]^T; \\ F_2 &= [\rho v_z, \rho v_z v_r, \rho v_z^2 + p, (e + p)v_z]^T; \\ F_3 &= [\rho v_r, \rho v_r^2 + p, \rho v_r v_z, (e + p)v_r]^T; \\ F_4 &= [0, p, 0, 0]^T; \end{aligned}$$

t – время; r, z – цилиндрические координаты; v_r, v_z – радиальная и осевая компоненты вектора скорости жидкости; p – давление; ρ – плотность; $e = \left[\varepsilon + (v_r^2 + v_z^2)/2 \right]$; ε – удельная внутренняя энергия [6], определяемая по формуле

$$\varepsilon = \frac{p - c_0^2(\rho - \rho_0)}{\rho(k - 1)} \quad (2)$$

где ρ_0 – плотность покоящейся жидкости; c_0 – скорость звука в покоящейся жидкости; $k = 7,15$.

На внутренней границе расчетной области задается давление, определяемое при решении уравнения баланса энергии в канале разряда [5]:

$$\frac{d(p_k V_k)}{dt} \frac{1}{\gamma - 1} + p_k \frac{dV_k}{dt} = N(t), \quad (3)$$

где p_k – давление в канале разряда; V_k – объем канала разряда; $\gamma = 1,26$; $N(t)$ – скорость ввода энергии в канал разряда.

На внешней границе расчетной области – неподвижной жесткой стенке – ставится условие непротекания [6]:

$$v_n = 0, \quad (4)$$

v_n – нормальная составляющая вектора скорости жидкости.

Начальные значения гидродинамических характеристик соответствуют невозмущенному состоянию жидкости, в начальный момент времени скорость расширения канала разряда равна нулю, его радиус равен 0,1 мм, а давление в канале разряда превышает давление в окружающей жидкости на 1 МПа.

Система уравнений (1) – (2) решается конечноразностным методом С.К. Годунова [6]. Используется подвижная расчетная сетка, при построении которой учитываются форма внутренней поверхности разрядной камеры и расширение канала разряда. Давление в канале разряда определяется из уравнения (3) двухшаговым методом Эйлера. Объем канала разряда и его производная по времени вычисляются по координатам поверхности канала и скорости его расширения, полученными при решении задачи о распаде произвольного разрыва [6] на контактной границе плазма–жидкость. Алгоритм решения внутренней задачи гидродинамики при электрическом разряде в воде приведен в работе [7].

Функция $N(t)$ в уравнении (3) определяется по формуле

$$N(t) = u(t) \cdot i(t), \quad (5)$$

где $u(t)$ – напряжение в канале разряда; $i(t)$ – ток в канале разряда.

Значения тока и напряжения получены экспериментально в ЭРУ, схема разрядной камеры которого приведена на рис. 1. Начальное напряжение на конденсаторной батарее, имеющей емкость 2,4 мкФ, равно 30 кВ, индуктивность электрической цепи – 3 мкГн, расстояние между электродами – 0,02 м. Исследования проводились при значениях гидростатического давления 0,1; 10; 20; 30; 40 МПа. Рабочей средой в разрядной камере являлась вода и водонефтяная эмульсия (ВНЭ), обводненность которой составляла 30%.

Обводненность O и плотность ρ ВНЭ определялись соответственно методом Дина–Старка и пикнометрическим методом по методике [8].

Ранее [9] скорость звука c_0 в ВНЭ определялась в зависимости от температуры без учета влияния гидростатического давления. В настоящей работе использованы экспериментальные данные работы [10] по зависимости скорости звука в ВНЭ от давления и температуры, поскольку значения плотности ВНЭ ($\rho = 958 \text{ кг/м}^3$ при 20°C), используемой нами и приведенные в этой работе, совпадают. Зависимость скорости звука от гидростатического давления при температуре 20°C (температура среды в условиях эксперимента) для ВНЭ с $\rho = 958 \text{ кг/м}^3$ приведена в табл. 1.

Таблица 1

p_r , МПа	0,1	10	20	30	40
c_0 , м/с	1480	1580	1590	1600	1620

Для расчета продольных компонентов напряжений, возникающих в пласте при гидродинамической нагрузке, которые являются определяющими при создании трещин, использована формула [11]:

$$\sigma_{rr}^3 = \frac{8c_1c_2c_3\rho_1\rho_2\rho_3}{(c_3\rho_3 + c_2\rho_2)(c_1\rho_1 + c_2\rho_2)(c_1\rho_1 + c_0\rho_0)} \sqrt{\frac{r_0}{r}} \times \\ \times f \left[t - \frac{(r-r_3)}{c_3} - \frac{(r_3-r_2)}{c_2} - \frac{(r_2-r_1)}{c_1} + \frac{(r_1-r_0)}{c_0} \right] \times \\ \times H \left[t - \frac{(r-r_3)}{c_3} - \frac{(r_3-r_2)}{c_2} - \frac{(r_2-r_1)}{c_1} + \frac{(r_1-r_0)}{c_0} \right].$$

Здесь c_i – скорости продольных упругих волн; ρ_i – плотности упругих сред; r – радиальная координата; r_1, r_2, r_3 – соответственно внутренний и внешний радиусы обсадной трубы и внешний

радиус цементного кольца; $f(t)$ – давление в жидкости при $r = r_0$; r_0 – координата фиксированной точки в жидкости; $H(x)$ – единичная функция Хевисайда. Индексами 1, 2, 3 обозначены величины, соответствующие стальной трубе, цементному кольцу и породе коллектора.

По этой же формуле определялось напряжение в стальной обсадной трубе и цементном кольце.

Продольные компоненты напряжения устанавливались в плоскости срединного сечения канала разряда по величине давления на стенку скважины, то есть $r_0 = r_1$, а функция $f(t)$ – временная зависимость давления на стенку скважины в этой же плоскости.

Характеристики упругих сред, которые использованы при выполнении расчетов по данным [12], представлены в табл. 2.

Таблица 2

Материал	Скорость звука c_i , м/с	Плотность ρ_i , кг/м ³
Вода	1500	1000
Сталь	5000	7850
Цемент	2900	1800
Песчаник	3500	2500
Карбонат (известняк)	3600	2600

Согласно приведенным на рис. 2 и 3 временным зависимостям гидродинамического давления на стенку скважины в плоскости срединного сечения канала разряда, амплитуда избыточного давления с ростом гидростатического давления уменьшается как в воде (рис.2), так и в ВНЭ (рис.3). Хотя необходимо отметить, что амплитудные значения давления в ВНЭ при p_r свыше 20 МПа существенно (почти в 2 раза) выше, чем в воде, и зависимость амплитуды давления от p_r значительно меньше. Разница между абсолютными значениями давления в воде и в ВНЭ при равных гидростатических давлениях составляет около 10%.

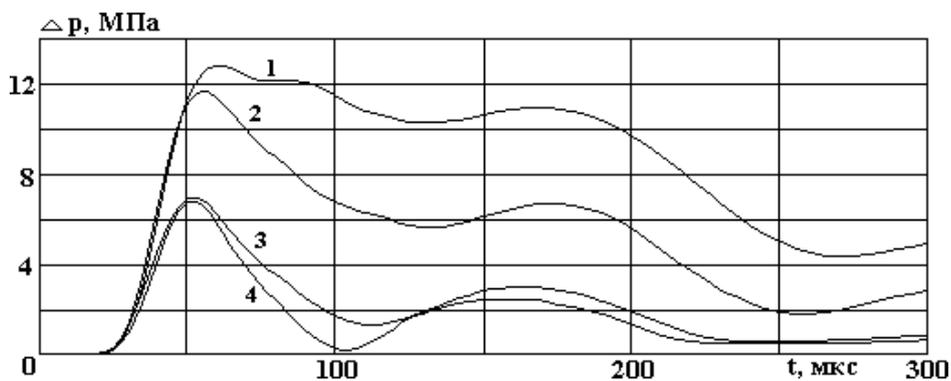


Рис. 2. Давление на стенку скважины в плоскости срединного сечения канала разряда при электрическом разряде в воде. P_r , МПа: 1 – 0,1; 2 – 10; 3 – 20; 4 – 30

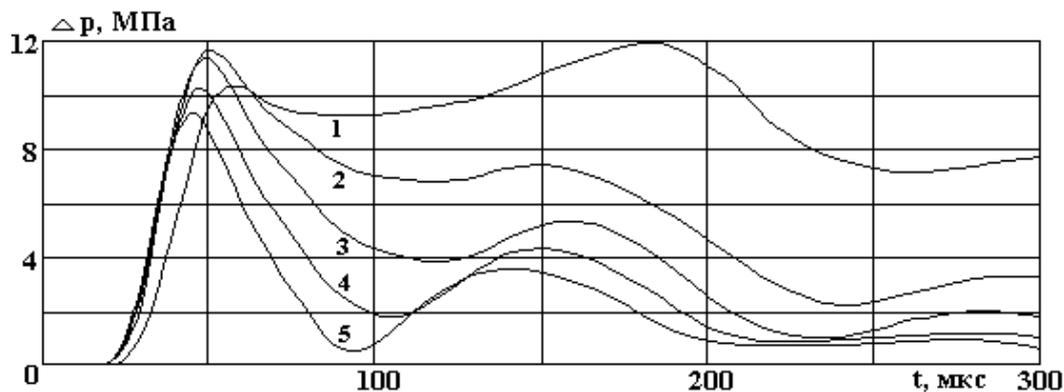


Рис.3 Давление на стенку скважины в плоскости срединного сечения канала разряда при электрическом разряде в ВНЭ. P_r , МПа: 1 – 0,1; 2 – 10; 3 – 20; 4 – 30; 5 – 40

Та же тенденция зависимости от среды в скважине сохраняется и в величинах напряжений в упругих средах при прохождении в них упругих волн. Так, величины напряжений в обсадной трубе, цементном кольце и в породе (рис.4) при электроразряде в ВНЭ выше, чем в воде. Наибольшие потери механической энергии (в 2 раза) происходят при прохождении волной сжатия обсадной трубы (см. рис.4). В цементном кольце потери составляют около 15%, далее в породе напряжения экспоненциально затухают, и на расстоянии 0,3 м от стенки скважины разница в значениях амплитуды напряжений (в зависимости от среды в скважине) составляет не более 10% (рис.5).

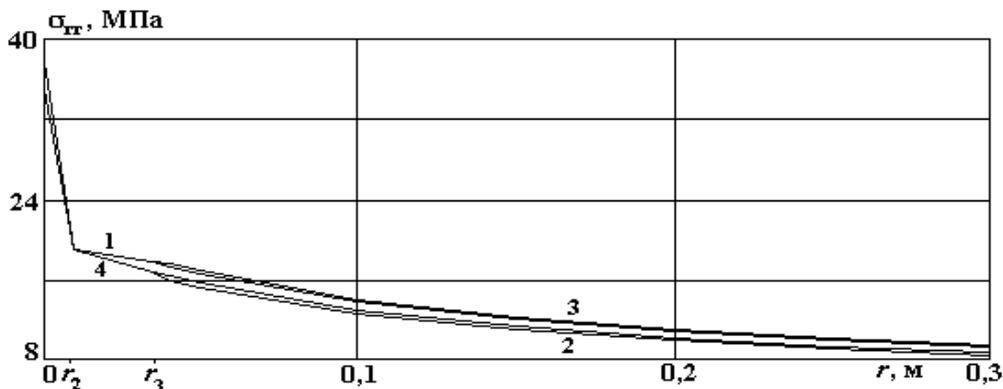


Рис. 4. Максимальные значения напряжений в упругих средах при $p_r = 30$ МПа,
1 – песчаник, разряд в ВНЭ; 2 – песчаник, разряд в воде;
3 – известняк, разряд в ВНЭ; 4 – известняк, разряд в воде

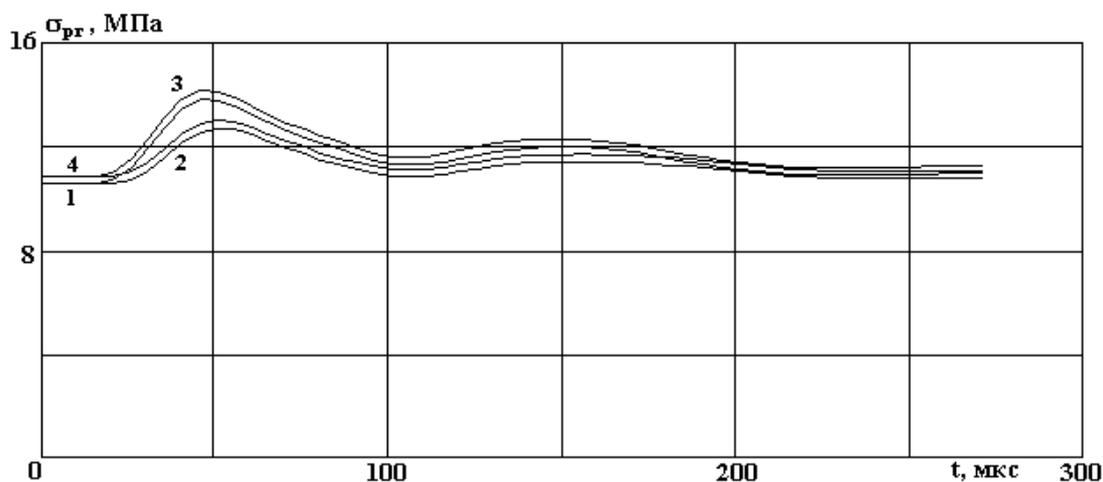


Рис. 5. Продольные напряжения на расстоянии 0,1 м от стенки скважины при $p_r = 30$ МПа.
1 – песчаник, разряд в ВНЭ; 2 – песчаник, разряд в воде; 3 – известняк, разряд в ВНЭ;
4 – известняк, разряд в воде

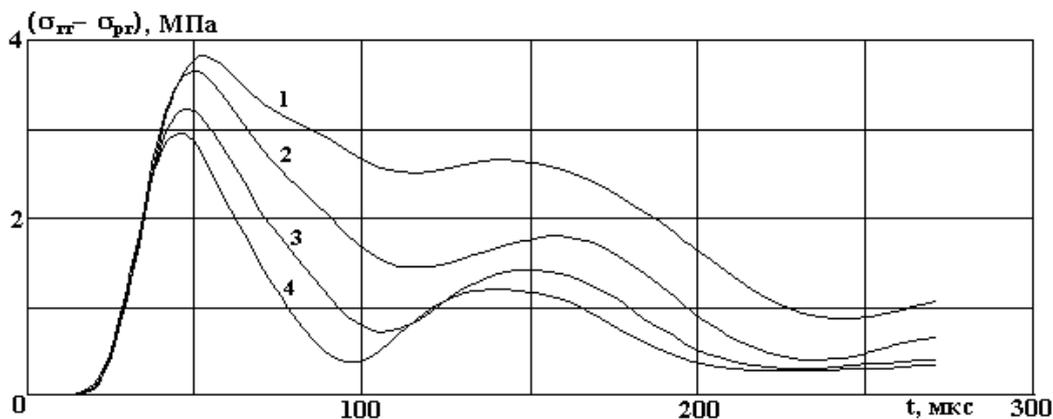


Рис. 6. Разность между напряжениями, вызванными волной сжатия в ВНЭ и внутрискважинным давлением жидкости на расстоянии 0,1 м от стенки скважины.
 p_r , МПа: 1 – 10; 2 – 20; 3 – 30; 4 – 40

Напряжения, возникающие в известняках, несколько выше, чем в песчаниках, что объясняется их акустическими свойствами, однако тенденция затухания для этих пород одинакова как при электроразряде в воде, так и при электроразряде в ВНЭ (см. рис.5).

Влияние гидростатического давления в скважине на изменение напряжений в пласте сказывается более значительно, чем на давление в жидкости, при увеличении гидростатического давления с 10 до 40 МПа максимум гидродинамического давления снижается на ~ 20%, а напряжения (разность между напряжением, вызванной волной сжатия, и напряжением, вызванным в породе внутривязным давлением жидкости) – на ~ 30% (рис. 6).

Таким образом, выполненная работа позволяет дать оценку электроразрядного воздействия на призабойную зону скважины в зависимости от породы коллектора, пластового давления и жидкости, заполняющей скважину, и дает возможность управлять процессом воздействия в конкретных геолого-технологических условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Максутов Р.А., Сизоненко О.Н., Малюшевский П.П. и др.* Использование электровзрывного воздействия на призабойную зону скважины // Нефтяное хозяйство. 1985. № 1. С. 34 – 35.
2. *Сизоненко О.Н., Швец И.С.* Особенности электроразрядной технологии интенсификации фильтрационных процессов в нефтяных скважинах // Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей. Санкт-Петербург, 1998. С. 137 – 139.
3. *Сизоненко О.Н., Швец И.С., Кучернюк А.В.* Применение электроразрядного воздействия для обработки добывающих и нагнетательных скважин // Нефтяное хозяйство. 2000. № 12. С. 133 – 135.
4. *Сизоненко О.Н., Любимов А.Д., Денисюк О.Н.* Исследование влияния профиля волны сжатия электроразряда на изменение пористости и проницаемости осадочных пород // Физика и техника высоких давлений. 1997. № 1. С. 107 – 111.
5. *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М., 1971.
6. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С. К. Годунова. М., 1976.
7. *Барбашова Г.А., Иванов А.В.* Поведение тонкой цилиндрической оболочки под действием импульсной нагрузки // Электрический разряд в конденсированных средах. Киев, 1989. С. 55 – 60.
8. *Боровая М.С.* Лаборант нефтяной и газовой лаборатории. М., 1968.
9. *Сизоненко О.Н., Любимов А.Д., Денисюк О.Н., Хвоцан О.Н., Петухов С.В.* Исследование зависимости фильтрационных характеристик коллекторов от воздействия электрического разряда в водонефтяной эмульсии // Нефтяное хозяйство. 2002. № 1. С. 43 – 45.
10. *Беляков В.Л.* Автоматический контроль параметров нефтяных эмульсий. М., 1992.
11. *Дворкин Я.П., Максутов Р.А., Сизоненко О.Н.* О распространении волны напряжений в пласте при осесимметричном разряде в скважине // Тез. докл. III Всесоюзной научно-технической конференции «Электрический разряд в жидкости и его применение в промышленности». Киев, 1984.
12. Геофизические методы исследования скважин. Справочник геофизика / Под ред. В.М. Запорожца. М., 1983.

Поступила 23.01.03

Summary

The mathematical model of propagation and influence of stress waves on the hole bottom zone of oil wells is created and considered. Theoretical and experimental data about using the water electrolyte and water-oil emulsion as working fluid is used.

FORMATION OF A CHARGING CONDITION IN POLYMER DIELECTRICS SUBJECTED TO ELECTRICAL EFFECTS

*Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences
H. Javid ave. 33, 370143, Baku*

1. Introduction

It is known, that the changes of polymer dielectrics properties are closely concerned with their manufacturing technology and, therefore, with their physical and chemical structure. At operation of products in polymer dielectrics its are frequently exposed to effect of the various external factors, such as radiation, mechanical loads, high and low temperatures, strong electrical and magnetic fields, moisture, various kinds of electrical discharge etc. The analysis of literature data about the properties of polymer dielectrics testify that in polymer materials subjected to various external effects the essential changing of their chemical and physical structure and, hence, their basic properties, are observed [1]. Many investigators applying the direct research methods: electrical and optical microscopy [2], X-rays diffraction [3], infrared spectroscopy [4], electron-paramagnetic resonance etc., have rather successfully solved a number of problems concerning with polymer dielectrics properties. In some cases the particular interrelations between the changing of researched objects properties and their structure were convincingly obtained.

However, it is necessary to note that despite of plenty spent researches in this field; the decision of many questions remains open. At many occasions the interpretations of experimental results were not definitive. Absence of conventional classical theoretical works does not allow making the generalizing conclusions.

Above told and also the facts of ongoing the new polymer materials with complex structure and, therefore, with new properties, stimulate the realization of further researches in considered field.

The submitted work is devoted to research of a charging condition formation in the film samples on base of Polyvinylidenefluoride (PVDF) subjected to electrical discharges effects.

The basic purpose of given research is study of basic laws and physical mechanisms of a charging condition formation in linear polymers and compound systems under the strong electrical fields and discharges effects.

2. Experiments and method

The PVDF samples were made under the most various technological conditions, namely: by hot pressing at various pressures, crystallized and subjected to extension at various temperatures, air-hardened and subjected to shrinkage, subjected to recrystallization, containing the some impurities in the structure and also oriented along the axis and being under the constant force.

At the preparing of the samples of compound material formed on a base of PVDF films there is porous adsorbent - KCM mark Silicagel (mainly consisting in silicon dioxide-SiO₂) as filler is used. Some researches on Polythene of high pressure and Nylon samples were carried out.

PVDF as a powder was served an initial material. The PVDF films of (150 – 180) μm thickness were made by hot pressing from melting state at temperature $T = (170 - 250)^\circ\text{C}$ under pressure $P = (50 - 150)$ Atm; then samples were hardened at various temperatures. The size of initial powders was within the range of 63 μm.

At the preparing of compound material the filler – special apparatus comminuted Silicagel and in a powder state passed through a sieve for reception the size of 63 μm. The received powder was previously exposed to heating treatment at $T = 200^\circ\text{C}$ under the vacuum for 3 hours. Then the PVDF and Silicagel components in a powder state were mixed up in the vibrating mixer at a necessary volumetric proportion, which in our experiments was varied within range of (80 – 99)% PVDF and (20 – 1)% Silicagel.

Received homogeneous powder mixture of components was placed in special pressroom, heated up to temperature $T = 170^\circ\text{C}$ and pressed for the time of 3 – 5 minutes. Then the pressure was reduced; the

sample was crystallized at various temperatures, which were below the PVDF melting temperature. The samples received by such way represented a films of (150 – 180) μm thickness and size of (50x50) mm^2 .

At PVDF and (PVDF+Silicagel) films preparation the crystallization temperature was varied in a wide interval $T = (25 - 100)^\circ\text{C}$.

Effect of mechanical pressure during the some researched materials preparing to their properties at varying of pressure value from 5 up to 150 Atm was carried out.

With purpose of study the charging condition of the film samples prepared under different technological conditions. They were subjected to effect of flame and corona types electrical discharges and thermal polarization in a direct electrical field. The charging condition in samples was revealed by the thermal stimulated relaxation (TSR) method widely used at researches of polymer dielectrics [5]. The TSR method is that a material at first is charged (by means of polarization, corona discharge etc.) and then discharged on the current reading device, simultaneously heating with constant speed of $1^\circ\text{C}/\text{min}$. According to TSR current function of time the value of storage charge into material may be determined.

Charging of samples by the flame discharge was carried out at AC voltage $U = 19 \text{ kV}$, current $I = 30 \mu\text{A}$, distance between electrodes $d = 4 \text{ cm}$. The typical TSR spectrums for a PVDF film treated by flame discharge is shown on Fig. 1, curve 1. The spectrum contains two peaks; the first of them is fixed at $T = (95 - 100)^\circ\text{C}$, the second peak is observed at $T = 130^\circ\text{C}$. Obtained charge density is: $\sigma_f = 8,0 \cdot 10^{-9} \text{ C/cm}^2$.

Charging of samples by the corona discharge at negative polarity of coroning electrodes was carried out at $U = 6 \text{ kV}$, current $I = 30 \mu\text{A}$ during 30 minutes. The typical TSR spectrum for a PVDF film treated by corona discharge of negative polarity is shown on Fig. 1, curve 2. Spectrum also contains two peaks the first of them is fixed at $T = (95 - 100)^\circ\text{C}$, the second peak is observed at $T = 135^\circ\text{C}$. Obtained charge density is: $\sigma_c = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2$. Other kind of materials electrization used in work is polarization in a direct electrical field. The researched sample is displaced between electrodes of the heating device, which is used for TSR spectrum obtaining. There are polarization temperature $T_p = 130^\circ\text{C}$, polarization voltage $U_p = 2 \text{ kV}$, polarization time is 1 hour.

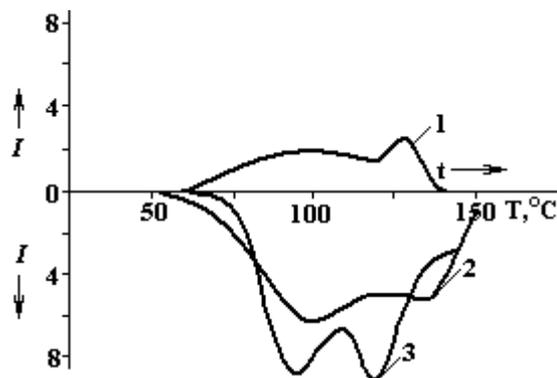


Fig.1. TSR spectra at PVDF films electrization: 1 – flame discharge; $1 \cdot 10^{12} \text{ A}$; 2 – corona discharge of negative polarity; $1 \cdot 10^{12} \text{ A}$; 3 – polarization in a direct electric field; $1 \cdot 10^{11} \text{ A}$;

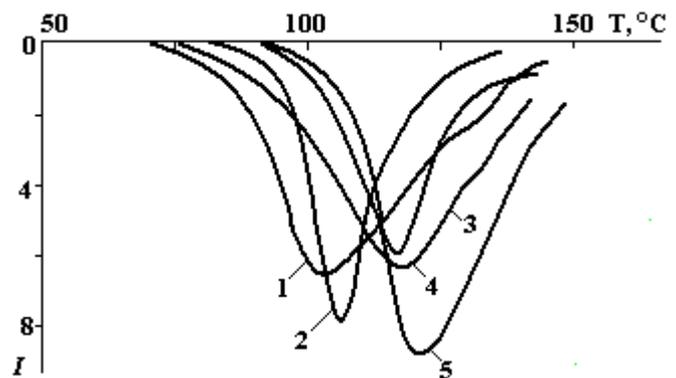


Fig.2. PVDF depolarization heat patterns set for various values of electrization temperature; 1 – 25°C ; 2 – 50°C ; 3 – 70°C ; 4 – 100°C ; 5 – 130°C ; $1 \cdot 10^{11} \text{ A}$

After exposure for a time of 1 hour the heating of a sample stops and sample begins to cool down. At achievement of a sample temperature of room meanings the applied voltage is stopped and TSR spectrum is obtained. The appropriate spectrum is shown on Fig. 1, curve 3. The TSR spectrum also contains two peaks, first of which is observed at $T = (95 - 100)^\circ\text{C}$, and the second at $T = 125^\circ\text{C}$. Appropriate charge density is: $\sigma_p = 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2$

Comparison of obtained results shows that all TSR spectrums irrespective of a kind of electrical effect contain two peaks and the appropriate peaks are fixed approximately in the same temperature intervals. This fact unequivocally testifies on a determining role of chemical structure and structural peculiarities of researched materials in charge storage process.

3. Results

Analyze of results have shown that the value of total charge stored in the researched materials treated by flame and corona discharges by an order of magnitude less than at polarization in a direct electrical field. In development of these researches we spent the series of experience on revealing the effect of po-

larization temperature to the charge introduction into material. The PVDF films were polarized in a direct electrical field at temperatures: (25, 50, 70, 100, 130)°C during the time of 1 hour. The appropriate TSR spectrums are shown on Fig. 2.

As it is visible from Fig. 2, in increasing of polarization temperature the TSR curves maximums are shifted to the higher temperature area, but thus the total charge values obtained from TSR spectrum are practically equal. The results obtained at higher electrization temperatures are apparently concerned with formation of more perfect and, hence, more stable structural units-grains.

Values of the stored charge density in PVDF and (80% PVDF + 20% Silicagel) samples made at various pressure and then subjected to effect of the negative polarity corona discharge are equal:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2 - \text{at pressure of 5 Atm;} \\ \sigma_2 &= 2,3 \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2 - \text{at pressure of 50 Atm;} \\ \sigma_3 &= 3,9 \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2 - \text{at pressure of 100 Atm;} \\ \sigma_4 &= 4,3 \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2 - \text{at pressure of 150 Atm;} \\ &80\% \text{ PVDF} + 20\% \text{ Silicagel} \\ \sigma_1 &= 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2 - \text{at pressure of 5 Atm;} \\ \sigma_2 &= 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2 - \text{at pressure of 50 Atm;} \\ \sigma_3 &= 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2 - \text{at pressure of 100 Atm;} \\ \sigma_4 &= 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ C/cm}^2 - \text{at pressure of 150 Atm.} \end{aligned}$$

These results showed that presence of Silicagel as a filler appreciable increases the stored charge in polymer compounds. It is necessary to note that presence of fine-pored Silicagel in the PVDF samples structure gives the stabilizing effect on charge formation in materials, that causes the charge value to be unchanged in increasing of external pressure applied to the melted samples.

Research of charging condition formation in the samples at various molding and crystallization temperatures of initial materials was carried out. It is obtained that in increasing of initial materials molding and crystallization temperatures the maximums of peaks on TSR spectra are shifted to the higher temperatures area and the values of total saved charge essentially decreases. However in case of (PVDF+ Silicagel) composites these changes appear not so essential as in case of PVDF-samples.

According to the linear model of amorphous-crystal polymers it is necessary to consider that in samples subjected to electrical effect the electrical charges are trapped by both amorphous and crystal areas of a material. More less value of stored charge in the samples molded and crystallized at higher temperatures is concerned with increasing of a material crystalline degree, and, hence, with defects reduction and formation of the more perfect crystal structural units in a material. The trapping of electrical charges in such materials carried by centers located in the amorphous areas, which have insignificant sizes, is the reason of stored charge reduction.

The stability of stored charge values in PVDF+Silicagel composites at increasing of molding and crystallization temperatures is concerned, obviously, with insignificance of structural changes in a material.

The shifting of a current maximum to the higher temperatures area on TSR spectrum is concerned with a charge releasing from deeper trap levels and with more perfect structure.

Researches of a charging condition of PVDF samples no oriented as well previously oriented and then subjected to the thermal shrinkage at a free state showed that stored charge in the samples of both types are practically equals in value. It is a consequence of returning of oriented films to the initial no oriented structure due to thermal shrinkage.

4. Conclusions

1. New physical representations about the mechanism of electrical charging of dielectric film materials subjected to strong electrical fields and discharges effects are advanced. It is revealed that value of charge stored in the polymer materials is in many respects determined by the over molecular structure of these materials.

2. The obtained correlation between the over molecular structures and properties of polymer dielectrics represents an opportunity to operate the charge formation process in materials.

3. The key role of amorphous areas in materials on the charging condition formation is determined.

4. As a result of spent researches the new compound material for the polymer dielectrics preparing is offered. Material includes the polymer PVDF and fine-pored Silicagel and has the high charge density and stability.

REFERENCES

1. Анищенко Л.М., Кузнецов С.Б., Яковлев В.А. Физика и химия обработки материалов. 1984. № 5. С. 85 – 89.
2. Гейл Ф.Х. Полимерные монокристаллы. М., 1968.
3. Вайнштейн Б.К. Дифракция рентгеновых лучей на цепных молекулах. М., 1963.
4. Ильченко Н.С., Кириленко В.М. Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция, М., 1970.
5. Электреты. / Под ред. Г.Сесслера. М., 1983.

Поступила 17.02.03

Summary

Wide using of polymer dielectrics in various branches of modern engineering stimulates the researches of changing these materials properties under the various conditions. Especially it concerned with materials subjected to various external effects. In submitted paper the results of research of charging condition formation in some polymer dielectrics and compound materials under the effect of strong electrical fields and various kinds of electrical discharges in air environment are presented. Correlation between the materials charging processes and their structure and technological preparing conditions are considered. New physical representations about the charging process mechanism in solid dielectric materials, subjected to effects of the strong electrical fields and discharges are extended. Formation the electrical charge of anomaly high density up to $(10^{-7}-10^{-8})$ C/cm² in researched materials and revealing it charge only at heating a material is found out. Opportunities of control the process of charge injection in a material are analyzed.

Э.Н. Ахмедов

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОЛИЭТИЛЕНА

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

Осуществлен процесс электроразрядного синтеза привитого сополимера линейного полиэтилена низкой плотности с нитрилом акриловой кислоты без применения каких-либо катализаторов. Полученный сополимер не содержит нежелательного побочного продукта реакции – гомополимера прививаемого мономера.

Одним из перспективных направлений модификации полимеров является метод прививки сополимеров, который позволяет получать продукты, сочетающие в себе свойства различных по своей природе полимерных материалов. Для достижения желаемого сочетания физико-механических, электрических и эксплуатационных свойств продукта важным является выбор прививаемого мономера. Значительный интерес представляют мономеры акрилового ряда, позволяющие существенно улучшить характеристики полимеров: механическую прочность, адгезию к металлам, стойкость к действию агрессивных сред и т.д. В процессе синтеза привитых сополимеров в присутствии специфических катализаторов практически всегда образуются определенные количества гомополимера прививаемого мономера, отрицательно влияющего на все характеристики привитого полимера [1]. Процесс удаления из состава гомополимера значительно усложняет и удорожает технологию процесса. Это обстоятельство создает серьезное препятствие расширению производства привитых сополимеров и областей их использования.

Поэтому поиск методов получения привитых сополимеров, не содержащих гомополимера прививаемого мономера, а также исключения или ограничения применения катализаторов в процессе реакции, является актуальной научной и практической задачей.

В данной статье излагаются результаты впервые проведенного электроразрядного синтеза привитого сополимера на основе линейного полиэтилена низкой плотности (ЛПЭНП) и нитрила акриловой кислоты (НАК).

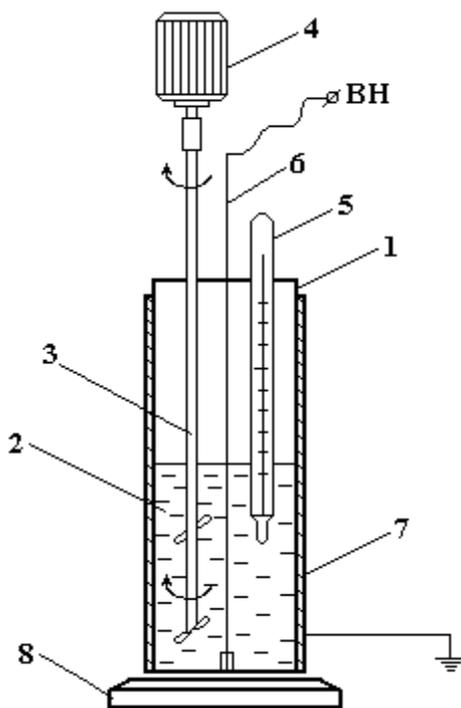
Синтез привитого сополимера проводился в специальном реакторе, конструктивно представляющем собой систему стеклянного цилиндра диаметром 30 мм, вдоль оси которого располагается высоковольтный электрод. Для образования резконеоднородного поля диаметр высоковольтного электрода–провода составлял 0,5 мм, а для образования слабонеоднородного поля в качестве высоковольтного электрода применялся металлический цилиндр диаметром 20 мм. Вторым электродом служила заземленная алюминиевая фольга, покрывающая наружную поверхность цилиндра. Реактор снабжен мешалкой с электродвигателем и электрическим нагревателем. Указанные электродные системы реактора – провод–цилиндр и цилиндр–цилиндр позволяли возбуждать в межэлектродном промежутке электрический разряд барьерного типа при приложении к электродам переменного напряжения (50 Гц) достаточной величины: при резконеоднородном поле $U = 11$ кВ, при слабонеоднородном $U = 17$ кВ.

На рисунке показана принципиальная схема проведения процесса прививки в одном из вариантов – при воздействии электрического разряда в резконеоднородном поле.

Процесс проводился следующим образом. Вначале полимер набухал в бензоле в течение 12 часов, затем в реактор вводился мономер НАК, включались электронагреватель, мешалка, и в межэлектродном промежутке реактора возбуждался электрический разряд барьерного типа. Реакции проводились под воздействием разряда в резко- и слабонеоднородном электрических полях. Длительность каждой реакции 60 минут.

Реакции проходили при температурах (323 – 353) К; массовые соотношения полимера, мономера и бензола составляли: (3 – 7)%, (0,1 – 0,8)% и (92 – 97)% соответственно.

В резконеоднородном электрическом поле при напряжении между электродами 12 кВ ($E_{\max} \approx 10$ МВ/м; $E_{\text{ср}} \approx 0,7$ МВ/м) выход привитого сополимера составлял (85 – 90)%, а при слабонеоднородном электрическом поле при напряжении между электродами 19,5 кВ ($E_{\text{ср}} \approx 4,3$ МВ/м) – (90 – 95)%.

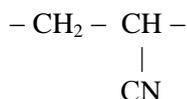


Принципиальная схема прививки в резконеоднородном поле:

1 – реактор (стеклянный цилиндр); 2 – набухший в бензоле ЛПЭНП+НАК; 3 – мешалка; 4 – двигатель; 5 – термометр; 6 – высоковольтный электрод-провод; 7 – алюминиевая фольга; 8 – электронагреватель

При этом процесс реакции синтеза осуществлялся без применения какого-либо традиционного катализатора, его роль фактически выполнял электрический разряд.

По окончании реакции синтеза было однозначно выявлено отсутствие гомополимера мономера, сначала экспресс-методом экстрагирования, а затем, более подробно, путем анализа продукта с помощью спектрофотометра ИК-20. ИК спектры ЛПЭНП и привитого сополимера заметно отличаются интенсивностью полосы в области 2246 см^{-1} , соответствующей валентным колебаниям – CN групп в структурах:



Появление в спектре указанной полосы однозначно свидетельствует о получении привитого сополимера и отсутствии гомополимера [2].

Механизм осуществления реакции прививки сополимера ЛПЭНП и НАК без применения катализаторов с помощью электрических разрядов можно объяснить следующим образом.

Слабосвязанный водородный атом, благодаря комплексному воздействию разряда, отрывается от макромолекулы полиэтилена с образованием макрорадикала. Наличие неспаренного электрона позволяет свободному макрорадикалу с легкостью вступать в реакцию с НАК, образуя привитый сополимер. Так как при электроразрядном иницировании привитой сополимеризации скорость прививки больше, чем скорость гомополимеризации НАК, образуется продукт, который не содержит гомополимера прививаемого мономера [3].

После получения готового продукта реакции электроразрядного синтеза сополимера были исследованы его физико-механические, структурные и диэлектрические характеристики и проведено сравнение их с аналогичными характеристиками обычного промышленного ЛПЭНП.

Измерениями установлено, что сополимер ЛПЭНП, полученный методом электроразрядного синтеза, имеет прочность при разрыве на $\sim 20\%$ выше, а относительное удлинение при разрыве на $20 - 25\%$ ниже, чем промышленный ЛПЭНП.

Результаты рентгеноструктурных исследований показали, что кристалличность привитого сополимера по сравнению с исходным полиэтиленом несколько снижается и одновременно уменьшаются размеры кристаллов.

Экспериментально выяснено, что с увеличением массовой доли прививаемого мономера НАК стойкость продукта к агрессивным средам становится еще более высокой.

Методом дилатометрирования определено, что привитый сополимер имеет меньший «свободный» объем, чем ЛПЭНП.

Для сопоставления диэлектрических характеристик полученного продукта и промышленного ЛПЭНП были определены значения удельного электрического сопротивления (ρ), относительной диэлектрической проницаемости (ϵ), тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg } \delta$) и электрической прочности ($E_{\text{пр}}$). Сравнение значений этих параметров показали, что образцы привитого и промышленного полиэтилена обладают близкими по значению диэлектрическими характеристиками (см. таблицу).

Диэлектрические характеристики промышленного и привитого сополимера ЛПЭНП

Параметр	Промышленный ЛПЭНП	Привитый ЛПЭНП
ρ , Ом·м	10^{15}	10^{14}
ϵ ,	2,3 – 2,4	3,1
$\text{tg } \delta$ (при 1кГц)	$(2 - 4) \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$E_{\text{пр}}$, МВ/м (при толщине 1 мм)	45 – 55	40 – 45

Выводы

1. Впервые проведена реакция синтеза привитого сополимера с использованием воздействия электрических разрядов барьерного типа без применения каких-либо катализаторов, при этом полученный продукт не содержал гомополимера прививаемого мономера.

2. Выявлено, что полученный электроразрядным синтезом продукт обладает достаточно высокими физико-механическими и диэлектрическими свойствами, а также высокой стойкостью к агрессивным средам.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Барабанов О.П., Тихомиров Б.И., Галанов О.Н.* Синтез и свойства привитых сополимеров этилен-пропиленового каучука и окситриакриловой кислоты // *Каучук и резина*. 1971. № 9. С. 8 –10.
2. *Джуварлы Ч.М., Бунят-заде А.А., Ахмедов Э.Н.* Синтез привитого сополимера на основе линейного полиэтилена с акрилонитрилом под действием электрического поля // *Сборник статей по электрофизике и электроэнергетике*. Вып. 5. Баку, ЭЛМ, 1997. С. 39 – 40.
3. *Стрепихеев А.А., Деревицкая В.А., Слонимский Г.Л.* Основы химии высокомолекулярных соединений. Изд. 2-е. М., Химия, 1967.

Поступила 29.11.02

Summary

In the work the results of researches of strong electric fields and discharges effect on processes of the grafted polythene synthesis are present. Process of synthesis of the grafted copolymer of low density linear polythene to the acril nitril at the effect of electrical discharge of barrier type without application of the chemical catalyst is developed and carried out. It is shown, that on the offered method the undesirable product of reaction – homopolymer of grafted monomer is not formed. Received product has high physical-mechanical and dielectric properties.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ И ПИЩЕВЫХ ПРОДУКТОВ

Н.И. Лебовка, М.П. Купчик*, М.В. Шынкарык**

СЕТОЧНАЯ МОДЕЛЬ ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА СОКОСТРУЖЕЧНОЙ СМЕСИ

*Институт биокolloидной химии им. Ф.Д. Овчаренко НАН Украины,
пр. Вернадского, 42, Киев – 142, 03142, Украина*

**Украинский государственный университет пищевых технологий,
ул. Владимирская, 68, Киев – 33, 01033, Украина*

***Тернопольский государственный технический университет,
им. И. Пулюя, ул. Русская, 52, Тернополь, 46000, Украина*

Введение

Омический нагрев используется для электрообработки пищевых продуктов и влагонасыщенных биологических сред и находит широкое применение при стерилизации, желатировании, плазмоллизе и сушке пищевого сырья [1 – 5]. В случае использования данного метода тело одновременно нагревается во всем объеме, и это помогает избегать неоднородностей нагрева, которые всегда наблюдаются при использовании традиционных методов теплового нагрева. Метод омического нагрева используется для нагревания жидких и твердых пищевых продуктов, а также дисперсий. Скорость омического нагревания может быть довольно большой, а нагревательная ячейка может иметь различные размеры и принимать разные формы. Использование омического нагрева позволяет интенсифицировать процессы диффузного массопереноса в пищевых материалах и достичь более высокой степени извлечения полезных компонентов из сырья [6, 7]. Коэффициент усиления диффузии при омическом нагреве зависит от электропроводности пищевого сырья [8, 9] и является линейной функцией от приложенного напряжения и площади поперечного сечения частичек [10], а также существенно зависит от частоты и формы приложенного напряжения.

Некоторое ограничение сферы применений омического нагрева связано с довольно большими энергетическими затратами, нежелательными эффектами электролиза среды и наличием разности скоростей нагрева твердых частичек и жидкости внутри среды [11]. Поле распределения температур T в нагреваемом объекте можно найти из уравнения

$$\frac{\partial pCT}{\partial t} = \nabla \lambda (\nabla T) + Q, \quad (1)$$

где ρ , C , и λ плотность, теплоемкость и теплопроводность материала, а Q скорость генерации тепловой энергии в единице объема:

$$Q(r) = \sigma(r) |\nabla u(r)|^2 = \sigma(r) E^2(r) \quad (2)$$

Здесь $\sigma(r)$ электропроводность среды, которая зависит от пространственной координаты r , $E(r)$ напряженность поля, а $u(r)$ потенциал, который можно найти из уравнения

$$\nabla(\sigma \nabla u) = 0. \quad (3)$$

При омическом нагреве неоднородных суспензий пищевого сырья выравнивание температуры может занимать довольно большое время, и поэтому локальный нагрев частичек и жидкости могут также сильно отличаться [1, 2, 12].

Уравнение Лапласа (3) имеет аналитическое решение только для некоторых простых случаев. Для случая изолированной частички сферической формы в однородном внешнем поле отношение скоростей нагрева твердого тела Q_S и внешней жидкости Q_L определяется отношением соответствующих электропроводимостей σ_S/σ_L [13]:

$$\frac{Q_S}{Q_L} = \frac{9\sigma_S/\sigma_L}{4(1+\sigma_S/2\sigma_L)^2} \underset{\sigma_S/\sigma_L \ll 1}{\approx} \frac{9\sigma_S}{4\sigma_L} \ll 1, \quad (4)$$

и при $\sigma_S/\sigma_L \ll 1$ энергия преимущественно выделяется в более электропроводной внешней жидкости.

Определение распределения температурных полей в материалах со сложной формой частичек является важным с практической точки зрения, но, к сожалению, эта задача требует более сложных расчетов. В работах [1, 2] используется метод конечных элементов для расчета температурных полей в материалах с анизотропной формой частичек для двумерных систем. В частности показано, что при нагревании удлиненных частичек пищевых продуктов в воде скорость нагревания частичек может превышать скорость нагревания воды при ориентации длинной оси частички перпендикулярно полю или быть ниже скорости нагревания воды при ориентации частички вдоль поля. Однако, к сожалению, эти модели применимы только для одиночных частичек и не дают возможности рассчитывать омический нагрев сложных гетерогенных систем, например, сокостружечных смесей с конечной объемной долей частичек в системе.

В данной работе изучены особенности омического нагревания пищевых материалов для упрощенной двумерной сеточной модели сокостружечной смеси. Проведен расчет зависимостей локальных скоростей нагрева частичек стружки анизотропной формы Q_S и жидкости Q_L от объемной доли твердой фазы ϕ при разных значениях электропроводности σ_S/σ_L и фактора анизотропии формы частичек f .

Модель

Гетерогенную структуру сокостружечной смеси моделируем с помощью сеточной модели на двумерной квадратной решетке размером N^2 , где $N = 100$. Для частичек стружки изотропной формы в каждом узле располагали элемент, который моделирует электрофизические свойства твердой частички стружки или жидкой фазы (рис. 1).

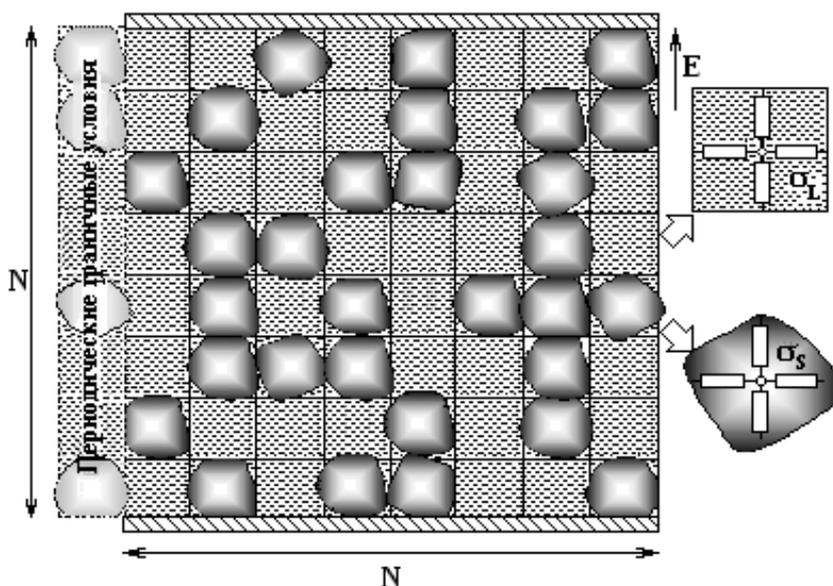


Рис.1. Электрофизическая модель гетерогенной структуры сокостружечной смеси. В поперечном к приложенному полю направлении применялись периодические граничные условия

В данной работе использовалась простейшая схема, состоящая из четырех сопротивлений, связанных с центральным узлом. Эффективные электропроводности элементов соответствовали электропроводностям твердой частички σ_S и жидкости σ_L . Внешние границы присоединены к электродам, между которыми приложенное напряжение U , эффективная напряженность поля вычислялась как $E = U/Nd$, где величина d – средний линейный размер (диаметр) одной частички. Для

частичек анизотропной формы рассматривались линии последовательно соединенных узлов и определялся коэффициент анизотропии формы

$$f = L_1 / L_s > 1, \quad (5)$$

где L_1 и L_s , соответствующие размеры длинной и короткой осей анизотропной частички. В данной работе всегда принималось, что длина короткой оси соответствовала размеру одной ячейки $L_s = d$, и поэтому величина f соответствовала длине частички, измеряемой в величинах, равных размеру ячейки d .

Исследования проводились для трех моделей пространственного расположения частичек в системе (рис.2): перпендикулярно приложенному полю (модель *a*), параллельно приложенному полю (модель *b*) и случайной ориентации (модель *в*). Перед началом моделирования частички располагались случайным образом в узлах квадратной решетки для заданной объемной доли твердой фазы в сокостружечной смеси ϕ . В процедуре моделирования с помощью метода релаксации находились решения уравнения Кирхгофа (3) и вычислялись потенциалы во всех узлах решетки. Условием остановки процедуры релаксации принимали относительную погрешность вычисления потенциалов меньшую чем 10^{-5} . Потом вычислялось распределение потенциалов Δu_i и напряженностей поля E_i для элементов, которые отвечали твердым частичкам и жидкой фазе.

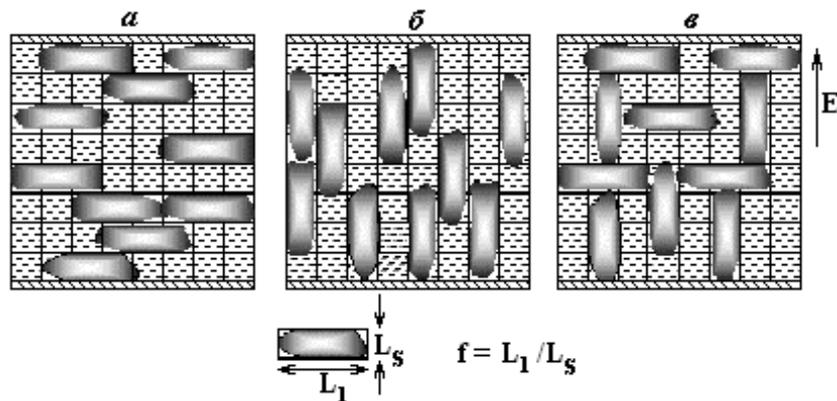


Рис.2. Три модели пространственного расположения частичек анизотропной формы

Определяя приведенную удельную скорость генерации тепловой энергии как $q = Q/E^2$, для средней скорости генерации тепла по объему смеси из формулы (2) имеем $q_m = \sigma_m$, где средняя проводимость системы σ_m высчитывалась с помощью модифицированного алгоритма Франка–Лобба [14], а также оценивалась с помощью формулы

$$q_m = \sigma_m = \frac{1}{N_{tot}} \sum_{i=1}^{N_{tot}} \sigma_i E_i^2, \quad (6)$$

где $N_{tot} = NxN$ – общее число элементов в системе, $\sigma_i = \sigma_s, \sigma_L$, локальные электропроводности, E_i – локальная напряженность поля на i -м элементе.

Приведенные удельные скорости генерации тепловой энергии для подсистем стружка (q_s) и жидкость (q_L) исчислялись по формулам

$$q_{S(L)} = \frac{1}{N_{S(L)}} \sum_{S(L)=1}^{N_{S(L)}} \sigma_{S(L)} E_{S(L)}^2, \quad (7)$$

где $N_S = N_{tot}\phi$, $N_L = N_{tot}(1 - \phi)$.

Результаты и их обсуждение

На рис. 3 приведены рассчитанные зависимости отношения средней проводимости системы σ_m к проводимости жидкости σ_L от объемной доли твердой фазы в сокостружечной смеси ϕ при разных значениях σ_s/σ_L .

Для частичек изотропной формы наблюдаются довольно типичные зависимости σ_m/σ_L от объемной доли твердого компонента φ . При низких значениях σ_S/σ_L проявляется перколяционное поведение и точка $\varphi = \varphi_p = 0,5927$ соответствует точке перколяционного перехода для задачи узлов [15]. Отметим, что уменьшение величины σ_m/σ_L соответствует уменьшению средней приведенной удельной скорости генерации тепловой энергии $q = Q/E^2$ в объеме смеси. Для частичек анизотропной формы характер зависимостей σ_m/σ_L от φ определяется характером ориентационного упорядочения частиц в системе. В случае, когда частицы упорядочены перпендикулярно направлению поля (модель *a*, см. рис.2), наблюдается самое резкое уменьшение σ_m/σ_L при увеличении φ . Интересно заметить, что для модели *b* (рис.2) наблюдается более резкое падение σ_m/σ_L при увеличении φ , чем для изотропных частиц. В случае, когда частицы направлены вдоль поля (модель *b̄*, см. рис.2), величина σ_m/σ_L при увеличении φ уменьшается менее резко, чем в случае изотропных частиц. Таким образом, более сильное нагревание гетерогенной системы с анизотропной формой частиц наблюдается при их упорядочении вдоль направления поля.

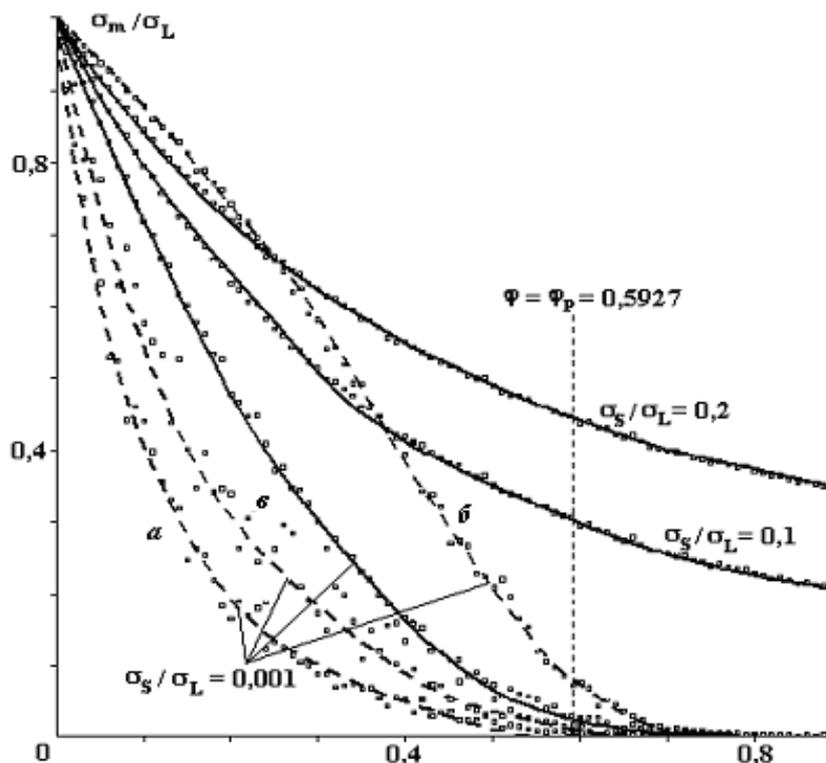


Рис.3. Зависимости отношения средней проводимости системы σ_m к проводимости жидкости σ_L от объемной доли твердой фазы в сокостружечной смеси φ при разных значениях σ_S/σ_L для частичек изотропной формы (сплошные линии) и анизотропной формы при $f = 11$ (пунктир). Здесь точка $\varphi = \varphi_p = 0,5927$ соответствует точке случайной перколяции для задачи узлов [15], буквы *a*, *b* и *b̄* в указывают тип ориентационного упорядочения частичек в соответствии с рис. 2

Типичные функции распределения локальных электрических напряженностей на элементах, соответствующих твердым частичкам (E_S) и жидкой фазе (E_L) при разных значениях объемной доли твердой фазы в сокостружечной смеси φ для системы с изотропной формой частичек, представлены на рис. 4.

При маленьких и больших значениях φ ($\varphi < 0,2$; $\varphi > 0,8$) функции распределения являются довольно узкими, что отвечает наличию однородных полей в системе. На твердых частичках с более низкой электропроводностью локальные напряженности поля E_S всегда превышают локальные напряженности в жидкой фазе E_L . Кроме того, на твердых частичках локальные поля являются более неоднородными, и при высоких значениях $\varphi > 0,5$ максимальные значения поля могут достигать $E_S \approx 3E$.

На рис. 5 представлены типичные зависимости приведенных удельных скоростей нагревания подсистем жидкость (q_L) и стружка (q_S), а также средней удельной скорости ($q_m = \sigma_m/\sigma_L$) от объемной доли твердой фазы φ в сокостружечной смеси с изотропной формой частичек при разных значениях

σ_s/σ_L . Интересной особенностью этих зависимостей является наличие точки тепловой инверсии при определенном значении $\varphi = \varphi_i$, которое зависит от соотношения проводимостей σ_s/σ_L . При концентрациях твердой фазы в сокостружечной смеси $\varphi < \varphi_i$ скорость нагревания жидкой фазы превышает скорость нагревания твердых частичек. Однако при $\varphi > \varphi_i$ скорость нагревания твердых частичек с низкой электропроводностью начинает превышать скорость нагревания более проводящего компонента в системе. Возможность такого эффекта отмечена ранее в работе [16], где указано, что удельные скорости нагревания твердой и жидкой подсистем могут зависеть от отношения проводимостей фаз и значения φ , точка $\varphi = \varphi_i$ названа точкой тепловой инверсии.

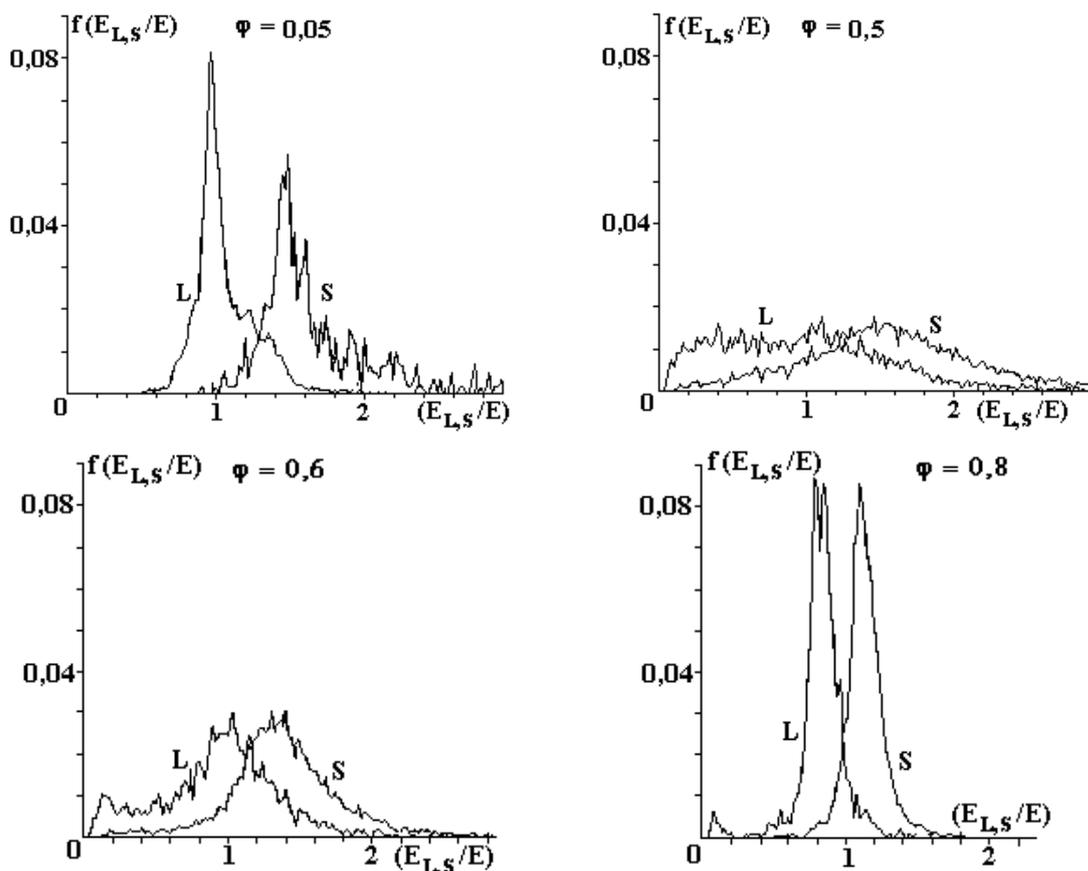


Рис. 4. Функции распределения локальных напряженностей на элементах, которые соответствуют твердым частичкам (E_S) и жидкой фазе (E_L) для электрофизической модели гетерогенной структуры сокостружечной смеси с изотропной формой частичек при разных значениях объемной доли твердой фазы в сокостружечной смеси φ . Здесь E – средняя напряженность поля в системе. Расчеты проведены для $\sigma_s/\sigma_L = 100$

Типичные зависимости приведенных удельных скоростей нагревания подсистем жидкость (q_L) и стружка (q_S) от объемной доли твердой фазы φ в сокостружечной смеси с анизотропной формой частичек для различных моделей их ориентационного расположения (см. рис. 2) в частном случае $\sigma_s/\sigma_L = 0,1$ приведены на рис. 6. Для сравнения на этих же рисунках представлены данные для изотропной формы стружки (случай 1). Для модели *a* (частицы сориентированы перпендикулярно внешнему электрическому полю) при увеличении коэффициента анизотропии формы скорость тепловыделения падает в жидкой фазе и растет на стружке, при этом скорость тепловыделения на стружке выше (при данном значении $\sigma_s/\sigma_L = 0,1$). Прямо противоположное поведение наблюдается для модели *b* (частицы сориентированы параллельно внешнему электрическому полю). В этом случае скорость тепловыделения в жидкой фазе растет, а на стружке падает при увеличении коэффициента анизотропии формы частиц. Результаты, полученные для моделей *a* и *b*, качественно согласуются с данными работ [1, 2] о зависимости скорости нагревания одиночных частиц от их ориентации в электрическом поле. Для смешанной модели *в* наблюдается поведение, подобное поведению для модели *a*, но эффекты, связанные с увеличением степени анизотропии, здесь менее сильно выражены.

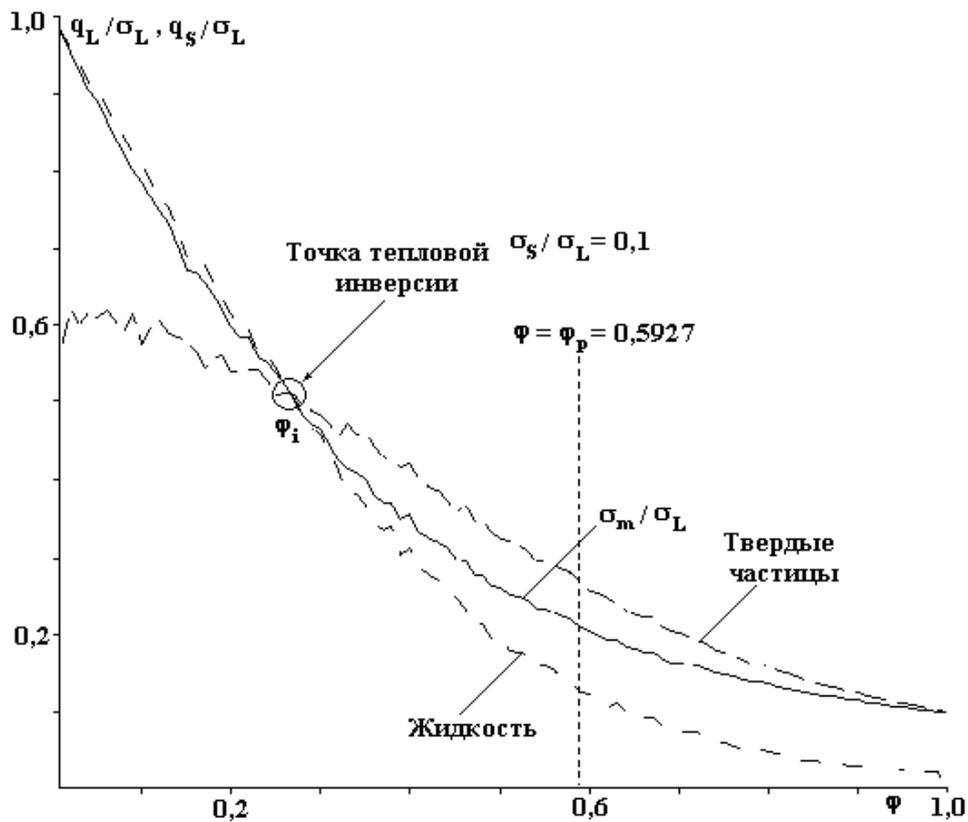
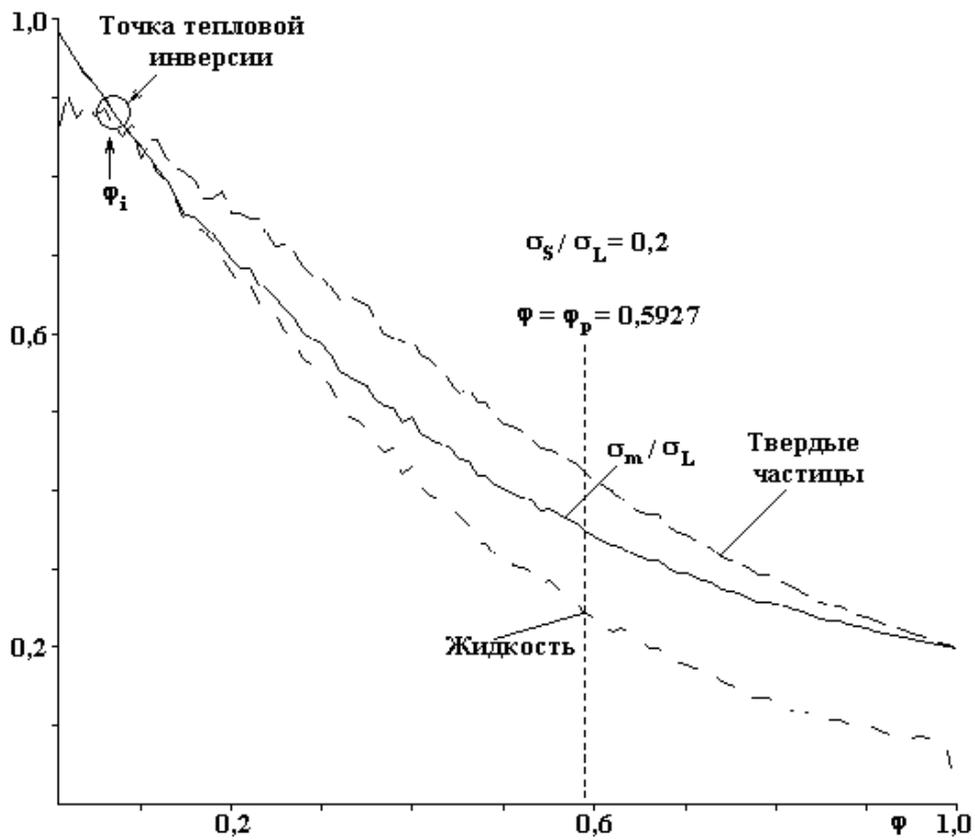
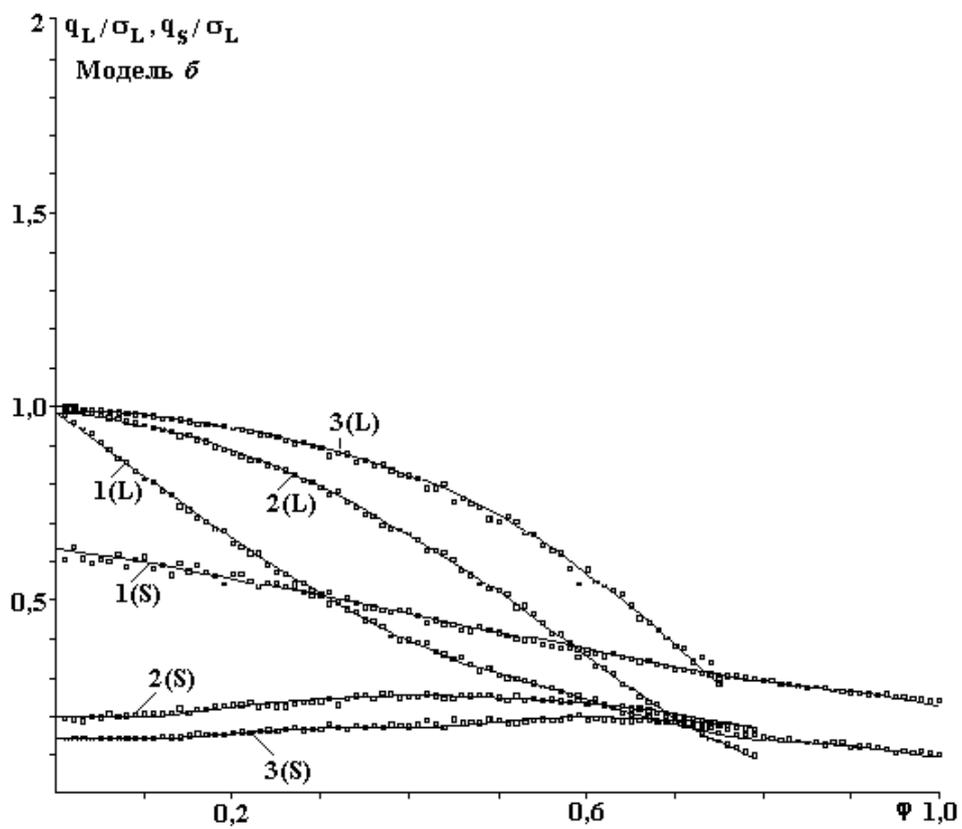
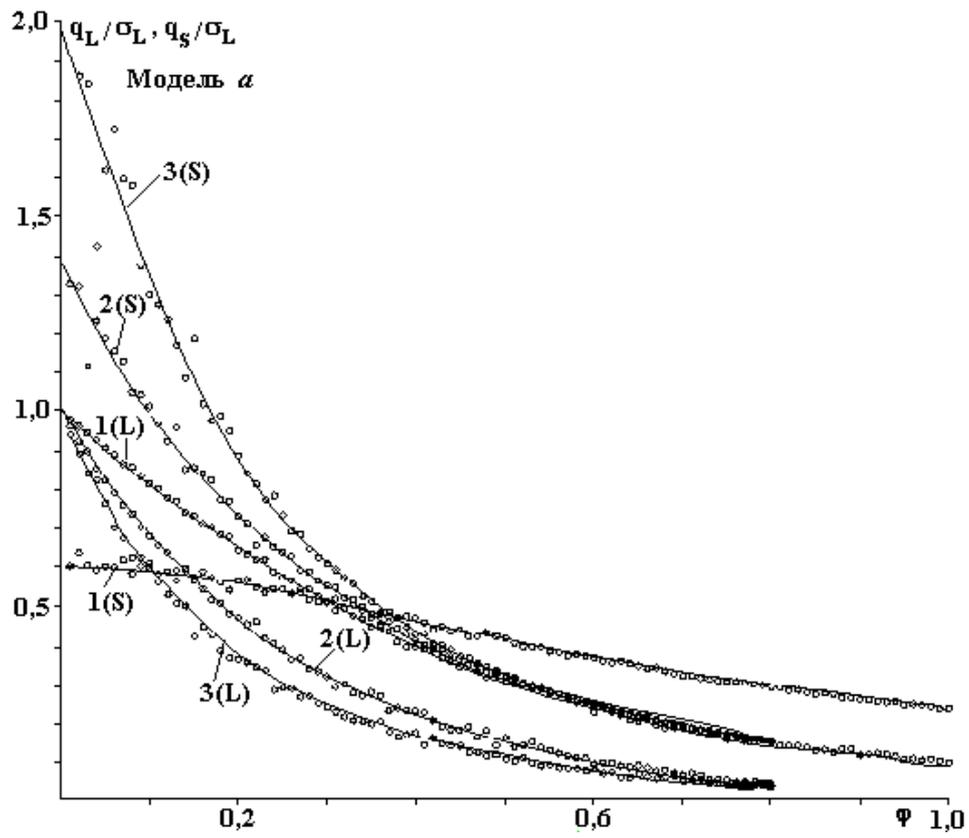


Рис. 5. Типичные зависимости приведенных удельных скоростей нагрева подсистем жидкость (q_L), стружка (q_s), и средней удельной скорости нагрева ($q_m = \sigma_m / \sigma_L$) от объемной доли твердой фазы в сокостружечной смеси φ с изотропной формой частичек при разных значениях σ_s / σ_L . Здесь точка $\varphi = \varphi_p = 0,5927$ отвечает точке случайной перколяции для задачи узлов



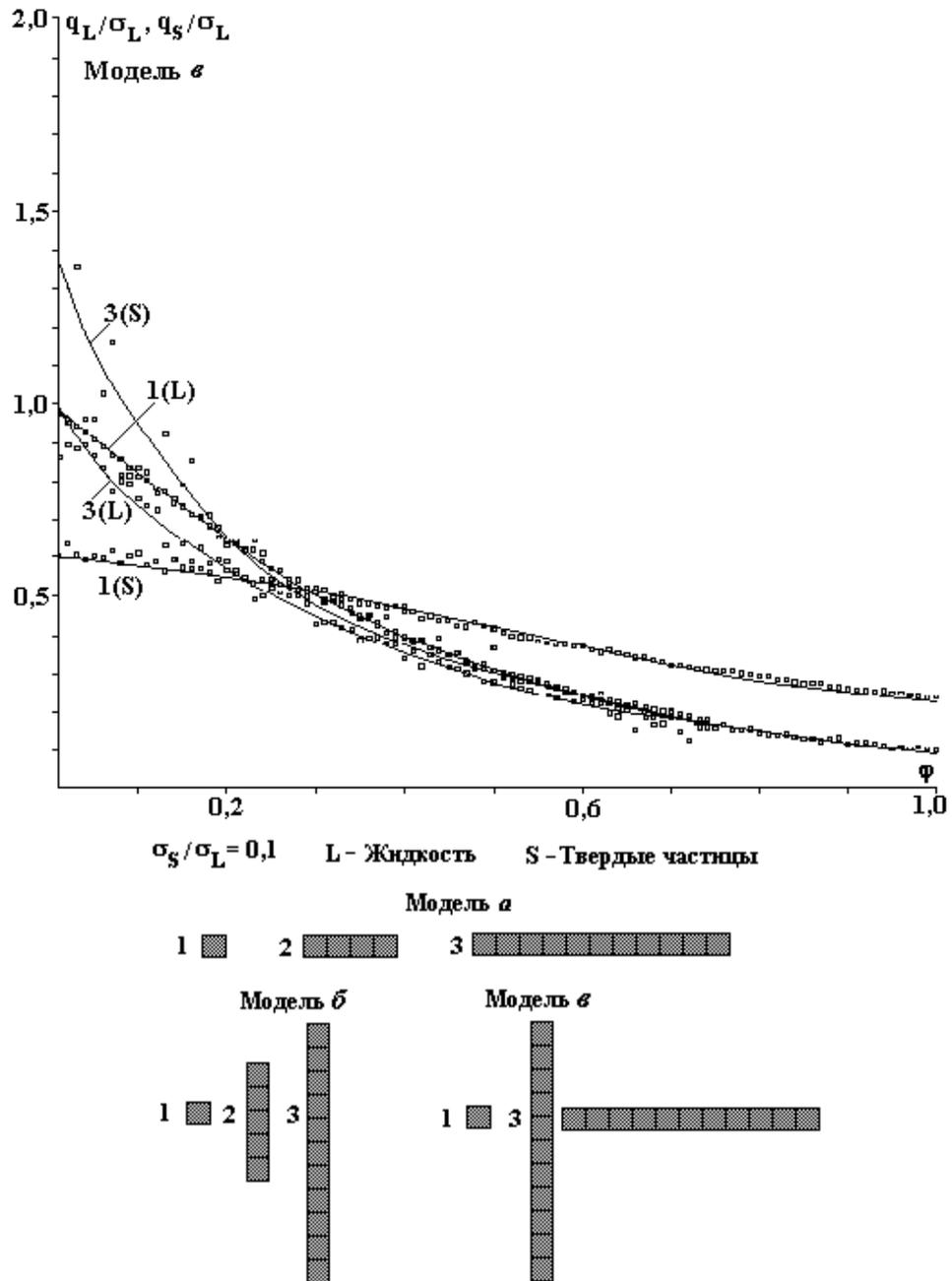


Рис. 6. Типичные зависимости приведенных удельных скоростей нагревания подсистем жидкость (q_L) и стружка (q_S) от объемной доли твердой фазы в сокостружечной смеси ϕ с анизотропной формой частичек с коэффициентом анизотропии формы $f = 1$ (1), $f = 5$ (2), $f = 11$ (3) и $\sigma_S / \sigma_L = 0,1$ для различных моделей ориентационного расположения частичек а, б и в

На рис. 7 представлены зависимости концентрации, соответствующей точке тепловой инверсии ϕ_i от σ_S / σ_L для стружки изотропной и анизотропной формы для различных случаев ее расположения во внешнем электрическом поле. Концентрация ϕ_i во всех случаях возрастает при уменьшении отношения проводимостей σ_S / σ_L . При очень малых значениях σ_S / σ_L ($\sigma_S / \sigma_L \ll 1$) проявление тепловой инверсии тесно связано с перколяционным поведением проводимости в сокостружечной смеси и точка ϕ_i по-видимому, соответствует перколяционной концентрации ϕ_p в пределе бесконечно больших систем. Для изотропной случайной перколяции $\phi_p = 0,5927$ [15], но величина ϕ_p может зависеть также от формы частиц, заполняющих узлы решетки. При увеличении коэффициента анизотропии формы частиц при заданном значении σ_S / σ_L концентрация тепловой инверсии увеличивается для ориентации частиц вдоль поля (модель б) и уменьшается для ориентации частиц перпендикулярно полю (модель а).

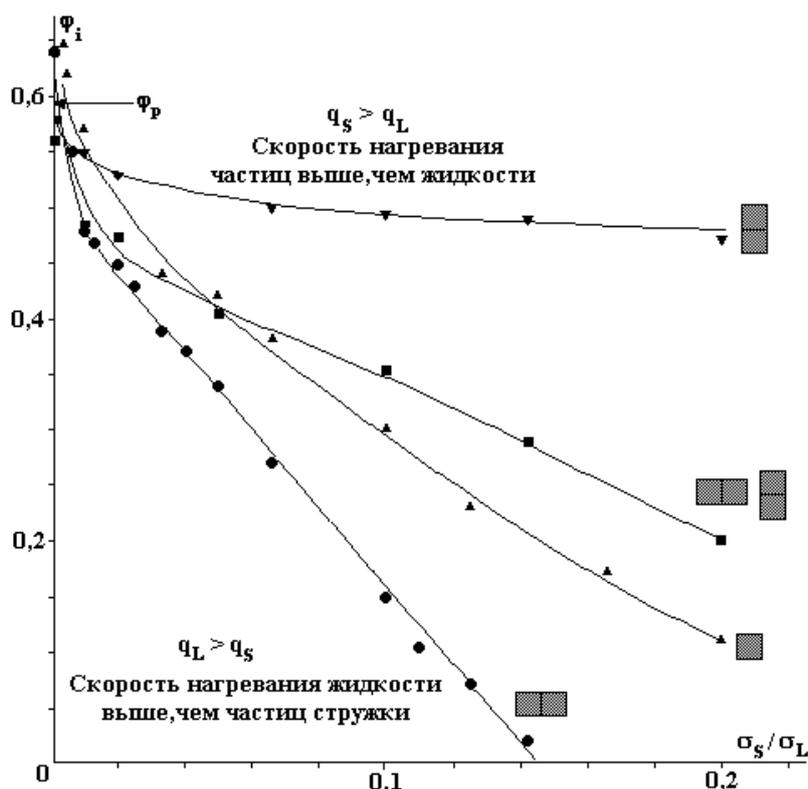


Рис. 7. Зависимость концентрации φ , соответствующей точке тепловой инверсии от σ_s/σ_L для стружки изотропной и анизотропной формы. Для анизотропных частичек коэффициент анизотропии составлял $f = 2$. Здесь точка $\varphi = \varphi_p = 0,5927$ соответствует точке случайной перколяции для задачи узлов [15]

Заключение

Таким образом, при омическом нагревании гетерогенной сокостружечной смеси происходит перераспределение тепловой энергии, которая вводится в систему между подсистемой твердая фаза и жидкость. На твердых частичках, которые имеют более низкую электропроводность σ_s , чем электропроводность сока σ_L , локальные поля являются более неоднородными, и напряженности поля E_s всегда превышают локальные напряженности в жидкой фазе E_L .

Скорости омического нагревания подсистем жидкость (q_L) и стружка (q_s) зависят от объемной доли твердой фазы в сокостружечной смеси φ , отношения проводимостей стружки и сока σ_s/σ_L , коэффициента анизотропии формы стружки f и характера ориентационного расположения анизотропных частичек во внешнем поле. При концентрациях твердых частиц в системе выше определенного значения φ_i наблюдается точка тепловой инверсии, когда стружка начинает нагреваться с большей скоростью, чем окружающий сок. Для более интенсивного нагревания подсистемы стружка наиболее оптимально проводить нагревание стружки анизотропной формы с упорядочением частиц перпендикулярно внешнему электрическому полю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alwis A.P., Fryer P.J. Finite–element analysis of heat generation and transfer during ohmic heating of food // Chemical Engineering Science. 1990. V. 45. № 6. P. 1547 – 1559.
2. Fryer P. J., Zhang L. Electrical resistance heating of foods // Trends of Food Science and Thechnology. 1993. V. 4. № 11. P. 364 – 372.
3. Wang W. Ohmic heating of foods: physical properties and applications // Ph.D. dissertation. Columbus, OH. The Ohio State University, 1995.
4. Metaxas A.C. Foundations of electroheat: A unified approach. N.Y., Wiley. 1996.
5. Рогов И.А., Горбатов А.В. Физические методы обработки пищевых продуктов. М., 1974.
6. Kim J., Pyun Y. Extraction of soy milk using ohmic heating // Abstract, 9th Congress on Food Science and Technology, Budapest, Hungary. 1995. P. 281

7. Катроха И., Матвиенко А.Б., Ворона Л.Г., Купчик М.П., Заяц В. Интенсификация извлечения сахара из сахарной свеклы в электрическом поле // Сахарная промышленность. 1984. № 7. С. 28 – 31.
8. Lima M. Ascorbic acid degradation kinetics and mass transfer effects in biological tissue during ohmic heating // Ph.D. dissertation. Columbus, OH. The Ohio State University, 1996. P. 28 – 44.
9. Lima M., Heskitt B., Sastry S. The effect of frequency and wave form on the electrical conductivity-temperature profiles of turnip tissue // J. Food Proc. Eng. 1999. V. 22. № 1. P. 41 – 54.
10. Schreier P., Reid D., Fryer P. Enhanced diffusion during the electrical heating of foods // Int. J. Food Sci. Technol. 1993. V. 28. P. 249 – 260.
11. Zitny R., Sestak J., Zajicek M. Continuous direct ohmic heating of liquids . In: CD-ROM Int.CHISA 98, p.11, 1998; <http://www.fsid.cvut.cz/ascii/en/U218/peoples/zitny/ohmic.htm>
12. Khalaf W. G., Sastry S.K. Effect of Fluid Viscosity on the Ohmic Heating Rate of Solid-Liquid Mixtures // Journal of Food Engineering. 1996. V. 27. № 2. P. 145 – 158.
13. Bakalis S., Cox P.W., Fryer P.J. Modelling particular thermal technologies // Thermal technologies in food processing . Ed. Philip Richardson, 2001, Boca Raton, CRC Press. P. 113 – 137.
14. Frank D.J., Lobb C.J. Highly efficient algorithm for percolative transport studies in two dimensions// Phys. Rev. 1988. V. B37. P. 302 – 307.
15. Stauffer D., Aharony A. Introduction to percolation theory. London: Taylor and Fransis, 1994.
16. Orangi S., Sastry S., Li Q. A numerical investigation of electroconductive heating in solid-liquid mixtures// Int. J. Heat Mass Transfer. 1998. V. 41. № 14. P. 2211 – 2220.

Поступила 20.01.03

Summary

The paper is devoted to development of network model of juice-shaving mixture ohmic heating. The spatial distribution of medium local heat rates are carried out. The heat rates versus a shaving volume fraction, ration of the conductances of juice and of shaving σ_L/σ_S and a shaving form anisotropy factor are considered. The thermal inverse point of (that relevant to the volume fraction of shaving at which the heats rates in fluid and solid phase are coincide) versus σ_L/σ_S and f are discussed.

А.Р. Ризун, Ю.В. Голень, Т.Д. Денисюк

**МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ УСТАНОВКИ
ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО РАЗРУШЕНИЯ
НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ**

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
просп. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина*

Введение

Применение электрогидравлических установок (ЭГУ) для разрушения материалов требует быстрого и надежного расчета характеристик основного воздействующего инструмента – электрического разряда (ЭР) цилиндрической симметрии. Мощность разряда достигает 10^9 Вт, длительность – порядка $(5 - 20) \cdot 10^{-6}$ с. Особенно необходимы сведения для первого полупериода тока, поскольку именно в это время формируется основная волна сжатия. Давления, развиваемые ЭР в первый полупериод, достигают порядка 10^9 Па, вещество в канале разряда (КР) представляет собой плотную плазму с температурой около $(10 - 50) \cdot 10^3$ К.

Методика расчета

Учет нелинейных эффектов распространения волн сжатия и эффектов неидеальности плазмы очень усложняет расчет параметров ЭР. Однако использование экспериментально установленного универсального для всех критических разрядов закона ввода мощности в канал разряда и приближения Кирквуда–Бете для расчета гидродинамических характеристик волн сжатия позволяют все многообразие явлений ЭР свести к единому критерию подобия разрядов – числу Маха (М) $M = \frac{a_0}{c_0 \tau}$ [1].

Для разрядов цилиндрической симметрии систему в безразмерном виде запишем так:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{1 + M \frac{\dot{y}}{z}}{1 - M \frac{\dot{y}}{z}} \cdot \frac{\eta}{2y} + \frac{M}{z} \cdot \frac{d\eta}{dx} - \frac{3}{4} \frac{1 - \frac{M \dot{y}}{z}}{1 - M \frac{\dot{y}}{z}}, \quad (1)$$

$$\eta = \frac{1}{M^2 (k-1)} = \left[\left(kM^2 \zeta + \frac{B}{A} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right], \quad (2)$$

$$z = \left(kM^2 \zeta + \frac{B}{A} \right)^{\frac{k-1}{2k}}, \quad (3)$$

$$\frac{d\zeta}{dx} = \frac{\dot{f}(x)}{y^2} - 2y \frac{\zeta}{y} \cdot \frac{dy}{dx}, \quad (4)$$

$$\dot{f}(x) = \begin{cases} 4 & 0 \leq x \leq 0,5 \\ 4(1-x) & 0,5 \leq x \leq 1, \\ 0 & 1 \leq x \end{cases} \quad (5)$$

В табл.1 $\dot{f}(x) = 0,5$. В систему (1) – (4) введены следующие безразмерные величины: $x = t/\tau$, где τ – время первого полупериода; $y = a/a_0$, где a – текущий радиус, a_0 – характерный радиус, приближенно равный радиусу КР к концу первого полупериода; $L = c/c_0$, где c – скорость звука, c_0 – скорость звука в покоящейся жидкости; $\zeta = \frac{p\tau^2}{\rho_0 a_0^2}$, где p – давление в КР, ρ_0 – плотность невозмущенной жидкости; $\eta = \frac{H\tau^2}{a_0^2}$ – энтальпия, где γ – эффективный показатель адиабаты плазмы – 1,26.

Уравнения (1) – (3) получены для уравнения воды, взятого в форме Тэта: уравнения (1) – (2) определяют соотношение между скоростью расширения КР и энтальпией, (3) – связывает энтальпию и давление в КР.

Уравнение (4) выражает закон сохранения мощности, (5) – эмпирически установленный закон выделения энергии в КР, нормированный на E/τ , где E – энергия, выделившаяся за время τ . Последнее уравнение, связывающее все рассмотренные величины, получено в [1]:

$$a_0^4 = \frac{\gamma-1}{\pi\rho_0} \tau^2 \frac{E}{l}, \quad (6)$$

где l – длина разрядного промежутка.

Система (1) – (6) позволяет найти гидродинамические характеристики разряда: радиус a , скорость \dot{a} и давление p , если известны энергия E , выделившаяся за время τ на длине разрядного промежутка – l . Решения уравнений (1) – (6) позволяют получение более простых расчетных формул для E и τ по заданным параметрам разрядного контура, а также нахождение способа определения электрических характеристик разряда в первый полупериод.

Расчет характеристик электроразрядов

Для ЭР технологии разрушения наиболее характерно число Маха $M = 0,5$. Система уравнений (1) – (6) интегрирована в более широком интервале чисел Маха от 0,1 до 1. Начальные условия варьировались следующим образом:

$$y_0 = 0,05 - 0,15; \quad \dot{y}_0 = 0,05 - 0,20; \quad \zeta_0 = 0,1 - 0,5.$$

При таких значениях радиусов, скоростей и давлений процесс расширения КР определяется только режимом выделения энергии.

Результаты вычислений для $M = 0,5$ сведены в табл.1. Анализ расчетов показал, что величины y и \dot{y} , то есть радиус и скорость его расширения, могут быть представлены единой зависимостью и аппроксимированы полиномом четвертой степени с точностью порядка 10% .

$$y = 0,034 + 0,621x + 1,42x^2 - 1,67x^3 + 0,626x^4, \\ \dot{y} = 0,375 + 5,41x - 13,8x^2 + 14,4x^3 - 5,55x^4.$$

Величины ζ в значительной степени определяются числом M и для значений $M = 0,5$ может быть выражено полиномом:

$$\zeta = 1,44 + 0,372x - 0,726x^2 - 1,28x^3 + 0,83x^4.$$

Переход к размерным величинам проводится по соотношениям

$$a = a_0 y; \quad \dot{a} = \frac{a_0}{\tau} \dot{y}; \quad p = \rho_0 \left(\frac{a_0}{\tau} \right)^2 \zeta_{0,5}.$$

Величины y, \dot{y}, ζ для соответствующего значения $M = 0,5$ берутся или из представленных выше полиномов, или из табл.1.

Таблица 1. Результаты расчета характеристик электроразряда

Цилиндр $M = 0,5$, $f(x) = 0,5$							
x	y	\dot{y}	ζ	x	y	\dot{y}	ζ
0,02	0,103	0,202	0,399	0,80	0,846	0,968	0,962
0,04	0,108	0,299	0,556	0,85	0,894	0,94	0,881
0,06	0,116	0,420	0,768	0,90	0,940	0,913	0,804
0,08	0,125	0,542	0,978	0,95	0,985	0,884	0,730
0,10	0,137	0,651	1,151	1,0	1,028	0,856	0,659
0,12	0,151	0,743	1,277	1,1	1,111	0,804	0,542
0,14	0,167	0,815	1,362	1,2	1,189	0,762	0,457
0,16	0,184	0,872	1,415	1,3	1,264	0,725	0,392
0,18	0,202	0,917	1,446	1,4	1,335	0,694	0,342
0,20	0,220	0,951	1,463	1,5	1,403	0,667	0,301
0,25	0,269	1,008	1,472	1,6	1,468	0,643	0,269
0,30	0,321	1,040	1,461	1,7	1,531	0,621	0,242
0,35	0,373	1,059	1,447	1,8	1,592	0,602	0,219
0,40	0,426	1,070	1,433	1,9	1,652	0,584	0,200
0,45	0,480	1,078	1,421	2,0	1,709	0,569	0,183
0,50	0,534	1,083	1,410	2,2	1,820	0,541	0,156
0,55	0,588	1,079	1,373	2,4	1,926	0,517	0,136
0,60	0,642	1,065	1,304	2,6	2,027	0,496	0,119
0,65	0,695	1,045	1,221	2,8	2,125	0,478	0,106
0,70	0,746	1,021	1,133	3,0	2,219	0,462	0,095
0,75	0,797	0,995	1,047	3,1	2,265	0,455	0,090

Исходя из экспериментально установленного факта, все характеристики разряда определяются четырьмя параметрами: начальным напряжением U , накопительной емкостью C , индуктивностью цепи L и длиной разрядного промежутка l . Учитывая, что $\tau = \pi\sqrt{LC}$, из соотношения работы [2] определяем долю энергии, выделившуюся в первый полупериод от всей запасенной $C U^2 / 2$,

$$\nu = (\pi^2 \Pi)^{\frac{1}{3}},$$

$$\Pi = \frac{A l^2}{\pi U^2 \sqrt{LC}},$$

где ν – доля энергии, выделившаяся в первый полупериод; A – искровая постоянная, равная для разрядов, инициируемых высоким напряжением, $10^5 \text{ В}^2 \text{ с/м}^2$. Тогда после несложных преобразований

$$a = 0,8(L\nu)^{\frac{1}{4}}(UC)^{\frac{1}{4}}(\rho_0 l)^{-\frac{1}{4}} y,$$

$$\dot{a} = 0,25U^{\frac{1}{2}}\nu^{\frac{1}{4}}(\rho_0 Ll)^{-\frac{1}{4}} \dot{y},$$

$$p = 0,066(\rho_0 \nu U^2)^{\frac{1}{2}}(Ll)^{-\frac{1}{2}} \zeta.$$

При более точных расчетах длительность первого полупериода следует вычислять по формуле $\tau = \pi\sqrt{LC}(1 + \pi^2 \Pi)$.

При исследовании воздействия электроразрядов на обрабатываемый материал необходимо знать следующие характеристики канала: работу, совершаемую над окружающей средой A ; интенсивность такого воздействия \dot{A} ; энергию плазмы W ; скорость ее изменения \dot{W} ; режим ввода электрической энергии в канал и общую мощность.

Используя подход, аналогичный изложенному выше, будем иметь соответственно для M , равного 0,5, и закона ввода мощности в виде равнобедренного треугольника $f(x) = 0,5$:

$$A = \int_{s_0}^s pl ds - 0,26CU^2 \nu f(x_A),$$

$$f(x_A)_{0,5} = 0,006 - 0,19x + 2,01x^2 - 0,278x^3 - 0,94x^4,$$

$$\dot{A} = pl \frac{ds}{dt} = 0,083 \frac{C^{1/2} U \nu}{L^{1/2}} f(x_A),$$

$$f(x_A)_{0,5} = 0,06 + 1,27x + 11,1x^2 - 19,3x^3 + 8,01x^4,$$

$$W = \frac{pV}{\gamma - 1} = \frac{CU^2}{2} \nu \zeta y^2 = \frac{CU^2}{2} \nu f(x_W),$$

$$f(x_W)_{0,5} = 0,073 - 0,96x + 5,52x^2 - 4,49x^3 + 0,847x^4,$$

$$\dot{W} = \frac{CU^2}{2} \nu \frac{d\zeta y^2}{dx} \frac{1}{\pi \sqrt{LC}} = \frac{C^{1/2} U^2 \nu}{6,28L^{1/2}} f(x_{\dot{W}}),$$

$$f(x_{\dot{W}})_{0,5} = 0,317 - 2,46x + 30,0x^2 - 55,1x^3 + 27,05x^4,$$

$$E = \frac{CU^2 \nu}{2} \begin{cases} 2x^2 & 0 \leq x \leq 0,5 \\ 4x - 2x^2 - 1 & 0,5 \leq x \leq 1 \\ 0 & 1 \leq x, \end{cases}$$

$$\dot{E} = \frac{C^{1/2} U^2 \nu}{6,28L^{1/2}} \begin{cases} 4x & 0 \leq x \leq 0,5 \\ 4(1-x) & 0,5 \leq x \leq 1 \\ 0 & 1 \leq x. \end{cases}$$

Кроме представленных формул, расчеты сведены в табл.2.

Таблица 2. Характеристики канала разряда для числа Маха $M = 0,5$

x	$f(x_A)$	$f(x_{\dot{A}})$	$f(x_W)$	$f(x_{\dot{W}})$
0,1	0,005	0,260	0,017	0,332
0,2	0,052	0,670	0,670	0,625
0,3	0,130	0,979	0,139	0,945
0,4	0,245	1,302	0,248	1,261
0,5	0,386	1,515	0,365	1,605
0,6	0,553	1,766	0,528	1,140
0,7	0,737	1,730	0,630	0,750
0,8	0,905	1,566	0,686	0,392
1,0	1,171	1,151	0,689	-0,29

Для расчета электрических характеристик канала разряда воспользуемся соотношением, полученным в работе [2]:

$$A = \frac{P}{(\gamma - 1)\sigma},$$

где σ – удельная проводимость канала разряда.

Отсюда $\sigma = \rho_0 \left(\frac{a_0}{\tau} \right)^2 \zeta (\gamma - 1)^{-1} A^{-1}$. Сопротивление КР $R = \frac{l}{\pi a^2 \sigma}$ или, переходя к безразмерным величинам, $R = \frac{l(\gamma - 1) A \tau^2}{\rho_0 a_0^4 \pi \zeta y^2}$.

Величина $1/\zeta y^2$ аппроксимируется полиномом шестой степени

$$\left(\frac{1}{\zeta y^2} \right)_{0,5} = 84 - 541x + 1290x^2 - 1089x^3 - 423x^4 + 1173x^5 - 492x^6.$$

Мощность, задаваемая $f(x) = 0,5$, дает возможность вычислить ток с помощью выражения

$$I = \sqrt{\frac{\dot{E}}{R}} = \frac{\pi a_0^4 \rho_0}{(\gamma - 1) A^{1/2} \tau^{3/2}} \begin{cases} \sqrt{4x\zeta y^2}, & 0 \leq x \leq 0,5, \\ \sqrt{4(1-x)\zeta y^2}, & 0,5 \leq x \leq 1, \\ 0, & 1 \leq x, \end{cases}$$

где подкоренное выражение, характеризующее величину безразмерного тока, может быть аппроксимировано выражением

$$I_{0,5} = 0,0945 - x + 10,7x^2 - 13,4x^3 + 3,67x^4.$$

Величина напряжения на разрядном промежутке l соответственно выразится

$$U = IR \frac{l A^{1/2}}{\tau^{1/2}} = \begin{cases} \sqrt{4x(\zeta y^2)^{-1}}, & 0 \leq x \leq 0,5, \\ \sqrt{4(1-x)(\zeta y^2)^{-1}}, & 0,5 \leq x \leq 1, \\ 0, & 1 \leq x, \end{cases}$$

где подкоренное выражение, характеризующее падение напряжения в безразмерном виде, аппроксимируется уравнением

$$U_{0,5} = 4,39 - 0,817x - 19,9x^2 + 33,6x^3 - 17,2x^4.$$

На рис.1 и 2 представлены данные расчетов и экспериментов для разрядов с параметрами для электроразрядного дробления: начальное напряжение $U = 5 \cdot 10^4$ и $4 \cdot 10^4$ В емкость батарей $C = 6 \cdot 10^{-6}$ Ф, индуктивность $L = 1,1 \cdot 10^{-6}$ Гн, $l = 0,04$ м. Кривые 3, 6 получены экспериментально; кривые 1-2 и 4-5 – расчетным путем для напряжения $5 \cdot 10^4$ и $4 \cdot 10^4$ В соответственно; 2 и 5 вычислены при учете неадиабатичности процесса – равномерной потери 60% энергии за время от 0,5 до 1,5 x . Как видно из рисунков, подобный учет неадиабатичности слабо сказывается на активной стадии разряда, когда по каналу протекает ток, однако эти потери во многом определяют процесс пульсации пузыря на послеразрядной стадии.

Немаловажным является установление влияния изменения индуктивности, напряжения и емкости разрядной цепи на динамические характеристики канала разряда. При эксплуатации установок необходимо использовать согласованные разряды, поскольку именно они обеспечивают наибольший КПД, то есть наибольшую долю энергии, выделившуюся в первый полупериод, и максимальную амплитуду в волне сжатия. Это обычно разряды, в которых в первый полупериод выделяется около 80% всей запасенной в конденсаторе энергии. Оптимальные условия преобразования электрической энергии в механическую можно определить, варьируя параметры U , L , C и l , кроме того, изменением этих параметров можно добиться оптимальных условий работы установки, связанных с частотой следования импульсов и с особенностью разрушаемого материала, то есть его прочностью.

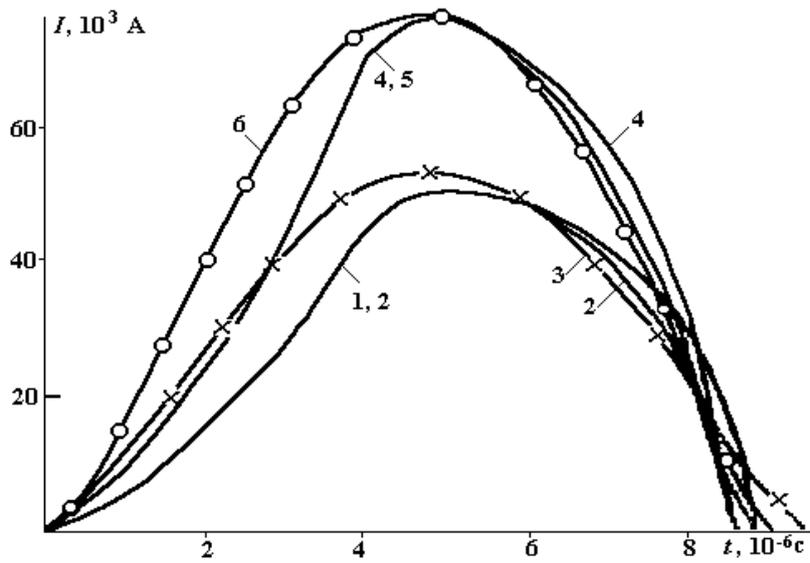


Рис.1. Ток канала разряда

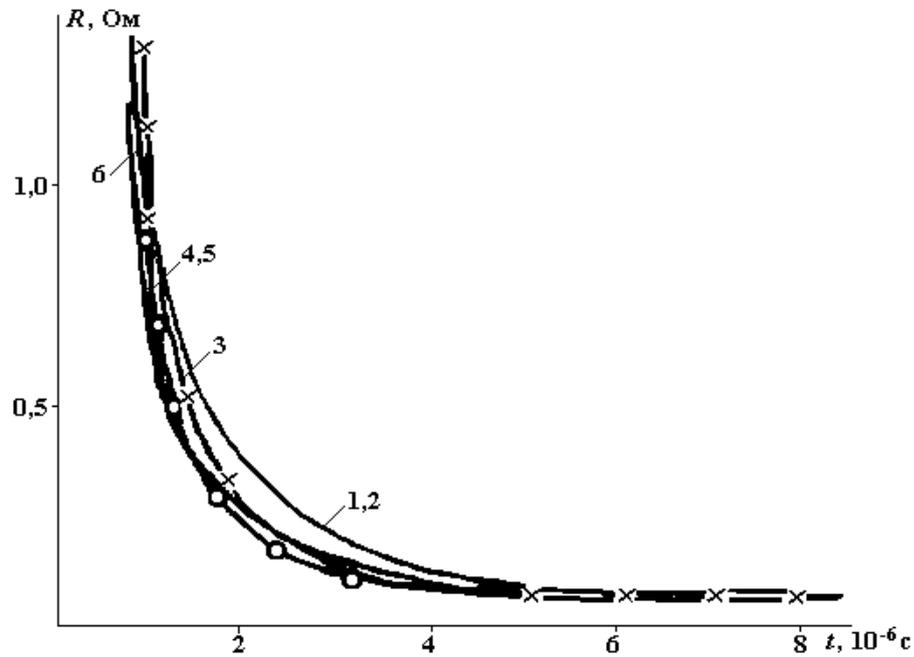


Рис.2. Сопротивление канала разряда

Проследим изменение характеристики канала разряда при изменении индуктивности цепи L . Получать индуктивность заданной величины можно, меняя длину подводящих проводов.

Для примера рассмотрим действующую ЭГ установку с параметрами: $U = 42 \cdot 10^3 \text{ В}$, $C = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}$, $l = 0,06 \text{ м}$, $L = (5, 10, 15, 20) \cdot 10^{-6} \text{ Гн}$. Разряд в воде инициируется высоким напряжением, поэтому искровая постоянная $A = 10^5 \text{ В}^2 \cdot \text{м}/\text{с}^2$.

Для перечисленных величин индуктивностей будем иметь соответственно изложенной методике:

- 1) $L = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}$, $E = 1453 \text{ Дж}$, $\tau = 14,56 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $a_0 = 0,454 \cdot 10^{-2} \text{ м}$;
- 2) $L = 10 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}$, $E = 1294 \text{ Дж}$, $\tau = 19,89 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $a_0 = 0,516 \cdot 10^{-2} \text{ м}$;
- 3) $L = 15 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}$, $E = 1210 \text{ Дж}$, $\tau = 23,95 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $a_0 = 0,556 \cdot 10^{-2} \text{ м}$;
- 4) $L = 20 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}$, $E = 1153 \text{ Дж}$, $\tau = 27,35 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $a_0 = 0,587 \cdot 10^{-2} \text{ м}$.

С помощью расчетов показано уменьшение величины энергии E в 1,25 раза, выделившейся в первый полупериод, и увеличение времени ее выделения почти в 2 раза.

Это привело к уменьшению пикового давления от $1,7 \cdot 10^8$ до $0,9 \cdot 10^8$ Па, тока – от $19 \cdot 10^3$ до $11 \cdot 10^3$ А, скорости расширения канала разряда – от 340 до 230 м·с⁻¹.

Характер изменения во времени давления, тока и скорости расширения канала разряда в зависимости от величины индуктивности показан на рис.3 – 5.

Результаты и обсуждение

Таким образом, уменьшение индуктивности приводит к резкому увеличению интенсивных характеристик разряда. Поскольку очень часто условия эксплуатации установки требуют использования максимальных напряжений, которые определяют длину стабильно пробиваемых разрядных промежутков, а индуктивность определяется конструкцией установки, единственным, легко варьируемым фактором, оказывается емкость. Поэтому определим на примере конкретной ЭГ установки для дробления материалов характер изменения параметров канала разряда в зависимости от величины емкости.

Параметры разрядной цепи $U = 42 \cdot 10^3$ В, $L = 7 \cdot 10^{-6}$ Гн, $l = 0,06$ м, $C = (3, 6, 9, 15) \cdot 10^{-6}$ Ф.

Результаты расчетов представлены в табл. 3.

Из таблицы видно, что скорость расширения КР, величина пикового давления и удельная проводимость не изменяются с увеличением емкости. Сопротивление канала резко падает, а ток, радиус и длительность разряда значительно увеличиваются.

Максимальная величина тока при емкостях $(3, 6, 9, 15) \cdot 10^{-6}$ Ф составляет $(16, 23, 31, 43) \cdot 10^3$ А, величины радиусов $(4,9; 61; 7,3; 9,1) \cdot 10^{-2}$ м.

Увеличение емкости позволяет, не меняя величины давления, значительно увеличить энергию, расходуемую на перемещение жидкости в течение данного импульса, и тем самым увеличить производительность установки. Однако увеличение энергии, выделившейся в первом полупериоде, не пропорционально увеличению энергии в накопительных конденсаторах. Действительно, в конденсаторах накапливается энергия пропорционально емкости. Для величин $C = (3, 6, 9, 15) \cdot 10^{-6}$ Ф имеет место соотношение (1:2:3:5), а для выделившейся энергии (1374; 2448; 3431; 5252) Дж получено соотношение 1:1,8:2,5:3,9, и в этом смысле КПД установки падает. Величина импульсов волны сжатия также непропорциональна увеличению емкости. Действительно, при постоянном давлении импульс пропорционален длительности заряда и, следовательно, величинам τ : 16,9; 23,2; 28; 36; или в отношении 1:1,36:1,65:2. Указанное обстоятельство следует учитывать при отработке технологии и усовершенствовании ее на действующих ЭГУ и проектировании новых моделей. Полученные зависимости необходимы при расчетах параметров ЭГУ, планируемых для работы в поточных линиях.

Рассмотрим влияние начального напряжения на разрядном промежутке на электрические характеристики. При этом использование неоправданно больших напряжений уменьшает технологичность установки, приводит к быстрому износу электродов, увеличивает вероятность пробоя на соседние детали, способствует возникновению перенапряжений, требует увеличения габаритов блока накопителей и так далее.

На рис. 6 – 8 представлены найденные зависимости для разряда с параметрами $C = 3 \cdot 10^{-6}$ Ф, $l = 0,06$ м, $L = 7 \cdot 10^{-6}$ Гн, $U = (20; 30; 42; 50) \cdot 10^{-3}$ В.

Исходные для расчетов данные:

- 1) $U = 2 \cdot 10^4$ В, $E = 510,8$ Дж, $\tau = 21,2 \cdot 10^{-6}$ с, $a_0 = 0,422 \cdot 10^{-2}$ м;
- 2) $U = 3 \cdot 10^4$ В, $E = 877,1$ Дж, $\tau = 18,36 \cdot 10^{-6}$ с, $a_0 = 0,450 \cdot 10^{-2}$ м;
- 3) $U = 42 \cdot 10^4$ В, $E = 1347$ Дж, $\tau = 16,93 \cdot 10^{-6}$ с, $a_0 = 0,4827 \cdot 10^{-2}$ м;
- 4) $U = 50 \cdot 10^4$ В, $E = 1733$ Дж, $\tau = 16,4 \cdot 10^{-6}$ с, $a_0 = 0,504 \cdot 10^{-2}$ м.

Увеличение напряжения приводит к росту всех показателей разряда: тока, скорости расширения и давления.

Однако, как и в случае с емкостью, увеличение запасенной энергии не пропорционально росту уже рассмотренных величин. Действительно, запасенная энергия увеличивается пропорционально квадрату напряжения: 4:9:17,5:25, то есть 1:2,25:4,36:6,25, а энергии, выделившиеся в первый полупериод, имеют соотношение 1:1,72:2,7:3,4. Пиковое давление составляет (780; 1007; 1448; 1678)·10⁵ Па или 1:1,37:1,9:2,16.

В отличие от емкости увеличение начального напряжения приводит к значительному росту давления, и в этом смысле увеличение напряжения, как и снижение индуктивности, крайне желательно.

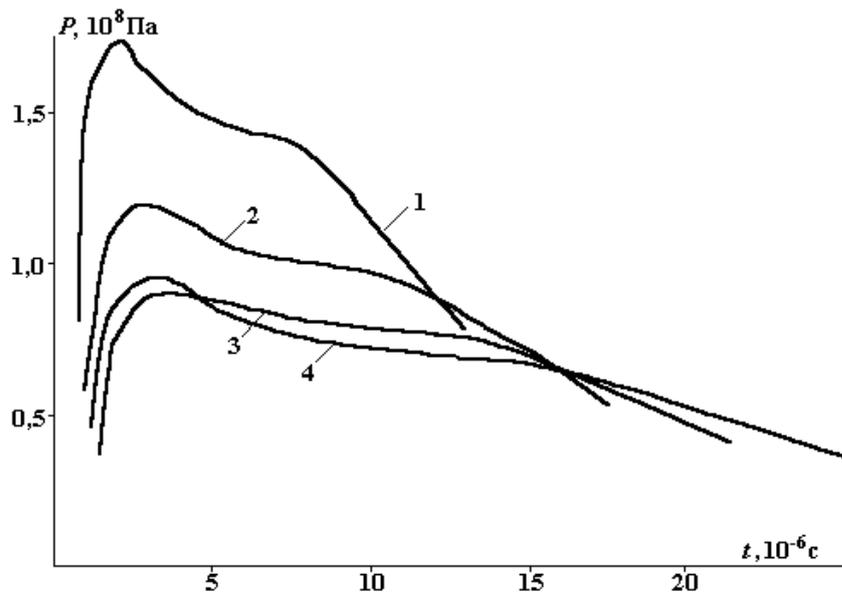


Рис.3. Давление в канале разряда при различных индуктивностях

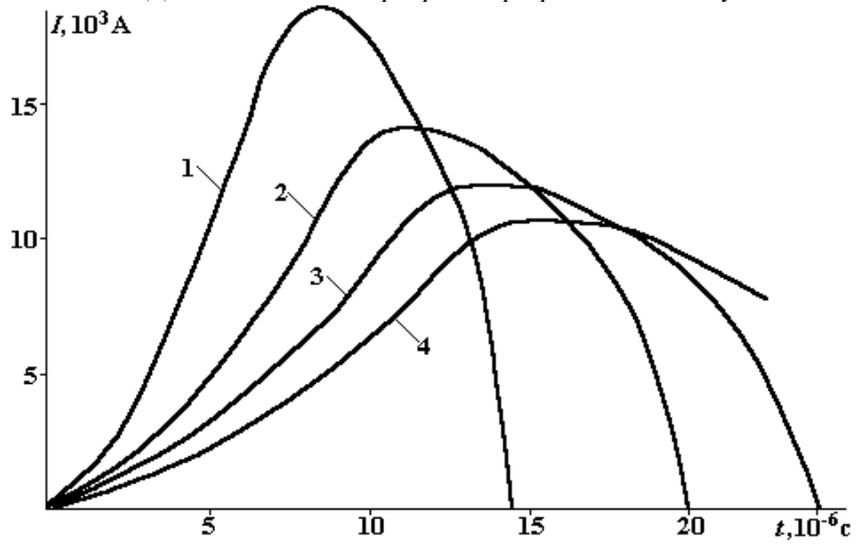


Рис.4. Ток в канале разряда при различных индуктивностях

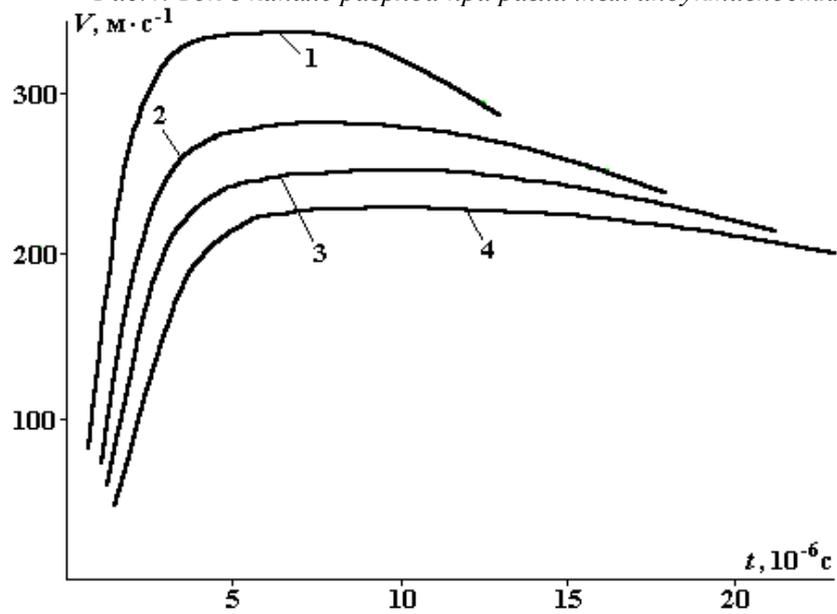


Рис. 5. Скорость перемещения стенки канала при различных индуктивностях

Таблица 3. Изменение параметров канала разряда в зависимости от изменения емкости

$C = 3 \cdot 10^{-6} \Phi$; $\tau = 16,93 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; $E = 1374 \text{ Дж}$; $a_0 = 0,4827 \cdot 10^{-2} \text{ м}$								
x	$t \cdot 10^{-6}$	$\dot{a} \cdot 10^{-3}$	ν	$p \cdot 10^8$	$\sigma \cdot 10^4$	R	$I \cdot 10^3$	$U \cdot 10^3$
0,05	0,846	0,386	74,14	0,675	0,260	49,34	0,574	28,30
0,10	1,693	0,483	211,03	1,399	0,538	15,24	1,460	22,24
0,15	2,539	0,724	276,6	1,448	0,557	6,54	2,728	17,85
0,20	3,385	0,965	296,5	1,366	0,525	3,90	4,080	15,91
0,25	4,232	1,207	305,1	1,301	0,500	2,62	5,565	14,58
0,30	5,078	1,448	307,7	1,260	0,485	1,88	7,200	13,52
0,40	6,771	1,979	310,84	1,204	0,463	1,05	11,10	11,69
0,50	8,463	2,510	310,84	1,179	0,454	0,668	15,58	10,41
0,60	10,156	3,041	305,1	1,080	0,419	0,493	16,23	7,999
0,70	11,848	3,524	293,7	0,943	0,363	0,424	15,15	6,426
0,80	13,541	4,006	279,4	0,797	0,307	0,388	12,93	5,020
0,90	15,234	4,489	265,2	0,659	0,253	0,374	9,315	3,485
1,0	16,926	–	–	–	–	–	0	0
$C = 6 \cdot 10^{-6} \Phi$; $\tau = 23,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; $E = 2448 \text{ Дж}$; $a_0 = 0,6529 \cdot 10^{-2} \text{ м}$								
0,05	1,160	0,522	73,17	0,657	0,253	27,69	0,873	24,17
0,10	2,320	0,653	208,2	1,362	0,524	8,55	2,221	18,99
0,15	3,480	0,979	272,9	1,410	0,542	3,673	4,152	15,24
0,20	4,64	1,306	292,6	1,331	0,512	2,189	6,210	13,59
0,25	5,800	1,632	301,1	1,267	0,487	1,471	8,469	12,45
0,30	6,960	1,959	303,9	1,228	0,472	1,054	10,95	11,55
0,40	9,286	2,677	306,7	1,172	0,451	0,591	16,89	9,990
0,5	11,60	3,395	306,7	1,148	0,442	0,375	23,71	8,897
0,60	13,92	4,113	301,1	1,061	0,408	0,277	24,70	6,833
0,70	16,24	4,766	289,8	0,919	0,353	0,238	23,06	5,488
0,80	18,56	5,419	275,8	0,776	0,299	0,218	19,68	4,288
0,90	20,87	6,072	261,7	0,642	0,247	0,210	14,17	2,977
1,0	23,199	–	–	–	–	–	0	0
$C = 9 \cdot 10^{-6} \Phi$; $\tau = 27,97 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; $E = 3431 \text{ Дж}$; $a_0 = 0,780 \cdot 10^{-2} \text{ м}$								
0,05	1,399	0,624	72,50	0,646	0,248	19,75	1,115	22,01
0,10	2,797	0,780	206,3	1,338	0,514	6,100	2,838	17,30
0,15	4,196	1,170	270,5	1,384	0,532	2,620	5,301	13,88
0,20	5,595	1,560	290,0	1,307	0,503	1,561	7,928	12,37
0,25	6,993	1,950	301,1	1,244	0,479	1,049	10,813	11,34
0,30	8,392	2,340	303,9	1,205	0,464	0,752	13,99	10,52
0,40	11,18	3,198	303,9	1,151	0,443	0,422	21,57	9,09
0,5	13,98	4,057	298,4	1,128	0,434	0,268	30,27	8,10
0,60	16,78	4,915	287,2	1,042	0,401	0,197	31,54	6,22
0,70	19,58	5,695	273,3	0,902	0,347	0,170	29,45	4,99
0,80	22,37	6,475	266	0,792	0,293	0,155	25,12	3,90
0,90	25,17	7,255	259,3	0,630	0,242	0,150	18,10	2,71
1,00	27,97	–	–	–	–	–	0	0
$C = 15 \cdot 10^{-6} \Phi$; $\tau = 35 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; $E = 5252 \text{ Дж}$; $a_0 = 0,975 \cdot 10^{-2} \text{ м}$								
0,05	1,775	0,782	71,59	0,629	0,242	12,9	1,514	19,54
0,10	3,550	0,978	203,7	1,304	0,502	3,985	3,854	15,35
0,15	5,325	1,466	267,1	1,350	0,519	1,711	7,202	12,32
0,20	7,100	1,955	286,3	1,274	0,490	1,020	10,77	10,98
0,25	8,875	2,444	294,6	1,213	0,467	0,685	14,69	10,07
0,30	10,65	2,933	297,4	1,175	0,452	0,491	19,01	9,34
0,40	14,20	4,008	300,1	1,222	0,432	0,276	29,31	8,07
0,5	17,75	5,083	300,1	1,099	0,423	0,175	41,14	7,19
0,60	21,30	6,158	294,6	1,016	0,391	0,129	42,85	5,52
0,70	24,85	7,136	283,6	0,880	0,338	0,111	40,01	4,43
0,80	28,40	8,113	269,8	0,743	0,286	0,102	34,14	3,46
0,90	31,95	9,091	256,1	0,614	0,236	0,098	24,59	2,406
1,0	35,50	–	–	–	–	–	0	0

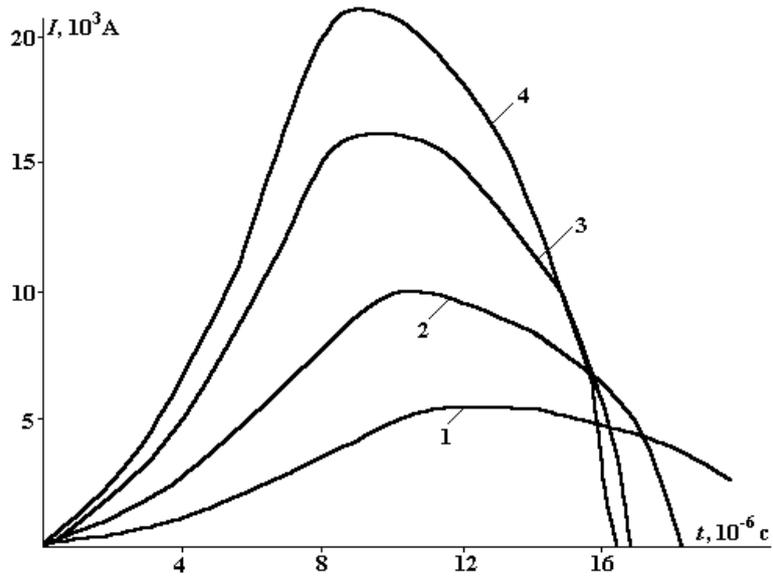


Рис. 6. Ток в канале разряда при различных начальных напряжениях

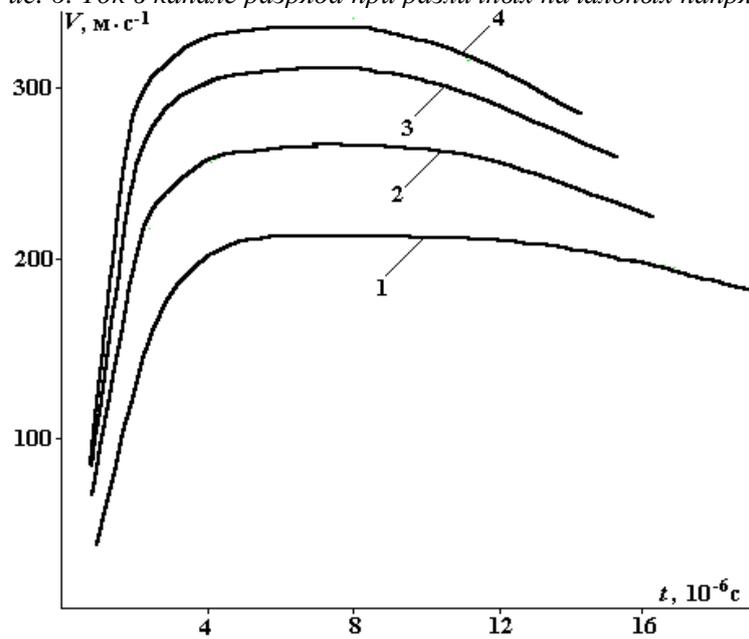


Рис. 7. Скорость перемещения стенки канала при различных начальных напряжениях

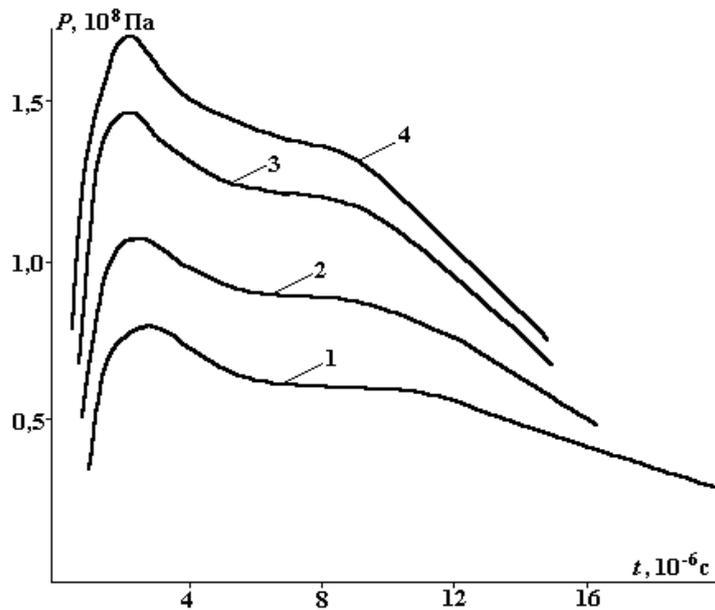


Рис. 8. Давление в канале при различных начальных напряжениях

Заключение

Таким образом, U , C , L по-разному и довольно сложным образом влияют на характеристики канала разряда, и для определенного вида ЭГУ их совокупность должна быть подобрана отдельно.

Предложенная методика позволяет это сделать для каждого конкретного случая и получить все характеристики ЭГУ не прибегая к сложным расчетам.

Полученное хорошее совпадение результатов расчетов и экспериментов позволяет рекомендовать предложенную методику для практических расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М., 1971.
2. *Кривицкий Е.В., Шамко В.В.* Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, 1979.

Поступила 24.12.02

Summary

The designed technique allows to establish by a computational way, avoiding composite and expensive experiments, hydrodynamic and electrical characteristics of electrocategory (electrodischarge) for different given technological conditions of parameters of a discharge circuit. As an example the calculations of the hydrodynamic and electrical characteristics with reference to parameters of discharge circuits of the electrohydraulic installations on splitting of nonmetallic stuffs are executed (made).

А.С. Сафаров, Д.М. Шукурова, А.Х. Икрамов, Т.Ж. Арсланова

ПРОБЛЕМЫ ПОЛУЧЕНИЯ ОКСИДА НА КРЕМНИИ

*Ташкентский государственный технический университет им. А.Р. Беруни,
ул. Университетская, 2, г. Ташкент, 700095, Узбекистан*

Структура поверхности кристалла представляет интерес при изучении процесса окисления полупроводниковых образцов. С этой точки зрения является важным выяснение связи структуры поверхности кристалла с природой и энергией образования поверхностных комплексов адсорбат – адсорбент.

Цель данной работы – изучение процесса образования оксида кремния на начальном этапе окисления с учетом адсорбции и десорбции частиц.

Нами были проанализированы данные об адсорбционных свойствах системы кремний – кислород и кремний – диоксид кремния, в которых для исследования прироста веса образца кремния в процессе его окисления при различных условиях применялся термомикрогравиметрический метод [1 – 3].

Для количественного изучения адсорбции и десорбции частиц на поверхности кремния нами проведена серия экспериментов. Их сущность заключается в следующем. Проводилась сортировка на основе технических данных заводского паспорта кристалла. Некоторые образцы были вырезаны из одного и того же слитка монокристалла кремния, для того чтобы убедиться в однотипности образцов. Затем они подвергались механической и химической полировке при заводских условиях, после чего проводилось окисление пластины кремния. Окисление проводилось двумя методами: первый – перед окислением образец очищался путем термического нагрева в высоком вакууме; второй – без очистки поверхности образца в высоком вакууме, то есть в условиях, применяемых в серийном изготовлении на заводах интегральных схем и металл – окисел – полупроводник (МОП) структур.

© Сафаров А.С., Шукурова Д.М., Икрамов А.Х., Арсланова Т.Ж., Электронная обработка материалов, 2003, № 4, С. 84–86.

Кинетика роста на начальной стадии окисления сильно отличается при использовании различных методов: в процессе окисления без предварительной очистки поверхности образца на начальном этапе наблюдается десорбция с поверхности образца, которую можно зарегистрировать только методом термомикрогравиметрического взвешивания (чувствительность порядка 10^{-9} г/см²). Теоретические расчеты и сопоставление их с результатами экспериментов показали, что во время окисления происходит десорбция различных частиц с поверхности кремния. Для выяснения рода, а также количества адсорбированных и десорбированных частиц, был проведен ряд специальных экспериментов. Окисление кремния проводилось в атмосфере сухого кислорода при различных температурах и давлениях. Процесс окисления проводился до установления стационарности роста пленки по параболическому закону. После этого образцы охлаждались до комнатной температуры в различных режимах. Затем эксперимент повторялся в том же режиме окисления образцов. Согласно теории кинетики окисления после установления предыдущего режима следовало бы ожидать параболического роста окисной пленки.

Результаты экспериментов, проведенных в последние годы, показывают, что если окисленный кремний охлажден до комнатной температуры, а затем продолжалось окисление в том же режиме, то на начальном этапе повторного окисления происходят аномальные явления. После установления параболического роста окисной пленки вместо ожидаемого привеса образца происходит убывание его веса. Начальные этапы кинетики окисления образцов, подвергнутых высоковакуумной обработке образцов, которые не подвергались вакуумной обработке, отличаются, а последующие этапы кинетики окисления совпадают.

Такая аномалия объясняется тем, что в процессе окисления кристалла кремния при первичном взаимодействии кислорода с поверхностью происходит разрушение его поверхностных структур. Это приводит к образованию огромного количества точечных дефектов из-за экзотермичности химических реакций кремния с молекулами кислорода. С другой стороны, когда образцы не подвергаются высоковакуумной обработке, в процессе первичного окисления происходит десорбция частиц с поверхности кристалла. Для кристаллов, предварительно подвергнутых высоковакуумной обработке, десорбция на первичном этапе окисления не наблюдается. Кроме того, в обоих случаях при первичном окислении происходит ускоренный рост оксида кремния. В случае окисления кремния без предварительной высоковакуумной обработки происходит параллельно два противоположных явления: наблюдается одновременное поглощение кислорода и десорбция частиц с поверхности кремния. Эксперименты показывают, что каждый раз без исключения при повторном окислении при одном и том же режиме, сколько бы их ни было, в начале процесса окисления наблюдается именно такая аномалия. В начале повторного окисления происходит ускоренный рост диоксида кремния с одновременной десорбцией с поверхности кремния и окисленного кремния.

Адсорбционные и десорбционные явления на поверхности кремния сильно влияют на электронные состояния приповерхностных слоев. Для изготовления высококачественного диоксида кремния и Si – SiO₂ структур необходимо уметь управлять этими процессами. Поэтому из теоретических соображений предложено уравнение, описывающее кинетику процесса окисления кремния с учетом адсорбционных и десорбционных свойств диэлектриков и полупроводников. Из полученных экспериментальных и расчетных данных можно сделать следующие выводы.

Во-первых, во всех случаях при окислении кристалла кремния без предварительных дополнительных высоковакуумных обработок, то есть при окислении по заводскому режиму, происходит десорбция частиц с поверхности кремния. А при дальнейшем повторном окислении при одном и том же режиме также наблюдаются адсорбционно–десорбционные явления на поверхности уже окисленного кремния.

Во-вторых, в случае, когда кристалл кремния дополнительно обрабатывается в высоком вакууме при первичном окислении на поверхности кремния не наблюдаются адсорбционно–десорбционные явления. А при повторном окислении кремния при одном и том же режиме они наблюдаются.

Такую аномалию можно объяснить следующим образом. Во всех случаях, когда наблюдаются адсорбционно–десорбционные явления, на поверхности кремния имеются адсорбированные частицы. На начальном этапе окисления происходит десорбция этих частиц. Десорбция частиц может продолжаться до сотен минут. А в случае, когда проводится предварительная высоковакуумная обработка, эти частицы до окисления покидают поверхность кремния, так как при повышении температуры происходит термоэмиссия частиц с поверхности кремния. Именно поэтому при таких режимах окисления на первичном окислении не наблюдается десорбции частиц, то есть не наблюдается уменьшения веса образца.

Таким образом, с одной стороны, явление кинетики ускоренного роста оксида на начальном этапе окисления с учетом десорбции зависит от концентрации точечных избыточных дефектов, а с другой, именно эти дефекты и определяют электрофизические свойства образованных структур кремний – диоксид кремния. Целенаправленное управление начальным процессом окисления с подбором режима окисления дает возможность управлять свойствами образованной системы Si – SiO₂, которые очень важны для получения высококачественных приборов на основе МОП – структур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арсламбеков В.А., Сафаров А.С. Некоторые особенности механизма и кинетики окисления кремния // Микроэлектроника. 1977. Т.6. Вып. 1. С. 75 – 81.
2. Сафаров А.С. Исследование методами ОЭС и ВИМС взаимодействия кислорода с поверхностью кремния. // Материалы международной XI – конференции ВИП – 93. М., 1993. Т. 2. С. 99 – 101.
3. Сафаров А.С. Новые проблемы при образовании оксида кремния. Микроэлектроника. Т. 26. Вып. 1. М., 1997. С. 73 – 75.

Поступила 24.12.02

Summary

In this work mentioned about the properties of the overthin layer of the SiO₂. Showed that the chargeable condition at the boundary between Si and SiO₂ depends on conditions of the oxidation.

М.К. Бахадирханов, Х.М. Илиев, К.С. Аюпов, Х.Ф. Зикриллаев, О.Э. Сатторов

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В СИЛЬНОКОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ

*Ташкентский государственный технический университет им. А.Р. Беруни,
ул. Университетская, 2, г. Ташкент, 700095, Узбекистан*

Эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в полупроводниках с мелкими примесями и в полупроводниках, слабокомпенсированных с примесями элементов переходных металлов, обнаружен при температурах жидкого гелия [1–3]. Этот эффект представляет интерес с теоретической точки зрения, поскольку физический механизм ОМС в полупроводниках окончательно не выяснен, а также и в плане практического применения. Полупроводники с ОМС могут быть применены в качестве высокочувствительных датчиков в области автоматики и вычислительной техники. Для практического применения этих полупроводников необходимо, чтобы ОМС в них наблюдалось при комнатной температуре и в слабых магнитных полях. Поэтому поиск новых полупроводниковых материалов с ОМС при комнатной температуре остается актуальным.

В полупроводниках при выполнении условий сильной компенсации $N_a \approx N_d$ из-за перераспределения носителей заряда между мелкими и глубокими уровнями [4] концентрация равновесных носителей заряда n_0 и p_0 в $10^5 - 10^6$ раз меньше, чем концентрация примесных ионов N_d^{+n} , N_a^{-m} . Отсутствие локальной электронейтральности и экранировка электрическим полем, создаваемым многократно заряженными примесными ионами и кластерами, приводят не только к существенному изменению потенциала в кристаллической решетке, но и к значительной структурной перестройке самой матрицы. Вблизи таких центров начинают проявляться черты, характерные для неупорядоченных систем. Все это дает основание считать, что полупроводники в условиях сильной компенсации представляют собой новый класс полупроводниковых материалов. Действительно, как показали результаты исследований, в таких материалах наблюдается ряд новых физических явлений, не характерных для некомпенсированных и слабокомпенсированных полупроводниковых материалов, – аномально высокая фоточувствительность, глубокое инфракрасное и температурное гашение фотопрово-

димости, большая остаточная проводимость, автоколебания тока различной природы и т.д.

Использование в качестве компенсирующих примесей элементов переходной группы позволяет существенно варьировать магнитными свойствами материала, так как ионы переходных металлов в полупроводниках могут иметь различные магнитные моменты в зависимости от их положения в кристаллической решетке и зарядового состояния иона.

С целью выявления особенностей магнитосопротивления сильнокомпенсированных полупроводников с магнитными примесями исследовано магнитосопротивление в компенсированном марганцем кремнии с различной степенью компенсации. Компенсированные образцы $\text{Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ получены диффузионным легированием кремния марганцем из газовой фазы. В качестве исходного материала использован монокристаллический кремний p -типа проводимости с удельным сопротивлением $10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (марки КДБ-10). При этом температура и время диффузионного отжига выбирались таким образом, чтобы получить компенсированные и перекомпенсированные образцы $\text{Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ p - и n -типа проводимости с удельным сопротивлением при комнатной температуре $10^2 - 10^5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Магнитосопротивление в компенсированных образцах $\text{Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ измерялось при комнатной температуре в продольном ($H \parallel I$) и поперечном ($H \perp I$) магнитном поле. Напряженность поля изменялась в интервале $H = 0 - 20 \text{ кЭрс}$, то есть в условиях слабых магнитных полей. Измерения показали, что как положительное, так и отрицательное магнитосопротивление при поперечном направлении магнитного поля имеет большие значения, чем при продольном направлении магнитного поля. Результаты исследования зависимости магнитосопротивления в компенсированных и перекомпенсированных образцах $\text{Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ при поперечном магнитном поле показали, что величина и знак магнитосопротивления в компенсированных образцах сильно зависят от степени компенсации и типа проводимости. В перекомпенсированных образцах $n\text{-Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ во всем исследованном интервале напряженности магнитного поля независимо от значения удельного сопротивления наблюдалось только положительное магнитосопротивление. В компенсированных образцах $p\text{-Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ в зависимости от значения удельного сопротивления меняется не только величина, но и знак магнитосопротивления (рис.1). В образцах $p\text{-Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ с $\rho \sim 10^2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ наблюдается небольшое положительное магнитосопротивление (ПМС), а с ростом удельного сопротивления материала значение ПМС уменьшается и начиная с $\rho \geq 8 \cdot 10^2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ наблюдается ОМС. Значение ОМС растет с ростом удельного сопротивления образцов и достигает максимума при $\rho \sim 5 \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, а дальнейшее увеличение удельного сопротивления приводит к уменьшению ОМС. Начиная с $\rho \geq 4 \cdot 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ вновь наблюдается ПМС.

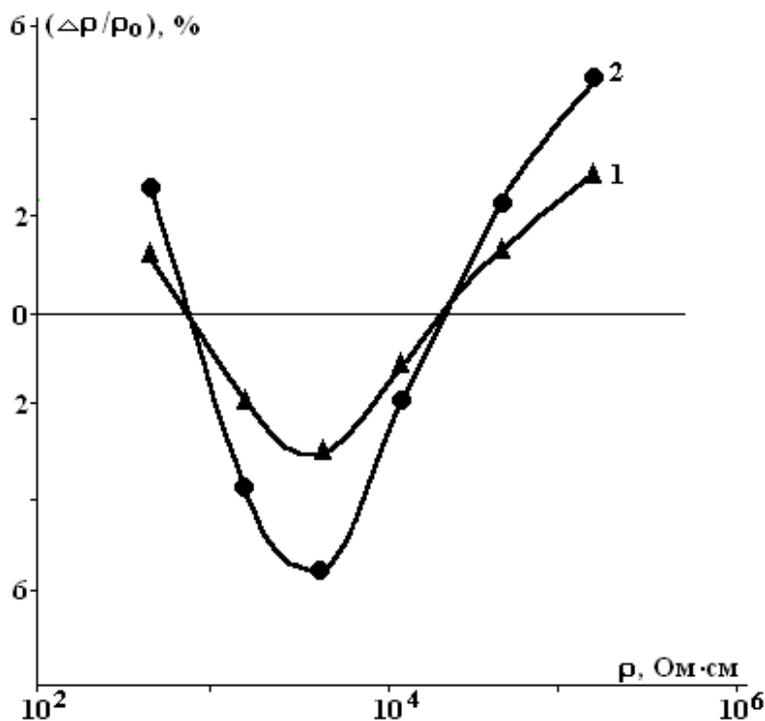


Рис.1. Зависимость магнитосопротивления от степени компенсации при постоянном электрическом поле ($E = 100 \text{ В/см}$) при комнатной температуре.
1 – $H = 5 \text{ кЭрс}$, 2 – $H = 15 \text{ кЭрс}$

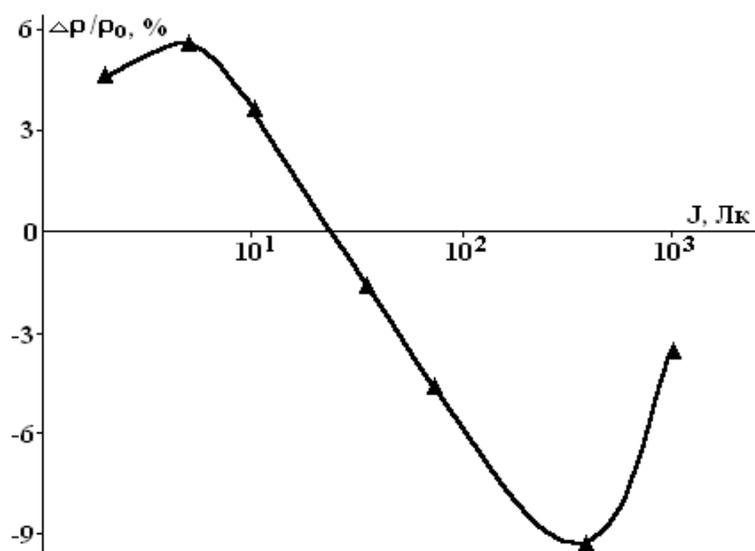


Рис.2. Зависимость магнитосопротивления в образцах $\text{Si}\langle\text{B,Mn}\rangle\text{c}$ $\rho = 2 \cdot 10^5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ от интенсивности интегрального света.
 $T = 300 \text{ К}$, $H = 15 \text{ кЭрс}$

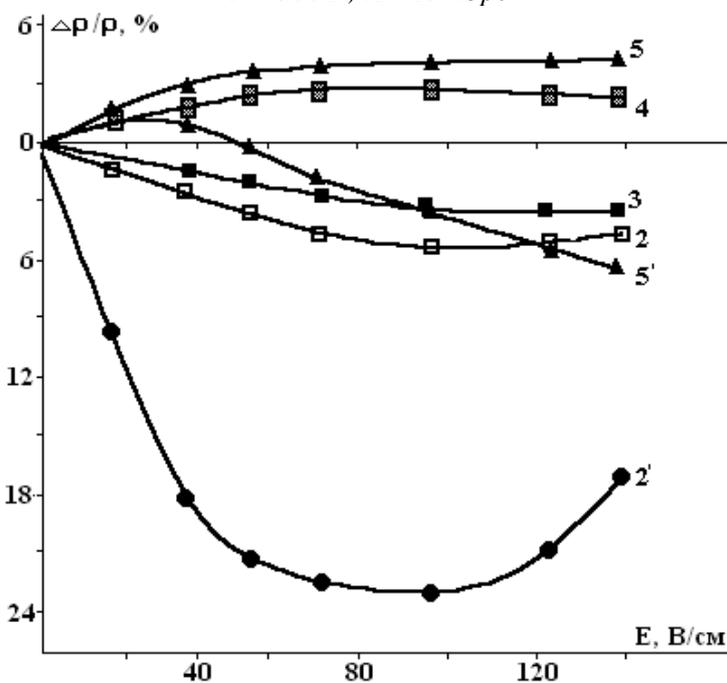


Рис.3. Зависимость магнитосопротивления от электрического поля при различных значениях удельного сопротивления образцов.

I – в темноте: 1 – $\rho = 5 \cdot 10^2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, 2 – $\rho = 6,2 \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, 3 – $\rho = 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, 4 – $\rho = 6,5 \cdot 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, 5 – $\rho = 2,5 \cdot 10^5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. II – при освещении ($J = 150 \text{ Лк}$): 2' – $\rho = 6,2 \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, 5' – $\rho = 2,5 \cdot 10^5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

Как известно из данных [5, 6], сильно компенсированные образцы $p\text{-Si}\langle\text{B,Mn}\rangle$ обладают большой фоточувствительностью, что позволяет управлять удельным сопротивлением материала в широком интервале в зависимости от уровня освещения. Поэтому исследовалось влияние интегрального освещения на магнитосопротивление в сильнокомпенсированном $\text{Si}\langle\text{B,Mn}\rangle\text{c}$ $\rho \sim 10^5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. На рис.2 приведены зависимости магнитосопротивления образца от интенсивности интегрального света. При малых значениях интенсивности освещения магнитосопротивление положительно и растет с увеличением интенсивности освещения. При некоторых значениях интенсивности достигает максимума и далее уменьшается, и при определенном значении интенсивности освещенности переходит в отрицательное магнитосопротивление, которое начинает резко возрастать, переходя через максимум при интенсивности освещения $J = 150 \text{ Лк}$. С дальнейшим увеличением освещенности ОМС уменьша-

ется и при относительно больших интенсивностях переходит к положительному магнитосопротивлению. Необходимо отметить, что в интервале значений интенсивности, где проявляется отрицательный участок магнитосопротивления, значения удельного сопротивления образца находятся в пределе от $\rho = 6 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^2$ Ом·см. Следовательно, в одном и том же компенсированном образце p -Si<B,Mn> с $\rho \sim 10^5$ Ом·см, меняя уровень освещенности, можно наблюдать положительное, нулевое и отрицательное магнитосопротивление. Эти данные полностью соответствуют результатам исследования магнитосопротивления компенсированных образцов в зависимости от удельного сопротивления в темноте (рис. 1). Таким образом, однозначно установлено, что отрицательное магнитосопротивление в образцах Si<B,Mn> наблюдается в интервале удельного сопротивления $\rho = 5 \cdot 10^2 - 6 \cdot 10^4$ Ом·см. Показано, что в одном и том же образце, управляя освещенностью, можно получить различные значения удельного сопротивления и соответственно МС.

Магнитосопротивление имеет существенную чувствительность к напряженности электрического поля. Исследовано влияние электрического поля на магнитосопротивление в темноте и при различных уровнях интегрального освещения в компенсированных p -Si<B,Mn> и перекомпенсированных n -Si<B,Mn> образцах с удельным сопротивлением $\rho = 10^2 \div 10^5$ Ом·см при комнатной температуре. В перекомпенсированных образцах n -Si<B,Mn> наблюдаемое как в темноте, так и при освещенности ПМС во всем исследованном интервале напряженности электрического поля сохраняет свой знак. В отличие от этого, в компенсированных образцах p -Si<B,Mn> знак МС сильно зависит от напряженности электрического поля. Как видно из рис.3, МС сохраняется и оно положительно (кривые 1, 4, 5). В образцах с удельным сопротивлением в интервале ($5 \cdot 10^2 < \rho < 10^4$ Ом·см) знак МС отрицателен и он сохраняется, (кривые 2, 3). Следует отметить, что при освещении интегральным светом в образцах с $\rho \approx 6 \cdot 10^4 \div 10^5$ Ом·см появляется возможность изменять знак МС с помощью электрического поля (кривая 5'), а в образцах с $\rho \sim 10^3$ Ом·см получить сверхвысокое значение ОМС при комнатной температуре (кривая 2'). Таким образом, величиной и знаком МС можно управлять не только степенью компенсации и освещенностью, но также и электрическим полем. Обнаруженные и исследованные особенности в компенсированном марганцем кремнии, видимо, являются результатом взаимодействия внутренних электрических полей, существующих в сильнокомпенсированных полупроводниках, магнитных моментов компенсирующих примесей и внешних электрических полей. Результат этих взаимодействий, очевидно, сильно изменяется при изменении степени компенсации полупроводника, освещении и изменении внешних электрических полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Toyozawa Y. Theory of localized spins and negative magnetoresistance in the metallic impurity conduction // Journal of the physical society of Japan. 1962, vol. 17. № 6. P.986-1004;
2. Агаев Я., Масонов О., Суханов С. Исследование эффекта магнитосопротивления InSb и его технического применения // Физические свойства полупроводников $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$. Изд. АН Азербайджанской ССР.: Баку, 1967. С. 122–128.
3. Гарячдиев Г., Емельяненко О.В., Зотова Н.В., Лагунова Т.С., Наследов Д.И. Отрицательное магнитосопротивление в компенсированном арсениде индия n -типа // ФТП. 1973 . Т. 7. В. 4 . С. 700–706.
4. Болткс Б.И., Бахадирханов М.К., Городецкий С.М., Куликов Г.С. Компенсированный кремний. Л.: Наука, 1972. С.12-24;
5. Бахадирханов М.К., Камиллов Т.С. и другие. Фотоэлектрические свойства кремния p -типа легированного марганцем // ФТП. Т. 9. Вып. 11975. С. 76–80.
6. Бахадирханов М.К., Азизов К.А. и др. Инфракрасное гашение фото и остаточной проводимостей в n -Si<Mn> // ФТП. Т. 14. Вып. 11. 1980. С. 2247–2249, 1028–1035.

Поступила 10.03.03

Summary

In this work is given results of researches on study of magneto-resistive effect in compensated silicon doped by manganese. In samples Si<B,Mn> p -type was revealed abnormal magneto-resistance. The dependence of magneto-resistance size on degree of compensation of samples was investigated at room temperature.

ИНФОРМАЦИЯ

МЕЖДУНАРОДНАЯ ШКОЛА-СЕМИНАР В ОБЛАСТИ ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОХИМИИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ «ПЕТРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ»

Шестое заседание Международной школы-семинара в области прикладной электрохимии и электрических методов обработки материалов «Петровские чтения» состоялось 24 июня 2003 года в день рождения академика АН МССР Ю.Н. Петрова в Государственном аграрном университете Молдовы (ГАУМ) и было посвящено теме «Процессы формообразования деталей машин и инструмента».

В заседании приняло участие более 50 человек из различных научных, научно-технических отраслевых учреждений и вузов Молдовы, России, Беларуси.

Во вступительном слове председателя заседания – заведующего кафедрой ремонта машин и технологии металлов Государственного аграрного университета Молдовы доктора В.М. Сидорова – отмечен большой вклад академика АН МССР Ю.Н. Петрова в развитие науки и технологии электрохимических методов обработки материалов, в том числе применительно к задаче ремонта и восстановления деталей машин, создание молдавской школы исследователей и разработчиков, широко известной далеко за пределами республики.

Примечательной особенностью прошедшего заседания явилось выступление с докладами представителей школы академика Ю.Н. Петрова, работающих в настоящее время в различных уголках бывшего Советского Союза.

Обзорный доклад «Повышение износостойкости деталей машин, восстанавливаемых гальваническими покрытиями» был сделан одним из учеников академика Ю.Н. Петрова, сотрудником ГАУМ доктором Н.И. Корнейчуком. В докладе на многих примерах, в основном заимствованных из работ школы академика Ю.Н. Петрова, показаны возможности различных технологий электроосаждения в качестве упрочняющих.

Большой интерес вызвал доклад ученика Ю.Н. Петрова профессора Б.П. Саушкина (МММП «Салют», г. Москва) «Электрохимический разряд в жидких и газообразных средах – основа нового направления в технологии обработки деталей машин». В нем были показаны возможности электроразрядных технологий, в основном применительно к обработке деталей, используемых в авиакосмической промышленности. В докладе профессора П.Н. Белкина (Костромской госуниверситет, Россия) «Механизм электрической проводимости анодной парогазовой оболочки» представлены результаты исследования механизма переноса заряда через парогазовую оболочку, образующуюся в процессе электролитного нагрева – специфической технологии электрохимического упрочнения поверхности. Отмечалось, что первая работа в этом направлении была опубликована в «Докладах Академии наук СССР» автором совместно с Ю.Н. Петровым. В докладе были отмечены широкие возможности исследования и развития различных технологий электролитного нагрева.

Механизму формирования остаточных напряжений при осаждении электролитических покрытий посвящен доклад ученика академика Ю.Н. Петрова доктора Д.А. Игнатькова (Белорусский госуниверситет информатики и радиоэлектроники, г. Минск). В нем показаны особенности формирования остаточных напряжений, основанные на образовании при электроосаждении поверхностных слоев, обладающих специфическими свойствами.

Оригинальный метод оценки электропроводности растворов электролитов был представлен в докладе учеников академика Ю.Н. Петрова профессора В.П. Косова,

профессора П.Н. Стойчева, доктора Н.С. Шолтояна (Институт прикладной физики АН РМ, Технический университет Молдовы). Интересное сообщение от имени ученика Ю.Н. Петрова доктора В.В. Паршутина, а также докторов Ревенко В.Г. и Шкурпелло А.И., было сделано А.И. Шкурпелло (Институт прикладной физики АН РМ), который выступил с докладом «Влияние состава и структурных параметров железо-медного электролитического покрытия на его коррозионные характеристики». В нем была показана взаимосвязь структурных и коррозионных характеристик электролитических покрытий железо-медь при различных концентрациях меди в покрытиях.

Особенностям технологии восстановления деталей машин железнением с последующей лазерной обработкой поверхности посвящен доклад ученика академика Ю.Н. Петрова доктора Плешко Е.Д. (ГАУМ). В докладе В.Г. Звонкого (Приднестровский госуниверситет им. Т.Г. Шевченко) «Равномерность хромирования длинномерных деталей при использовании постоянного и импульсного токов» продемонстрированы возможности импульсного осаждения хрома из стандартного электролита, обеспечивающего повышение кроющей и рассеивающей способности электролита при хромировании длинномерных деталей в «шахтных» ваннах. Термокинетическим явлениям при электроосаждении хрома из стандартного электролита посвящено сообщение Н.И. Цынцару (Институт прикладной физики АН РМ). В нем было убедительно показано, что при повышенных плотностях тока электроосаждения хрома происходит изменение возрастающей зависимости выхода по току на падающую, что является следствием роста поверхностной температуры в этих условиях и обеспечивает возможности повышения рассеивающей способности хромирования.

Задаче разработки технологии электрохимического маркирования деталей из алюминиевых сплавов с использованием нового вида масок посвящен доклад доктора Е.А. Яховой и Ф.В. Дудина (Приднестровский госуниверситет им. Т.Г. Шевченко). С использованием полимерных масок для локализации электрохимического осаждения покрытий был связан доклад П.Г. Глобы «Микро- и макрораспределение скоростей локального электроосаждения при использовании толстых полимерных масок» (Институт прикладной физики АН РМ). Отмечено, что данный вид масок может быть использован не только для локализации процесса, но и при определенных условиях в качестве «выравнивающего агента», обеспечивающего равномерность макрораспределения скоростей осаждения. Износостойкости в условиях трения со скольжением композиционных электрохимических покрытий с высокопрочными микродисперсными покрытиями посвящено сообщение Т. Борцоя (Институт прикладной физики АН РМ).

На заседании школы-семинара проведен ряд презентаций. В частности, в сообщении Д.Ф. Мындру (фирма SCINTI, г. Кишинев, Молдова) представлены новые разработки и оборудование для электрической обработки материалов, изготавливаемое фирмой и поставляемое на рынки Молдовы, стран СНГ, Румынии и дальнего зарубежья. С успехом прошла презентация книги «Физико-химические методы обработки в производстве газотурбинных двигателей», выпущенной в 2002 году под редакцией ученика Ю.Н. Петрова профессора Б.П. Саушкина (г. Москва, ООО «Дрофа»). Книга представляет собой фундаментальное обобщение научных основ и технологических применений различных физико-химических технологий обработки (электроэрозионной, электрохимической, лазерной). Книга может быть широко использована не только в технологии обработки газотурбинных двигателей, но и применительно к обработке более широкого класса деталей, а также в учебных целях.

В заключение работы участники школы-семинара почтили память академика Ю.Н. Петрова посещением его могилы на кишиневском кладбище, где прошел импровизированный митинг. Выступившие отметили большую роль академика Ю.Н. Петрова, как исследователя и Учителя.

А.И. Дикусар