

Д.И. Котельников, Д.А. Петрига

## СИСТЕМНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭОМ МИКРООПТИКИ

*Черниговский государственный технологический университет,  
ул. Шевченко, 95, г. Чернигов, 14027, Украина*

Стремительное развитие информатизации общества обострило проблемы технического оснащения процессов сбора, передачи и обработки данных. Оптоэлектроника стала основным направлением научно-технического прогресса. Стремление к миниатюризации технических средств информатики и связи привело к появлению рефрактивной микрооптики и технологий, позволяющих изготавливать изделия с габаритными характеристиками в микро- и нанометрическом диапазонах [1–12], которые в свою очередь позволяют создавать микроэлектромеханические системы (МЭМС) и микрооптоэлектро-механические системы (МОЭМС) [13, 14] для медицины, научных исследований и других отраслей науки и техники. При переходе к изготовлению изделий микрооптики [15–22, 23, 24, 12, 25–27] кардинально изменился технологический инструментарий. Основными средствами обработки материалов стали потоки микрочастиц абразива, плазмы [27], газов [28], жидкостей [29–31], ионов [18, 20], электронов [28, 37–39], фотонов видимого [40], ультрафиолетового [41] и рентгеновского излучений [13], а также процессы испарения, электроэрозии, кавитации [42, 43].

Роль инструментов резания, сверления и других процессов формоизменения материала стали выполнять микрочастицы. Разрешающие возможности в точности обработки таким инструментарием достигли атомарного уровня [10, 44]. Формирование микроизделий стало происходить в условиях, учитывающих существенное значение квантовомеханических взаимодействий инструмента и материала, когда свойства материалов перестают соответствовать закону Гука. Хотя проявление и технологическая значимость этих обстоятельств давно замечены специалистами микротехники [24, 25–27] (см. фото [21]), однако внимания к их изучению и производственному применению пока недостаточно из-за высокой стоимости и сложности исследований [45]. Их заменяют попытками применения более технологичных материалов [12, 46], позволяющих получать изделия микрооптики штамповкой. Однако это не решает проблем изготовления микроштампов необходимой точности и стойкости.

При микроскопической обработке оказываются пластичными и такие “хрупкие” материалы, как германий и кремний, кристаллическая решетка которых имеет строение алмаза (рис. 1).

Формообразование микроэлементов интегральных схем и любых микроизделий превратилось в многоэтапный комплексный технологический процесс чередования операций нанесения функциональных покрытий и последующего травления и/или испарения поверхности обрабатываемого материала с применением масок [22, 29, 41].

Характерным примером является изготовление элементов микрооптики из стекла и кварца [1–8] (рис. 2 и табл. 1) посредством фотолитографии и последующего электронного нагрева поверхности обработки до температур, при которых происходит сглаживание ступенек микрорельефа [5, 7]. Эта технология демонстрирует системное несоответствие между богатыми техническими и технологическими возможностями электронов и примитивным способом их использования.

Сравнение размеров изделий, заготовок, инструментов и зон взаимодействия (рис.2) демонстрирует необходимость системного уточнения общей теории электрофизических и электрохимических методов обработки, представленной в работе [30], где говорится о «бесконтактном формообразовании» (см. стр. 183–197 [30]), которого в природе не существует. Понятие о «бесконтактном формообразовании» возникло в результате системной ошибки, заложенной в основу построения теории обработки материалов при электрохимических и электрофизических процессах, где взаимодействие и свойства инструмента и материала не подчиняются закону Гука.

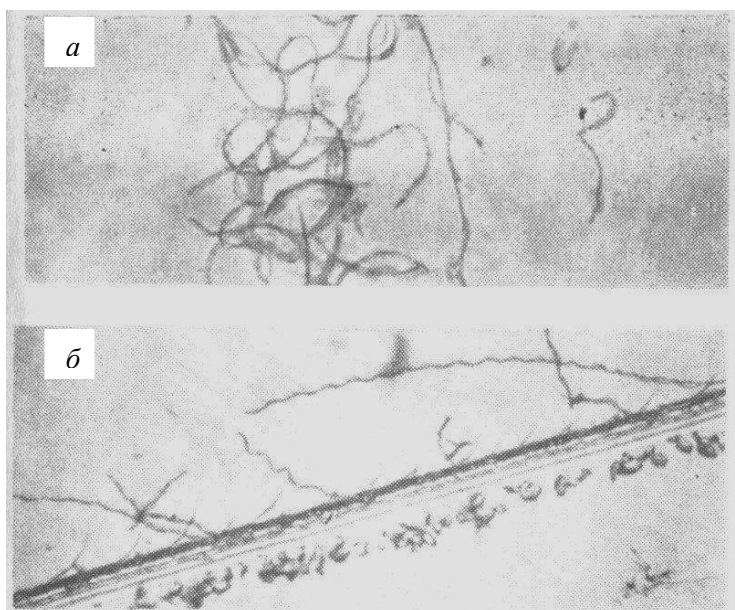


Рис. 1. а – стружка, полученная при обработке германия;  
б – пластиковая царпина со стружками, полученная на кремнии  $\times 600$ .

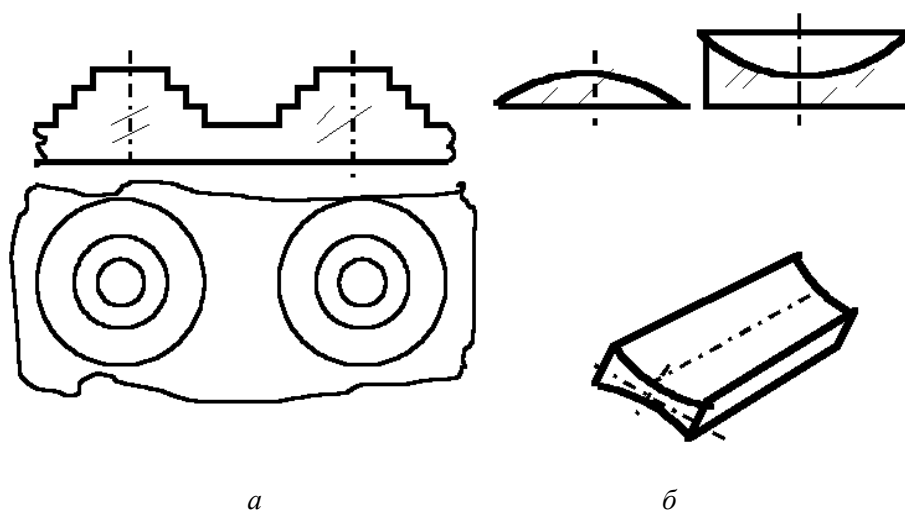
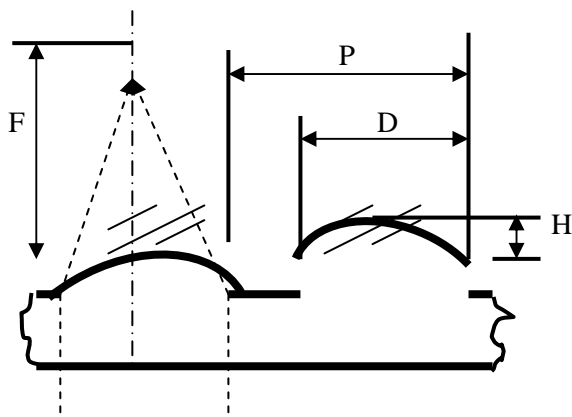


Рис. 2. Схема заготовки (а) микролинзового растра из стекла или кварца, поэтапно сформированная с помощью фотолитографии, и типы (б) элементов микрооптики, получаемые после электронной обработки поверхности заготовок.

Таблица 1. Параметры микролинзовых растров после ЭОМ

$D$ , мкм	$P$ , мкм	$F$ , мкм	NA	$H$ , мкм	Форма	Материал	Упаковка	Диапазон, мм $\times$ мм
400	500	800	0,25	60	осесим.	Кварц	Ортогон.	18·18
400	400	1100	0,20	40	осесим.	Кварц	Ортогон.	5·8,5
300	300	1700	0,10	15	осесим.	Кварц	Гексагон.	3,5·10
400	400	1200	0,15	40	осесим.	Кварц	Ортогон.	5·10
200	330	300	0,30	40	цилиндр.	Кварц	–	8·10
150	220	2000	0,04	3	осесим.	Стекло	Гексагон.	20·20
3450	830	1400	0,12	106	осесим.	Стекло	–	3·10
130	300	250	0,25	15	осесим.	Стекло	Ортогон.	10·10
140	200	250	0,27	27	осесим.	Стекло	Гексагон.	4·8
200	200	500	0,20	12	осесим.	Стекло	Гексагон.	7·15



$$NA = \sin(\text{Ctg}(D/2F))$$

a.s. – осесимметричная

cy1. – цилиндрические линзы

Основываясь на пространственно-динамических и энергетических свойствах микрочастиц (электрона, иона, атома, молекулы, абразивной частицы и т.д.), представляющих собою элементарные инструменты (ЭИ), должна строиться технологическая последовательность и процесс их воздействия на материал. Максимальный технологический эффект от применения таких микроинструментов возможен при исключении системных противоречий, возникающих при переходе в зону качественных изменений в размерах инструмента (ЭИ) и зоны взаимодействия (ЗВ) (рис. 3).

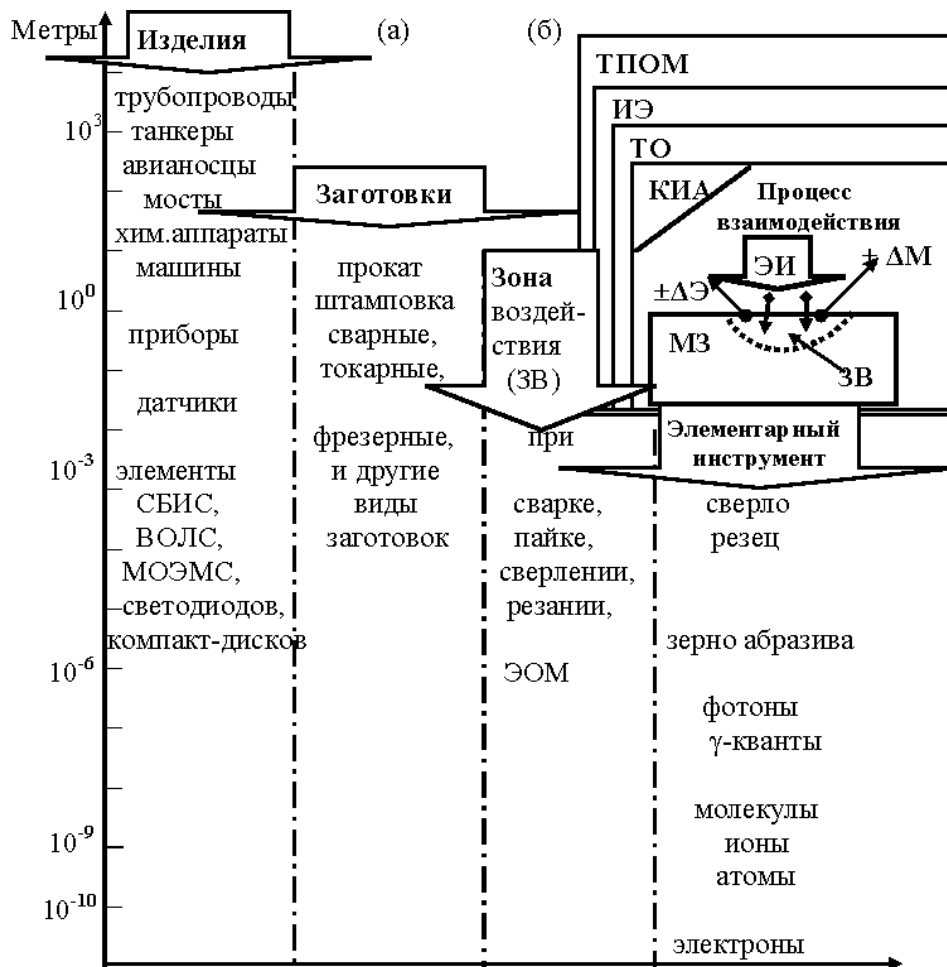
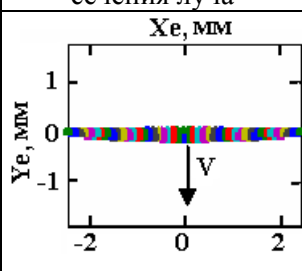
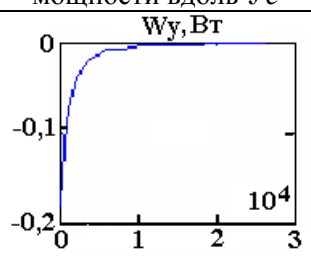
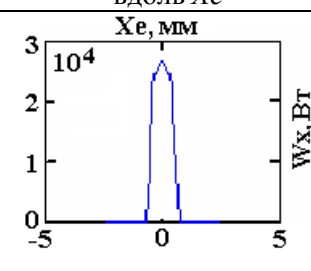
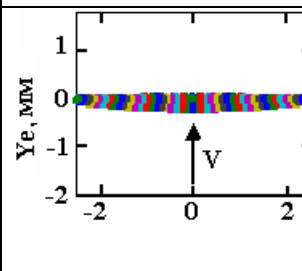
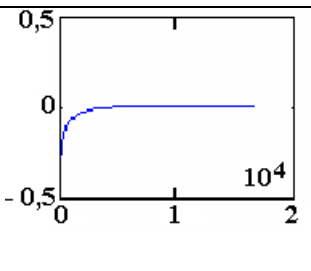
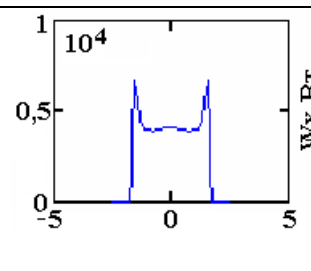
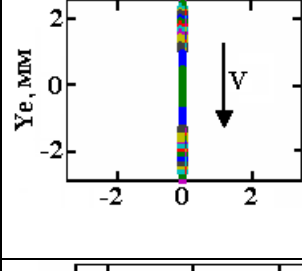
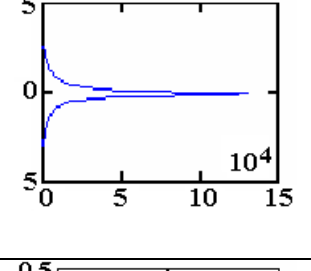
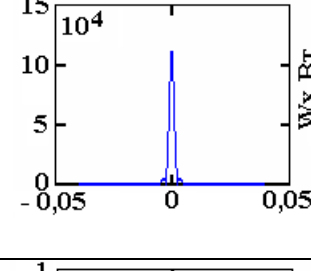
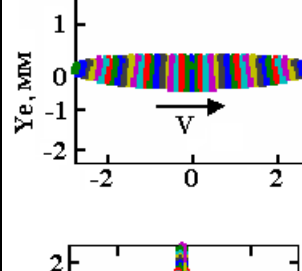
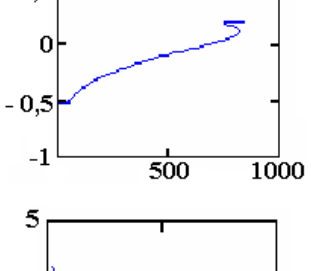
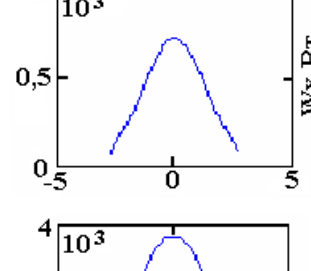
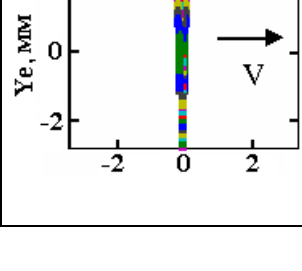
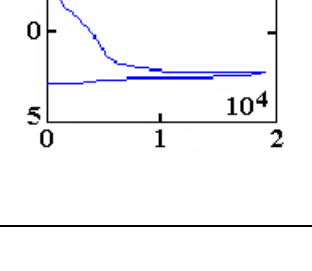
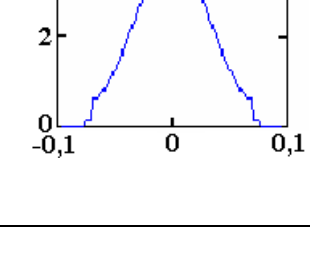


Рис. 3. Диапазоны размеров изделий, заготовок, инструментов и зон взаимодействия (а) и системная модель (б) технологического процесса обработки материала (ТПОМ), включающая подсистемы источников энергии (ИЭ), технологического оснащения (ТО), контрольно-измерительной аппаратуры (КИА) для обеспечения обратных связей по изменениям энергии ( $\Delta E$ ) и материала ( $\Delta M$ ) в зоне воздействия (ЗВ) элементарного (или единичного) инструмента (ЭИ) на материал заготовки (МЗ).

При одношаговой электронной литографии [47], лазерной обработке [40], нанотехнологиях [10, 48] и в микроанализаторах типа MAP и Самеса реализуется использование квантовомеханических и резонансных взаимодействий в технологическом процессе обработки материала (ТПОМ).

Другой системной проблемой или системным несоответствием оборудования для ЭОМ микрооптики является низкочастотное и, как правило, пошаговое регулирование параметров ТПОМ. Это противоречит природе микрочастиц и требует высокочастотного, динамичного и точного пространственного квантования их энергии с помощью компьютера, подобно тому, как это осуществляется при лазерной обработке (табл. 2 из [47]), когда технологическое оснащение процесса позволяет в широком диапазоне частот изменять форму распределения и дозировки энергии воздействия фотонов. Очевидно, что решения системных проблем электронной обработки таких материалов микрооптики, как стекло и кварц, находятся в области компьютеризации управления пространственно-энергетическими характеристиками электронного потока и высокоточного дозирования энергии воздействия электронов на материал.

Таблица. 2. Распределение энергии в луче технологического лазера [32]

Параметры луча у поверхности обрабатываемого материала (3В рис. 2)			Выполняемая технологическая операция
Форма поперечного сечения луча	Распределение мощности вдоль $Ye$	Распределение мощности вдоль $Xe$	
 <p>Хе, мм</p> <p>Ye, мм</p> <p>v</p>	 <p>Wy, Вт</p> <p>10<sup>4</sup></p>	 <p>Хе, мм</p> <p>Wx, Вт</p> <p>10<sup>4</sup></p>	Прошивка отверстий, мм
 <p>Ye, мм</p> <p>v</p>	 <p>Wy, Вт</p> <p>10<sup>4</sup></p>	 <p>Wx, Вт</p> <p>10<sup>4</sup></p>	Наплавка, упрочнение
 <p>Ye, мм</p> <p>v</p>	 <p>Wy, Вт</p> <p>10<sup>4</sup></p>	 <p>Wx, Вт</p> <p>10<sup>4</sup></p>	Термическое раскалывание
 <p>Ye, мм</p> <p>v</p>	 <p>Wy, Вт</p> <p>10<sup>4</sup></p>	 <p>Wx, Вт</p> <p>10<sup>3</sup></p>	Сварка и термическая обработка изделий с разными сочетаниями форм заготовок и свойств, соединяемых материалов
 <p>Ye, мм</p> <p>v</p>	 <p>Wy, Вт</p> <p>10<sup>4</sup></p>	 <p>Wx, Вт</p> <p>10<sup>3</sup></p>	

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дудко Г.В., Лисоченко В.Н. Проблема формирования особо чистых и бездефектных поверхностей // Материалы краткосрочного семинара. Л., 1985. С. 13–16.
2. Лисоченко В.Н. Технология электронно-лучевой полировки плат микросхем и входных окон видиконов: Дис. канд. техн. наук. 1977.
3. А.с. №1798995 СССР. Способ изготовления канальных оптических волноводов: Д.И. Котельников, Г.В. Канашевич, Г.Н. Дубровская. 1991.
4. Конопальцева Л.И. Некоторые данные о работах по интегральной оптике в СНГ // Оптическая техника. 1994. № 3. С. 8–9.
5. Канашевич Г.В., Конопальцева Л.И., Ващенко В.А. // Низкоэнергетическая электронно-лучевая обработка поверхности стекла и возможности ее использования в технологии ИО / Деп. В ГНТБ Украины 26.07.93. №1616-УК 93.
6. Поздєєв С.В., Дубровська Г.М., Конашевич Г.В., Юрінець Р.В. Дослідження технологічної спадковості діелектричних матеріалів методом еліпсометрії після електронно-променевої обробки // Прогрессивные технологии и системы машиностроения. Международный сборник научных трудов. Вып.13. Донецк, 2000. С. 90–93.
7. Котельников Д.И., Федорук Ю.М. Микрооптические элементы для оптоэлектроники // Доклады V международной науч.-тех. конференции-выставки «ВОЛССПИ-94», Запорожье, НПО Хартрон 4-6/10-94.
8. Материалы конференции OE/LAS\*96, Сан-Диего, США, 1996 г.
9. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М., 1990.
10. Нанотехнологическая установка. Рекламный проспект. М., Техническая дирекция Международного фонда конверсии. 2001.
11. Carls A.Y. Micro-optics has macro potential // Laser Focus World, June 1991, p. 93–99.
12. CO<sub>2</sub>-Laser writes microlenses on polyethylen // Photonics spectra, October 2001, p.46–48.
13. [http://www.spie.org/Microelectronics,Optoelectronics, &38;Micromachining-Browse](http://www.spie.org/Microelectronics,Optoelectronics,_&38;Micromachining-Browse) Publications –Pu..
14. MEMS and MOEMS Technology and Applications / Editor: P. Rai-Choudhury / SPIE PRESS Vol. PM85 \* December 2000, 528 p. / Published by SPIE.
15. Шмидт Д., Шварц В. Оптоэлектронные сенсорные системы. М., 1991.
16. Основы оптоэлектроники. М., 1988.
17. Свечников Г.С. Интегральная оптика. Киев, 1988.
18. Ивановский Г.Ф., Петров В.И. Ионно-плазменная обработка материалов. М., 1986.
19. Крайчинская Г.Ф. и др. Обработка полимерных материалов в низкотемпературной плазме (анализ зарубежных изобретений) (Сер. Принципиально новые технологии и пр-ва. Вып. 3). Киев, 1989.
20. Пирятинская С.Ф., Гончарова А.А. Развитие ионно-лучевых технологий. (Сер. Принципиально новые технологии и пр-ва. Вып. 4). Киев, 1989.
21. Сядристый Н.С. Тайны микротехники. Ужгород, 1971.
22. Полтавцев Ю.Г. Технология обработки поверхности в микроэлектронике. Киев, 1990.
23. Sunny Vains. Stacked LED structure combines red, green and blue emitters // OE Reports, N166, October 1997, p.3.
24. Hench L.L., West I.K. Sol-gel process // Chem. Rev., Vol. 90, p.33, 1990.
25. Фандерлик М. Пороки стекла. М., 1964. С. 218–221.
26. Разрушение твердых тел // Сб. М., 1967. С. 8–9.
27. Thompson E. The Optician. Vol. 31. 1922.
28. Мовчан Б.А. Неорганические материалы, осаждаемые из паровой фазы в вакууме // Современное материаловедение. XXI век. Киев, 1988. С. 318–332.
29. Федулов А.А., Устинов Ю.А., Котов Е.П. и др. Технология многослойных печатных плат. М., 1990.

30. Артамонов Б.А., Волков Ю.С., Дрожалов В.И. и др. Электрофизические и электрохимические методы обработки материалов / Под ред. Смоленцева В.П. В двух томах. М., 1983.
31. Коваленко В.С. Технология и оборудование электрофизических и электрохимических методов обработки материалов. Киев, 1983.
32. Хоппе Д., Мидделдорф К. Перспективы развития технологий соединения материалов // Автоматическая сварка. 2000. № 9–10. С. 157–162.
33. Хоменко Н.Н. Производство полупроводниковых датчиков электрохимической сваркой // Автоматическая сварка. 2001. № 8. С. 38–40.
34. Березин Л.Я. Некоторые особенности сварки в электростатическом поле диэлектриков с металлами и между собой // Автоматическая сварка. 2001. № 8. С. 45–49.
35. Бернадский В.Н. Состояние и перспективы мирового сварочного рынка // Автоматическая сварка 1999. № 11. С. 49–55.
36. Патон Б.Е. Современные электронно-лучевые технологии ИЭС им. Е.О.Патона НАНУ // Автоматическая сварка. 2001. № 2. С. 3–9.
37. Патон Б.Е., Мовчан Б.А. и др. Электронно-лучевые технологии получения и механические свойства массивных конденсаторов Al и Al-ZnB<sub>2</sub> // Проблемы спецэлектротехнологии. 1994. № 1–2. С. 33–37.
38. Харламов Ю.А., Борисов Ю.С. Влияние микрорельефа поверхности на прочность сцепления с газотермическими покрытиями // Автоматическая сварка. 2001. № 6. С. 19–26.
39. Hantke D., Philipp H., Sparrer G., Tschirmich J. CCD-Zeilen sind Hfzisionsatabe, Feingerate-technik, (1985). 34, № 7, 290–292.
40. Роман В.В. Підвищення ефективності лазерної обробки використанням спеціальних систем фокусування на базі сферичних дзеркал, дис. К.т.н., Київ.: НТУУ КПІ. 2001.
41. Leticia Cowan. Emerging direction in microlithography: the next generation // OE Reports, N170, February 1999, p. 1, 8.
42. Оборудование и технология электрохимического полирования насыпью. Рекламный проспект. М., Техническая дирекция Международного фонда конверсии. 2001.
43. Mitsubishi Electric Europe GmbH, Diamond-line-electro-erosion system.
44. Sunny Bains. Two photon absorbtion allows imaging of silicon currents // OE Reports, N169, January 1998, p.3.
45. Научно-исследовательские интересы ВВС США на 1995 год. [www.fedix.fie.com](http://www.fedix.fie.com) (Federal Information Exchange – Ph.-800-783-3349).
46. Geltech + Sierra Precision optics // OE Reports, N184, April 2000, p.5.
47. Дубонос С.В., Матвеев В.Н., Зайцев С.И. Свицов А.А. Технология проектирования и производства синтезированных голограмм на основе одношаговой электронной литографии // ИПТМ РАН. Рекламный проспект. 2001.
48. Формирование и исследование наноструктур. Проспект ин-та аналитприборостроения РАН. С-Пб, 2001.

Поступила 21.01.02

### Summary

The electron treatment effectiveness of optical glass and/or silica depends on a computer control for a space-energy distribution and on proportion of electron power int a treated micro-zone. The common theory of electrochemical and electrophysical treatment must be corrected, because the characteristics of materials have derivations from R.Hooke's theory during a micro-treatment.

## THE OPPORTUNITIES TO USE LASER TECHNOLOGY IN AUTOMOTIVE AND AEROSPACE INDUSTRY

*Laser Technology Research Institute (LTRI) of the National  
Technical University of Ukraine "KPI", Pr. Peremohy, 37, 03056, Kiev, Ukraine*

### **Introduction**

From the very start of laser era in the early 60th the numerous laser technology applications had been developed and implemented into different fields of industry the automotive and aerospace industries being among the first because of their most expansive, dynamic and fast accepting innovations nature.

Among these applications the most widespread are the following: drilling precise holes of small diameters; cutting slots and sheet metal sharing; hardening, surface alloying and cladding of cutting tools and components; welding; components marking and engraving; mechanical cutting intensified with laser radiation etc. High technologies based on laser beam use provide the processing productivity and product quality and reliability increase, save time and money in manufacturing, give other advantages to manufacturers in their fight with competitors in globalized economy.

### **Laser hole drilling**

Laser hole drilling has great advantages in case when other alternative technologies are not able to provide very high productivity, the possibility to obtain holes with different shape in cross section or/and in longitudinal section especially in the range of small diameters (from few microns up to 1,0 –1,5 mm) with depth of up to few millimeters in different hard to machine materials. Deviations of hole diameter are usually in the range of 10 – 12% of nominal size.

One of good example of this technology application in automotive industry is laser drilling of precise holes in fuel nozzle for diesel engine. Eight holes of 250 microns in diameter with tolerance  $\pm 10$  microns in stainless component are usually obtained either by conventional drilling with super hard alloy drill or using electro discharge wire electrode machining. In first case the machining productivity and hole quality is very high but the drill tool life is too short because of often tool breakage. At electro discharge process the hole quality is excellent but the machining time is equal to 20–25 min and wire electrode wear is very high. In both cases it is practically impossible to get hole with varying shape.

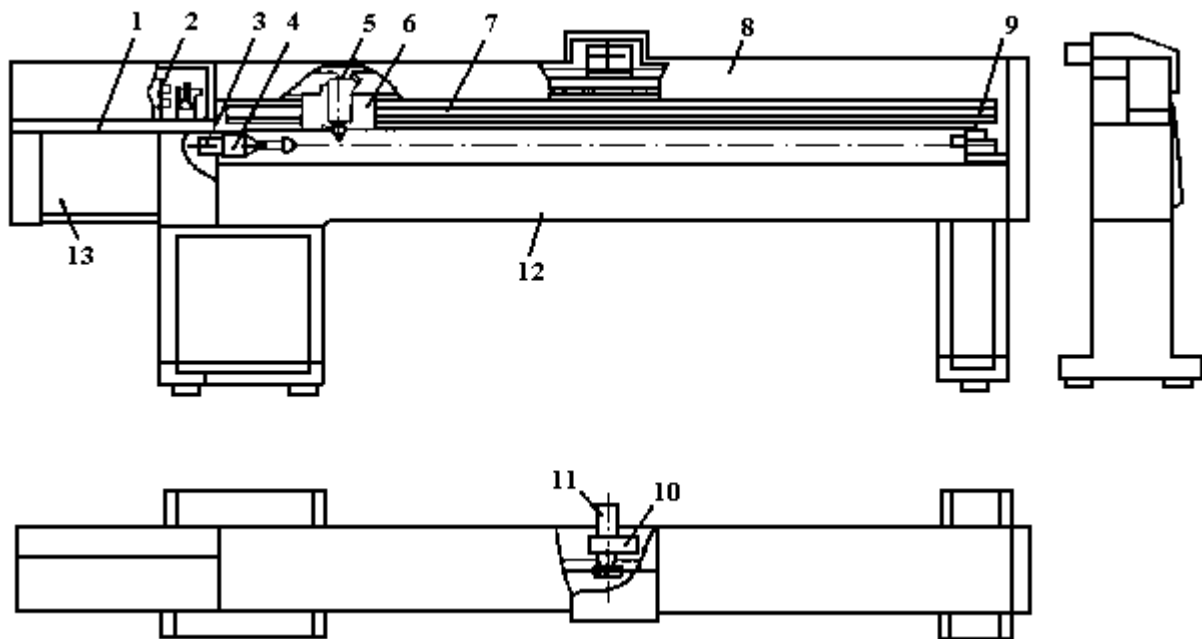
At laser machining all 8 holes of quite high quality are pierced in less than 0,7 min. The hole shape may be obtained like Laval nozzle thus increasing the efficiency of fuel injection. Nd:YAG laser with pulse energy in the range 10 J had been used to perform this operation [1].

For aerospace industry there had been developed the laser industrial system for hole drilling in long (0,5–3 m) stainless tubes 15–40 mm in diameter with wall thickness 0,8 mm [2]. Such tubes are used as spraying collectors in the preventing fire systems and in the systems to prevent icing of Antonov Company aircrafts and some types of helicopters. The developed equipment has the focusing device moving along the long tube according to programme and tube itself may be turned around its axis to the necessary angle providing the required hole diameter – 0,8 mm (fig. 1).

Very prospective field for laser hole machining is manufacturing turbine blades for gas turbine engines both for automotive and especially for aerospace industry. To increase the blade life by preventing them from overheating and even burning the most critical in respect to temperature rise surfaces of such blades are usually perforated to pump through system of holes the cooling liquid. Laser perforation provides highly efficient technology for piercing shaped holes at curved surfaces in components made from hard to machine materials – heat resistant alloys.

---

Paper had been presented at the International Conference "Global Automotive Laser Applications" in the framework of "International School of Quantum Electronics" held at Erice-Sicily (Italy) on 1–7 August 2001 and is given here with some modification.

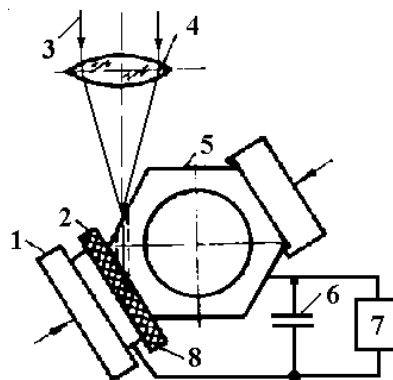


*Fig. 1. Sketch of laser system for drilling holes in long tubes:*

*1 – arm; 2 – laser; 3 – step motor; 4 – redactor; 5 – focusing device; 6 – carriage; 7 – slides; 8 – housing, 9 – moving support; 10 – fulfilling mechanism; 11 – step motor; 12 – base; 13 – CNC block.*

Recently designed types of turbine blades have the ceramic layer on the surface to improve temperature resistance of the blade. But such design leads to the additional problems in machining because no traditional technologies are possible to apply the only alternative being laser hole piercing.

To increase the efficiency of large hole drilling in thick materials the combined electro-laser process had been developed [3]. According to this technique the initial hole is pierced with few laser pulses in the component, which serves as a main electrode, and when the gap between this electrode and auxiliary electrode is ionized (because of formed plasma and erosion products) then the energy stored in capacitor is released (fig.2). The initiated in such way the powerful electrical discharge causes additional material erosion and as a result the hole diameter becomes larger making the shape of the hole itself more cylindrical. Thanks to intense molten material flow the hole surface topography is improved as well.



*Fig. 2. Scheme of electro-laser hole piercing in nut:*

*1 – clamp; 2 – auxiliery electrode; 3 – laser beam; 4 – focusing lens; 5 – nut; 6 – capacitor; 7 – power supply; 8 – dielectric media.*

Using the described technology the cylindrical holes on the sidewalls of nuts for reliable fixing them with the help of wire are drilled much more efficiently in comparison with other conventional methods.

Electro-laser hole piercing is good to use at stamp matrix manufacturing with wire EDM. The initial hole in a plate from super hard material to insert wire electrode is usually obtained using time consuming EDM with single wire electrode. Electro-laser technique allows shortening the procedure by factor 15–20.



Such preliminary holes may be obtained using the only laser piercing as well but for thick plates laser hole piercing will be more energy and time consuming process and the laser itself must be more powerful.

### Laser cutting

Laser blank tailoring recently became wide spread technology in automotive and aerospace industry [4–5]. This technology has revolutionized the manufacturing process proposing many unique advantages for car body manufacturers. At the same time there are many still not so bright and wide spread cutting applications, which nevertheless may be of interest for advanced industry.

One of them concerns cutting of ceramic materials. For the last two decades the amount of components from ceramic materials used in car, aircrafts and missiles has increased drastically. The main advantage of such components – high heat, wear and corrosion resistance – is contradicting with the main technological characteristic – ability to be machined. The traditional methods of such materials machining are limited mainly by diamond wheel cutting and by ultrasonic machining. But cutting with diamond wheel is possible only when trajectory of material shearing is a straight line and ultrasonic machining needs specially designed complicated tool [6]. The quality of laser ceramic cutting with pulsed laser beam is improved significantly when processing is performed using the additional scanning (linear or circular) of the beam (fig. 3).

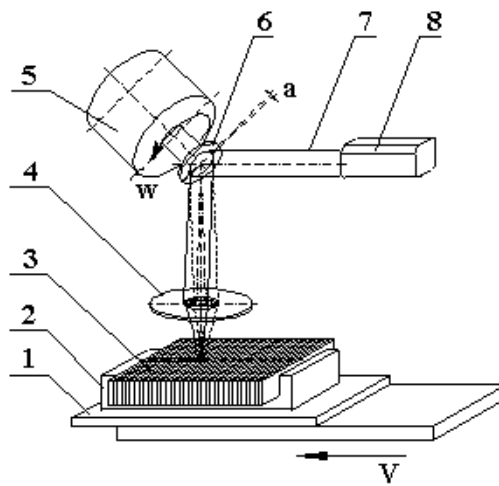


Fig. 3. Scheme of laser cutting with additional beam scanning:  
1 – table; 2 – clamping device; 3 – component; 4 – focusing lens;  
5 – motor; 6 – scanning mirror; 7 – beam; 8 – laser.

Such combined technique of cutting (beam movement + additional scanning) appears to be effective for shearing thin silicon plates (0,4–0,6 mm thick) for solar elements. As it is known these elements are now in great demand as an alternative source of energy both in automotive and aerospace industries. Usually for shearing silicone plates only diamond wheel cutting and ultrasonic cutting could be used but both these technologies have too much drawbacks. So the laser is the most acceptable alternative.

Besides the achieved increase in quality and productivity laser cutting provides 30% decrease of the heat-affected zone (HAZ). The latter brings the increase of the “useful” area of solar elements and correspondingly provides the increase of its efficiency at 5–6% in comparison with standard technology of solar elements shearing [7].

One of the key problems for automotive and aerospace industry is how to decrease the product weight with simultaneous increase of its reliability (strength and wear resistance). Partial but prospective solution of this problem is wide implementation of composite materials, based on carbon, glass, organic plastics and hybrid composites, based on combination of metals like aluminum-boron (Al-B). The more dissimilar the comprising metals (elements) the more difficult to machine such composites with traditional cutting tools because of high tool wear and losses of diamonds. For aluminum-boron composite there is one more specificity at it’s cutting – the machining quality is critical to the direction of cutting in respect to direction of reinforcing boron filaments location. Laser cutting is found to be the highly efficient technology for machining such materials. Cutting speed is affecting significantly both cut width and surface roughness (fig. 4) and the best results for these both parameters (narrowest cut width and lowest roughness) are

obtained when the direction of speed vector of sample movement and direction of boron filaments location coincide, e.g. at  $\beta=0^\circ$  ( $\beta$  – angle between speed vector and direction of filaments) [8]. It is possible to minimize the influence of anisotropy of composite Al-B thermal properties on cut quality by controlling the following processing parameters: cutting speed  $V$ , pressure of supporting gas  $P_g$ , beam defocusing  $\Delta F$  (fig. 5).

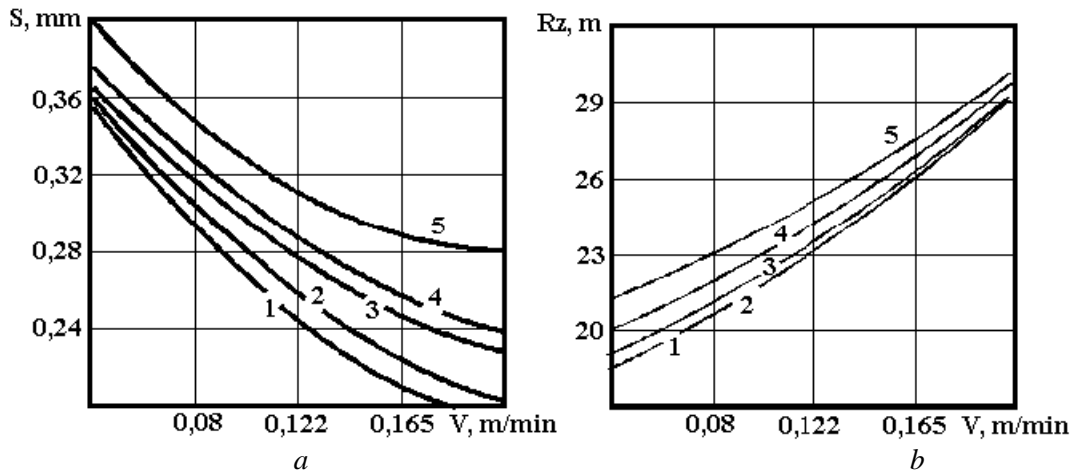


Fig. 4. Dependencies of cut width  $S$  (a) and cut surface roughness  $R_z$  (b) of cutting speed  $V$  for different angles  $\beta$  between speed vector of sample movement and direction of boron filament location at laser cutting of hybrid composite Al-B 2.15 mm thick with pulse laser radiation (mean power  $P_m=300W$ , working gas – Ar,  $P_g=3$  Atm,  $\Delta F=0$  mm) 1 –  $\beta=0^\circ$ ; 2 –  $\beta=22,5^\circ$ ; 3 –  $\beta=45^\circ$ ; 4 –  $\beta=67,5^\circ$ ; 5 –  $\beta=90^\circ$ .

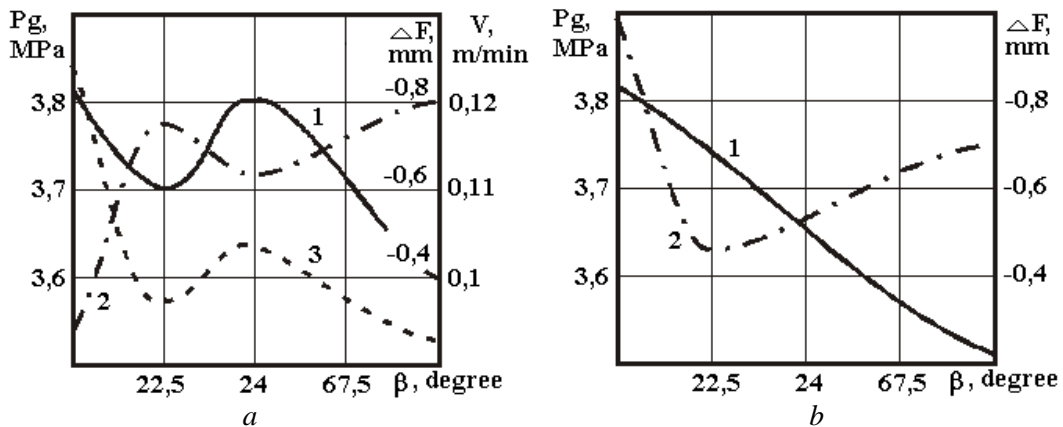


Fig. 5. The relation of pressure 1, beam defocusing 2, cutting speed 3 and an angle  $\beta$  between speed vector of sample movement and direction of reinforcing filaments at laser cutting of hybrid composite Al-B 2,15 mm thick with max quality (a) and productivity (b).

Fig. 6 demonstrates the cross section of the hybrid composite Al-B and the appearance of the cut side wall obtained after laser cutting.

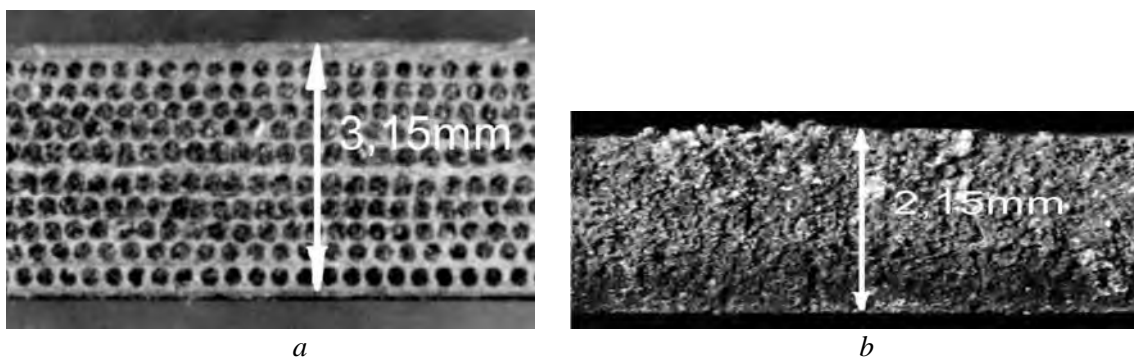


Fig. 6. Cross section (a) of hybrid composite Al-B and exterior (b) of a laser machined cut (side wall).

In some cases laser cutting process can be integrated in manufacturing of different components by traditional machining methods. In manufacturing special shafts for micro electro motors for executive mechanisms laser had implemented into automated metal cutting equipment to cut off ready shafts (fig. 7). Due to noncontact processing in this case the cut off operation of relatively long and nonrigid shaft was possible instead of mechanical cut off which would need additional end clamping of the shaft.

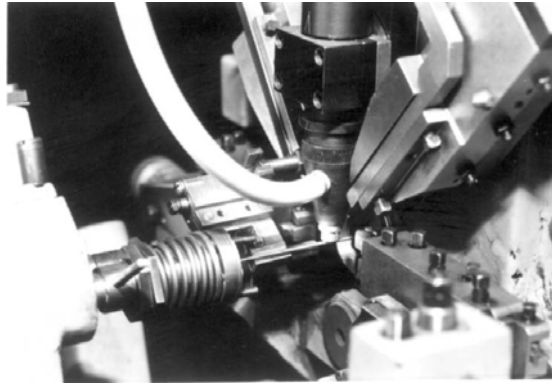


Fig. 7. Laser processing of shaft of micro electric motors.

### Laser hardening

Laser hardening technology is widely used now both for improving the quality of new components of different machines at their manufacturing and to restore worn off components. Quite wide field of application as well is laser hardening of working parts of different cutting tools, stamping elements and instruments.

For automotive industry the use of aluminum and its alloys is becoming the very important issue. But some properties (for example, low hardness and heat strength) of these very prospective for car builder's materials are limiting their application. Using traditional laser hardening (transformation hardening) it is possible to increase material hardness in irradiated zone by factor 1,5–3. Our research had shown as well that laser surface alloying of aluminum alloys might change significantly the working characteristics of the treated components. Thus at laser alloying (LA) of technical aluminum Al 25 with Mn, Ni and Fe there is the large increase of hardness in comparison with untreated alloy and even with

Treatment	Hardness $H_{\mu}$ , MPa
Without heat treatment	850
Heat treated	1000
LA (Mn)	2180
LA (Ni)	2200
LA (Fe)	3500

heat treated alloy (table 1). And this high level of hardness is preserved even at keeping of irradiated samples for long time at high temperature. The maximum level of heat strength increase had been observed at aluminum laser surface alloying with Fe (fig. 8).

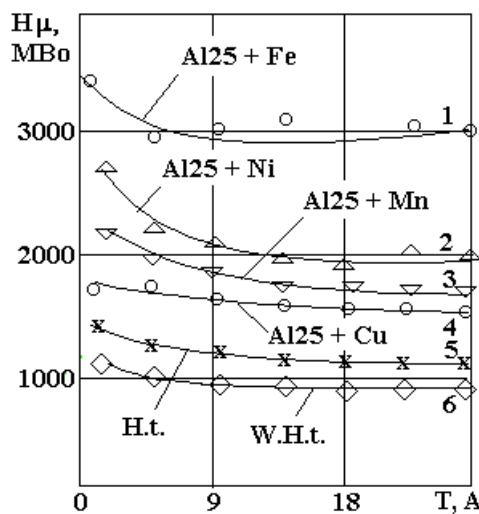


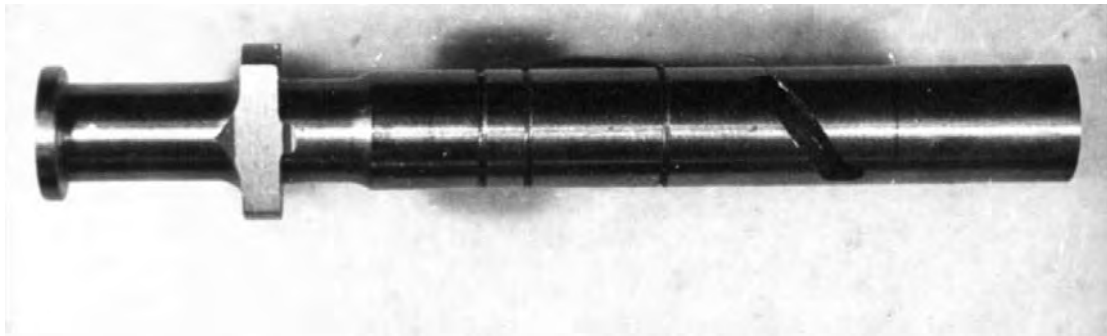
Fig. 8. The influence of laser surface alloying on Al 25 alloy's heat resistance.

From 1–2 elements composition for local surface alloying in the past for laser cladding the multielements composition are developed now. The most wide spread powders are produced on nickel base. The main drawbacks of such powders are high price, gripping of cladded layer at dry friction and formation of significant tensile stresses.

New compositions have been developed at LTRI based on Fe-B-C-alloy. Due to iron base the tensile stresses formed in cladded layer are usually lower than in case of Ni-based composition. Such compositions are much cheaper than Ni-based or Co-based alloys, they are non toxic, they provide the cladded layer hardness of high level and the adhesion of new alloys is good because of cladded and matrix material similarity.

The technology had been developed to increase wear resistance of camshafts and crankshafts of car engines at their manufacturing using CO<sub>2</sub> laser. This innovation brought the long life increase by factor 2–2,5. For worn off components of this type the restoration technology based on laser cladding had been developed. Tribology tests for restored camshaft revealed that for laser cladded cam the wear rate is about 2,5 times less than that for traditionally quenched cam.

In automotive and aerospace industry there are many components of fuel supply systems which need the preservation of their dimensional parameters for long time. One of such example is fuel cut off stock (fig. 9), the working surfaces of which had to have high level of wear resistance. Laser transformation hardening of stock edges had been implemented which increased the life of this component by factor 2.



*Fig. 9. Photo of the fuel cut off stock with working edges improved with laser transformation hardening.*

Laser hardening is very effective as a cutting tool wear resistance increasing technology. It had been proved by many research that almost any type of cutting tool after laser hardening is increasing its long life up to 2–5 times. In some cases there had been observed the wear resistance increase even by factor 10–15 (for example, long broaches of large diameters). Good results had been achieved as well at hardening punches, working elements of blanking dies, etc.

The positive effect of laser hardening may be significantly increased by its combination with other techniques [9].

Laser plastic deformation hardening (LPDH) combines in one process the laser hardening and the thermo-plastic deformation hardening. This provides the possibility to get guaranteed compressed stresses favorable for increasing the fatigue strength and wear resistance.

Laser ultra-sonic hardening (LUSH) combines laser irradiation with vibration hardening at ultra-sonic frequencies. Besides the increase in micro hardness the surface topography improvement is achieved as well.

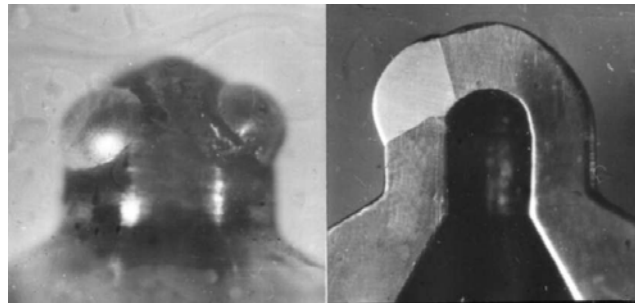
At laser hardening in liquid nitrogen (LHLN) the heat removal from irradiated zone is improved and conditions for better surface alloying with nitrogen are created thus increasing the wear resistance of the treated material.

Gas-powder laser cladding with electro-magnetic agitation (GPLCEMA) includes the action of CO<sub>2</sub> laser radiation, electric arc and variable magnetic field on material. Such combination decreases the tendency to cracks formation, brings positive changes in cladded layers stress state and causes the increase in coating wear resistance.

### **Laser welding**

Laser welding becomes increasingly popular in automotive and aerospace industries. Besides quite known laser steel sheet welding there are some specific applications which are not widespread but still may save a lot of labor and manufacturing time. One of such examples is fuel nozzle (mentioned earlier) restoration. Nozzle itself is quite complicated unit which manufacturing cycle consists of many operations

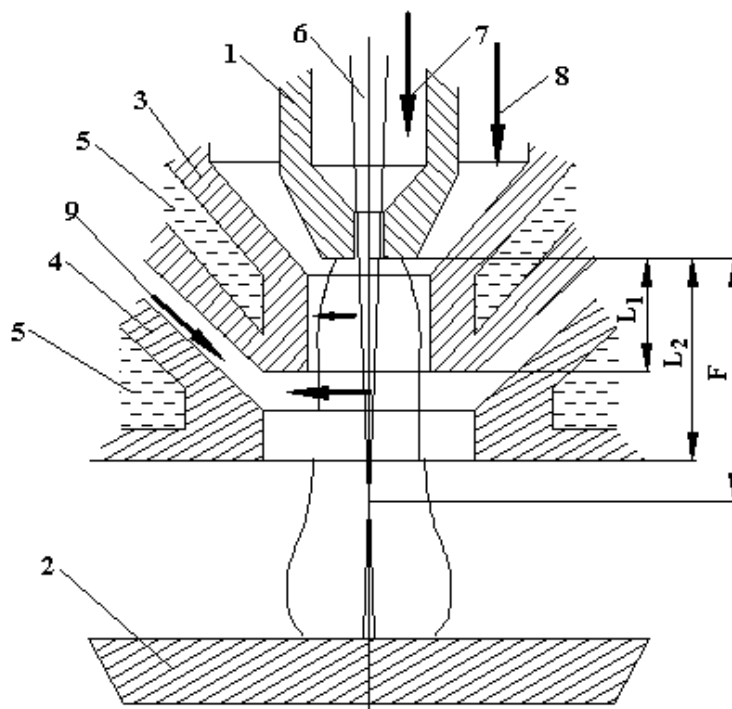
consuming labor, energy and time. The main reason of nozzle wear is hole diameter loss due to fuel burning and deposition of burning products. So to give the nozzle second life is to reweld the worn off holes and to drill the new one. Laser welding is done using the filler stainless steel wire with pulsed Nd:YAG laser. At fig.10 the cross section of rewelded hole and the general view of the restored nozzle are shown.



*Fig. 10. Appearance and cross-section of welded nozzle apertures for the diesel engine (tested at pressure 280 bar).*

In manufacturing of some units for electrotechnical devices used in automotive and aerospace industries there is the necessity to achieve stable joints of transformer steel slices packages for micro electric motors and small transformers. Laser welding is proposed as alternative to mechanical joints or to sintering as the innovating technology providing high quality, productivity, ecology safety and noncontact processing. Laser welding is performed with pulsed Nd:YAG laser in conditions when linear beam scanning is added to the main movement of the beam at unit processing. This additional scanning conducts to lowering temperature of a processed surface and to growth of a life time of a bath of a melt thus improving the weld quality [10].

One of the ways to increase the efficiency of laser welding is hybrid technology based on combination of laser beam and electric arc [11] or plasma interaction with material (fig. 11). Such combination leads to welding process stabilization, to the thermal efficiency increase, to the welding speed increase (up to 2–3 time in comparison with usual plasma powder cladding) and to heat affected zone decrease.



*Fig. 11. Scheme of a laser-arc plasmatron:*

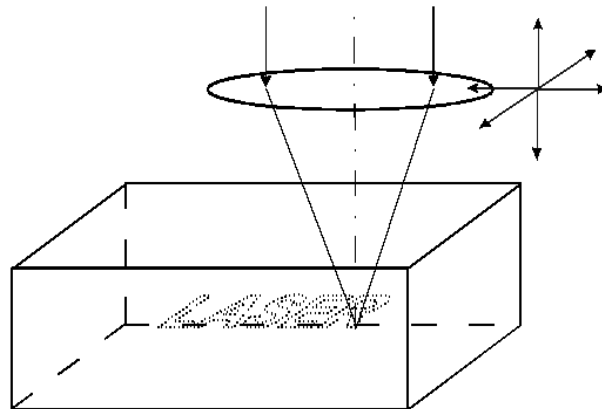
*1 – tube cathode; 2 – surface under processing; 3 – plasma forming nozzle; 4 – powder additive; 5 – cooling water; 6 – focused beam of the CO<sub>2</sub> – laser; 7,8 plasma forming gas (argon); 9 – flow of the powder transporting gas (argon).*

For the moment the most wide spread type of laser for welding is still CO2 laser, but Nd:YAG laser is already competing successfully with it and slab and diode lasers being considered as the very prospective and highly efficient types of advanced lasers.

**Laser marking and engraving**

There is a wide field of application for laser marking and engraving in automotive and aerospace industry. The technology of this processing is very versatile and universal and doesn't need special marking or engraving tools. Other very important advantages are very high productivity (speed of forming signs), great variety of signs appearance depending on material and working conditions, possibility to realize unusual design and to perform unique marking operations.

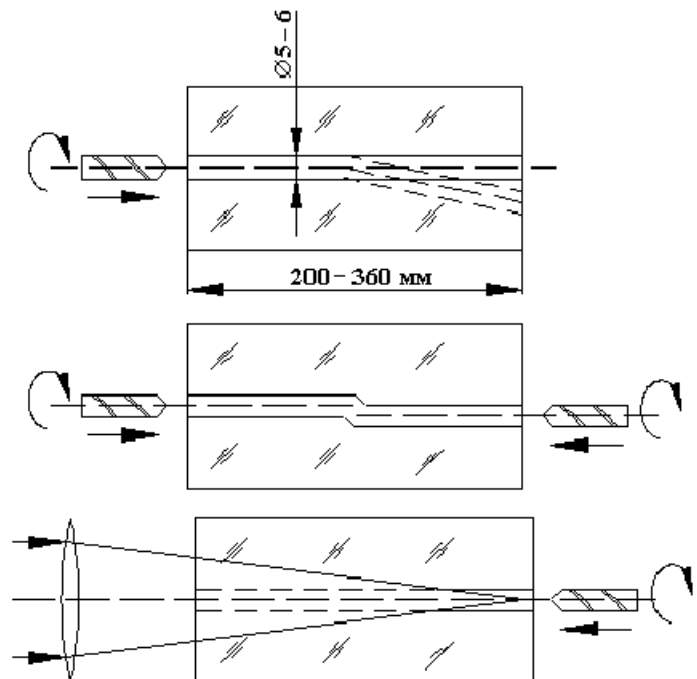
One of such unique application is engraving inside the transparent for laser beam material without its damage (fig. 12).



*Fig. 12. Laser marking inside the transparent for laser radiation material.*

**Laser intensification of mechanical cutting**

There had been developed few methods of mechanical material cutting assisted with laser radiation. Such methods are of interest for automotive and aerospace industries because they use many advanced materials with new properties which is usually difficult or impossible to machine with conventional methods. So laser is used now to preheat the local zone of the material before removing it with cutting edge tool. In such a way it is possible to decrease significantly the cutting forces. In some cases it is possible to use focused laser beam to initiate the metal chip crush (especially at drilling deep holes).



*Fig. 13. Three different approaches to get straight line deep hole of small diameter inside the transparent for laser radiation material.*

Quite a unique application is drilling long holes of small diameters in a very hard transparent for laser beam material (some types of glass). Traditional drilling with diamond drill of small diameter doesn't provide the straight line ready hole, because long drill isn't rigid enough (fig. 13). So the partial solution of the problem may be the drilling of the hole from different side of the component with more rigid shorter drills. But still sometimes the deviation of axis of both holes may occur. Laser assisted mechanical drilling with one long drill may solve the problem and guarantee the straightness of the machined hole. In this case laser beam is focused through the bulk of the transparent material just near the tip of the drill. Due to the local destruction of the material in the focal point the drill is easily enters the material. Gradually moving the focal point along the axis it is possible to guarantee the drill movement along the axis without any deviations.

The described technology besides the possibility to get precise straight line deep holes of small diameters provides as well the significant increase in diamond drills durability.

Another good combination of laser assisted mechanical machining is laser dressing of diamond grinding wheels. In contrast to traditional mechanical dressing with diamond pencil which leads to large losses of diamond the laser dressing is very economical technique and prolongs the wheel life significantly. Machining productivity (laser dressing time) practically depends only on wheel diameter and laser pulse frequency (fig. 14). Laser irradiation removes mainly the matrix material (bundle) and grinded material, stored between diamond grains.

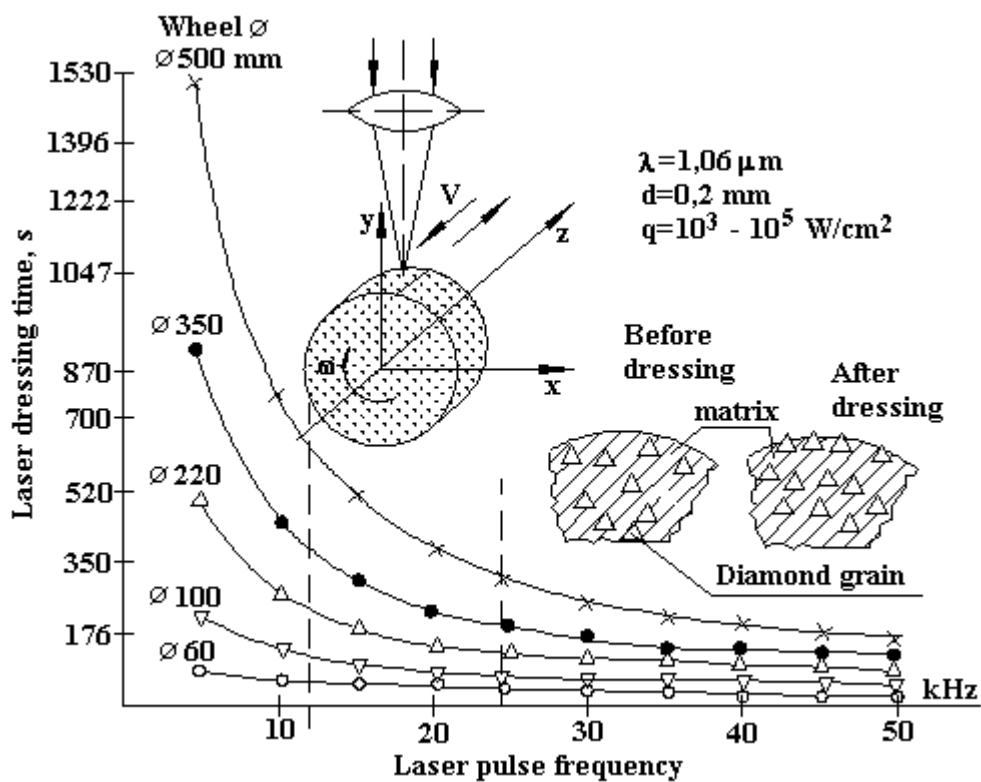


Fig. 14. Scheme of diamond wheel dressing with laser beam.

There are many other combinations of laser technology with traditional mechanical machining as well as with nonconventional methods of material processing. Their implementation into the automotive and aerospace industry will bring better opportunities for manufacturers in their fight with competitors in new conditions of globalize economy.

### Conclusions

1. Laser technology provides large variety of manufacturing techniques with wide opportunities to increase the working parameters of manufactured products.
2. Automotive and aerospace industries may benefit a great deal widely implementing advanced technology based on laser radiation use.
3. Industrial laser application are developing fast and there many unique and highly efficient technical solutions to come in the nearest feature

## REFERENCES

1. *Kovalenko V.S.* Laser Machining with Pulsed Laser beam, Kiev, 1977.
2. *Kovalenko V.S., Oleschuk L.M.* CNC laser machine tool for hole machining // *Technologia i organizacia proizvodstva*. Kiev, 4, 1977, p. 49–51.
3. *Laser Technology Handbook*, (ed. V.S. Kovalenko), Kiev, 1985.
4. *Roessler D.M.* Laser Welding at General Motors Corporation, Res. Publ. GMR-7729, 1992.
5. *Powell J.* CO2 Laser Cutting, Springer-Verlag, London, 1993.
6. *Kovalenko V.S., Lavrinovich O.V.* Laser Machining of Ceramic Materials, Kiev, 1991.
7. *Kovalenko V.S., Anyakin M.I. et al.* Modeling and Optimization of Laser Semiconductors Cutting // *Proc. of ICALEO-2000*, Dearborn, Vol. 90, p. D82-92.
8. *Anyakin M.I., Kovalenko V.S.* YAG-Laser cutting of composite material / *Proc. of 21<sup>st</sup> International Conf. "Composite materials in industry"*, May 21–25, Yalta, Ukraine, 2001, p. 6–11.
9. *Kovalenko V.S.* Ways to Intensify Laser Hardening Technology // *Annals of the CIRP*. Vol. 47/1. 1998. P. 133–136.
10. *Anyakin M.I., Kovalenko V.S.* Laser technology application in transformers and electric motors manufacturing // *Proc. of ISEM XIII*, Bilbao, Vol II. 2001. P. 839–850.
11. *Som A.I., Krivtsun I.V.* Laser + plasma: search for new possibilities in surfacing // *Automaticheskaya Svarka*. 12, December 2000. P. 34–39.

*Received 26.11.01*

### Summary

For the moment the numerous laser technology applications had been developed and implemented into different fields of industry the automotive and aerospace industries being among the first because of their most expansive, dynamic and fast accepting innovations nature. The applications of laser hole drilling, material cutting, welding, product marking and engraving as well as some mechanical material machining intensified with laser beam are discussed. The possibilities to increase the processing productivity and to improve the product quality are demonstrated. As invited paper this material had been presented at the International Conference "Global Automotive Laser Applications" in the framework of "International School of Quantum Electronics" held at Erice-Sicily (Italy) on 1–7 August 2001 and is given here with some modification.

---



Ю.И. Мулин, Л.А. Климова, Д.А. Дмитриев, В.Д. Власенко\*

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ЛЕГИРОВАНИЯ ДЛЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЗАДАННОЙ ТОЛЩИНЫ ПОКРЫТИЯ**

*Институт материаловедения ХНЦ ДВО РАН, Хабаровск, Россия*

*Тихоокеанская, 153, 680042, г. Хабаровск, Россия*

*\*Вычислительный центр ДВО РАН, Хабаровск*

*ул. Ким-Ю-Чена, 65, 680000, г. Хабаровск, Россия*

### **1. Введение**

Одной из актуальных задач машиностроения является получение высококачественных покрытий и поверхностей деталей при их изготовлении. Метод электроискрового легирования (ЭИЛ) является высокоэффективным технологическим процессом для повышения срока службы быстроизнашивающихся деталей машин и режущего инструмента. Отсутствие математической модели процесса ЭИЛ в настоящее время объясняется сложностью происходящих электрофизикохимических явлений при его реализации. Это затрудняет определение соответствующих режимов обработки и используемых электродных материалов, снижает эффективность применения ЭИЛ в производстве и воспроизводимость результатов процесса [1–3]. Для того чтобы параметры технологического процесса ЭИЛ могли быть рассчитаны и реализованы при использовании любой модели установки, в ее паспорте должны быть сведения о величине энергии, выделяющейся в искровом промежутке за один разряд  $W_u$  [Дж], частоте следования  $f_u$  [Гц] и длительности искрового разряда  $\tau_u$  [с]. В данной работе описывается методология и примеры использования программы для ПЭВМ IBM PC, разработанные для определения технологических параметров процесса ЭИЛ и образования покрытий заданной толщины по закономерностям, полученным на основе ранее выполненных исследований для различных электродных материалов [4–6].

### **2. Характеристики зависимостей, используемых для расчета модели**

В качестве модели зависимости величины суммарного массопереноса материала с анода на катод ( $\sum \Delta^k$ ) от управляемых параметров ЭИЛ используется функция [6]

$$\sum \Delta^k = A \cdot W_n^{1+b \cdot f_u} \cdot \exp(c \cdot \tau_u \cdot W_n^2), \quad (1)$$

$$W_n = 60 \cdot W_u \cdot t \cdot f_u \cdot \kappa_u, \quad (2)$$

где  $W_n$  – выделившаяся энергия (кДж/см<sup>2</sup>);  $f_u$  – частота следования импульсов (Гц);  $\tau_u$  – длительность следования импульса (с);  $W_u$  – энергия единичного импульса (кДж);  $t$  – удельное время легирования (мин/см<sup>2</sup>);  $\kappa_u$  – коэффициент вероятности прохождения искрового разряда ( $\kappa_u = 0,7-0,85$ ).

Графические зависимости суммарного привеса катода ( $\sum \Delta^k$ ) и эффективности массопереноса  $Y$ , скорости изменения привеса катода от величины приведенной энергии  $W_n$  представлены на рис. 1,а и рис. 1,б.

Параметры этой зависимости  $A$ ,  $b$ ,  $c$  оцениваются для каждой пары электродов по результатам не менее 3 опытов с помощью метода наименьших квадратов; результаты приведены в таблице, оценка сделана для материалов имеющих применение в производстве. Если  $A > 0$ ,  $b > 0$ ,  $c < 0$ , то функция (1) обладает следующими свойствами, характерными для реальных процессов легирования:

1. В начальный момент ( $W_n = 0$ ) величина ( $\sum \Delta^k$ ) и скорость ее изменения равны 0;

2. Зависимость (1) имеет максимум при энергии  $W_{\text{нк}} = \sqrt{(1+b \cdot f_u)/2 \cdot (-c) \cdot \tau_u}$ , соответствующей порогу хрупкого разрушения материала покрытия;

3. График функции (1) имеет точку перегиба при энергии  $W_{\text{nv}} = \sqrt{\{2b \cdot f_u + 3 - \sqrt{9 + 8 \cdot b \cdot f_u}\} / 4 \cdot (-c) \cdot \tau_u}$ , расположенную ближе к началу процесса ( $W_n \approx 1-3$  кДж/см<sup>2</sup>); эта точка соответствует максимуму скорости  $V_{\Sigma \Delta^k}$  изменения массопереноса;

4. При  $W_n > W_{\text{нк}}$  и неограниченно возрастающей  $W_n$  величина массопереноса  $\Sigma \Delta^k \rightarrow 0$ .

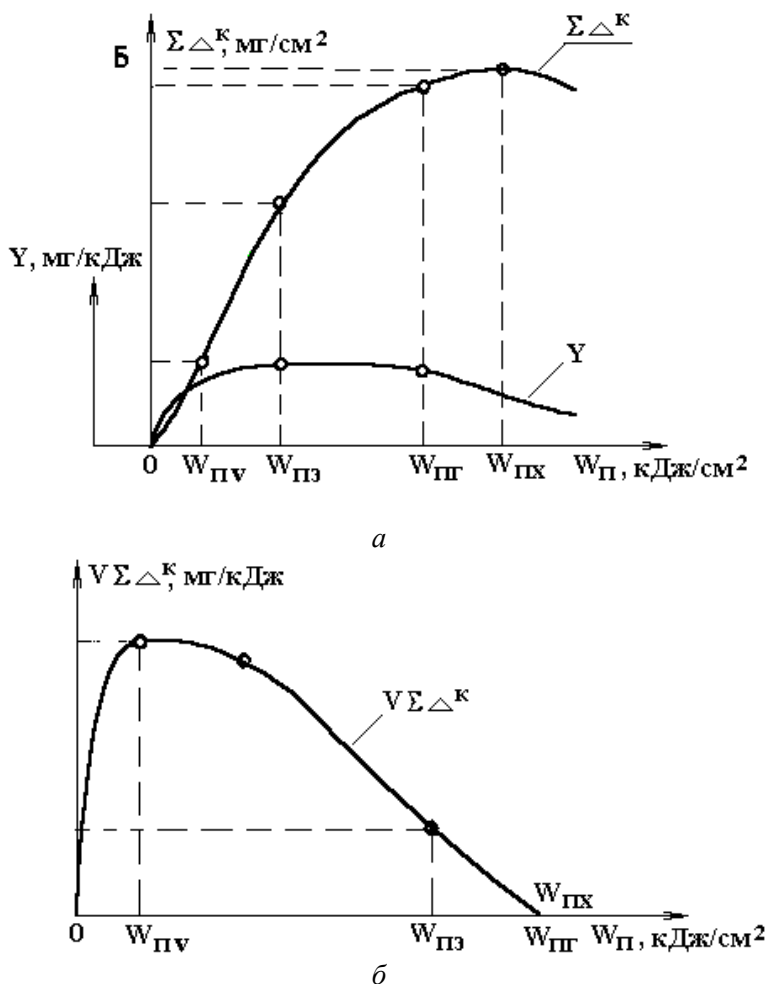


Рис. 1. Зависимости суммарного привеса катода  $\Sigma \Delta^k$ , эффективности массопереноса  $Y$  – (а), скорости изменения привеса катода  $V_{\Sigma \Delta^k}$  – (б) от величины приведенной энергии.

При других сочетаниях знаков параметров  $A$ ,  $b$ ,  $c$  нарушаются все или некоторые перечисленные свойства. Например, при  $A > 0$ ,  $b < 0$ ,  $c > 0$  скорость  $V_{\Sigma \Delta^k}$  становится неограниченно большой при  $W_n = 0$ , что мало соответствует представлениям о начале процесса. При этом величина  $(\Sigma \Delta^k)$  при  $W_n \rightarrow 0$  тоже неограниченно возрастает ( $c > 0$ ).

Толщина покрытия (толщина легированного слоя)  $h$  связана с величиной суммарного массопереноса  $(\Sigma \Delta^k)$  формулой

$$h = 10 \cdot \kappa_n \cdot \Sigma \Delta^k / \rho_n = 10 \cdot \kappa_n \cdot A \cdot W_n^{1+b \cdot f_u} \exp(c \cdot \tau_u \cdot W_n^2) / \rho_n, \quad (3)$$

где  $\rho_n$  – удельная плотность материала покрытия (г/см<sup>3</sup>);  $\kappa_n$  – коэффициент неравномерного образования толщины покрытия ( $1,1 \leq \kappa_n \leq 1,3$ ).

Расчетное удельное время легирования  $t_p$ , необходимое для образования толщины покрытия  $h$  при заданных  $f_u$  и  $\tau_u$  и принятом материале электрода, определяется из соотношения

$$t_p = 2 W_n / (60 \cdot C \cdot U^2 \cdot \kappa_s \cdot f_u \cdot \kappa_u), \quad (4)$$

где  $W_n$  – величина приведенной энергии, соответствующая заданной толщине покрытия  $h$ , которая определяется предварительно любым численным методом из формулы (3);  $C$  – емкость конденсаторов установки;  $U$  – напряжение;  $\kappa_s$  – коэффициент эффективности использования энергии ( $\kappa_s = 0,5-0,6$ ).

*Параметры уравнений регрессии (1) и их статистические показатели при обработке методом ЭИЛ поверхностей деталей из стали 45*

Материалы анода на подложке из стали 45	Параметры			Критерий Фишера, $F$	Коэффициент детерминации, $R^2$	Критерий Мизеса, $n\omega^2$	Критерий Аббе, $q_n$
	$A$ , мг/см <sup>2</sup>	$b \cdot 10^4$ , сек	$c$ , см <sup>4</sup> /с·кДж <sup>2</sup>				
W	1,19	9,95	-103,5	21,5	0,954	0,10	1,17
Cr	2,91	3,46	-26,9	34	0,971	0,18	1,10
Ni	2,29	5,09	-48,9	165	0,994	0,07	1,12
Ti	1,36	4,38	-39,3	102	0,990	0,16	1,03
Fe	3,24	6,32	-1,19	64	0,984	0,15	1,24
TiC	1,01	5,19	-73,4	31	0,968	0,23	0,86
BK-8	1,28	7,58	-45,1	108	0,991	0,09	1,00
W-Ni	2,06	5,37	-31,3	101	0,990	0,05	1,30
W-Fe	1,59	5,20	-23,0	101	0,990	0,08	1,58
W-Fe-Ti	1,20	5,23	-44,3	59	0,983	0,02	1,07
W-Co	1,23	5,13	-16,3	62	0,984	0,04	1,41
W-Zr	1,29	6,07	-27,6	49	0,980	0,11	1,31
W-Cr	2,60	4,53	-24,3	70	0,986	0,13	1,38
11X15H25M6AG2	23,3	6,27	-11,2	35	0,972	0,13	0,96
W-Ni-Zr	1,48	5,22	-21,7	43	0,977	0,26	1,00
W-Co-Mo	1,38	5,42	-21,1	81	0,988	0,18	1,51
W-Ni-Co	1,81	4,33	-18,9	61	0,984	0,08	1,03
W-Cr-Co	1,31	4,42	-18,7	64	0,984	0,08	1,08
W-Cr-Mo	2,39	4,42	-23,0	46	0,978	0,17	1,12
W-Cr-Ni	1,46	2,42	-20,3	78	0,987	0,17	1,33
W-Ni-Mo	1,91	5,05	-28,2	33	0,970	0,18	1,06

Величина  $Y = \sum A^k / W_n$  характеризует эффективность массопереноса при значении выделившейся энергии  $W_n$ . Максимум эффективности приходится на величину энергии, равную  $W_{TD} = \sqrt{b \cdot f_u / 2 \cdot (-c) \cdot \tau_u}$ . Численная величина энергии  $W_n$  может быть принята граничной, при которой оканчивается процесс легирования при образовании многослойных покрытий (кроме последнего слоя). Прирост массы покрытия значительно замедляется при  $W_n$ , близких к  $W_{nx}$ . В качестве ограничения на продолжительность легирования при образовании однослойного покрытия и последнего слоя многослойного покрытия предлагается промежуток времени, соответствующий граничной точке с энергией  $W_{nz} = \sqrt{x/2 \cdot (-c) \tau_u}$ , где  $x$  – единственный действительный корень уравнения из интервала  $(bf, 1+bf)$ :

$$x^3 - 3 \cdot (2 + b \cdot f_u) \cdot x^2 + 3 \cdot (1 + b \cdot f_u) \cdot x + b \cdot f_u - (b \cdot f_u)^3 = 0.$$

При отсутствии численных значений параметров  $A$ ,  $b$ ,  $c$  зависимости (1) для используемых материалов необходимо выполнить несложные экспериментальные исследования по известным методикам [6].

### 3. Рекомендации по статистической обработке результатов эксперимента и описание используемой программы

Число опытов  $n$  должно быть не меньше числа оцениваемых параметров  $p = 3$ . Приняв  $n = 3$ , можно определить параметры  $A$ ,  $b$ ,  $c$ , но число степеней свободы  $\nu = n - p = 0$  не позволяет оценить

по методам математической статистики степень согласия опытных данных с расчетными по уравнению (1). Вывод данных на экран предусматривает  $n \leq 8$ .

Степень согласия, то есть качество уравнения регрессии в логарифмируемом виде от формулы (1)

$$\ln \left( \frac{\sum \Delta^k}{W_n} \right) = \ln A + (b \cdot f_u) \cdot \ln W_n + c \cdot \tau_u \cdot W_n^2, \quad (5)$$

определяется с помощью двух показателей: критерия значимости Фишера ( $F$ ) [7] и коэффициента детерминации  $R^2$ .

Использование уравнения и выводов, сделанных при его анализе, будет более надежным, если  $F$ , полученное по результатам опытов, превышает четырехкратное значение  $F_{кр}$ : ( $F > 4 \cdot F_{кр}$ ) [см., например, [8].

Разработана программа для ПЭВМ, которая по результатам  $n \geq 3$  опытов (значению величины приведенной энергии  $W_n$ , частоте  $f_u$ , длительности импульса  $\tau_u$  и полученному значению суммарного массопереноса) позволяет рассчитывать параметры  $A$ ,  $b$ ,  $c$  и показатели качества статистической обработки; при этих значениях параметров также определяются характерные точки энергии  $W_{nх}$ ,  $W_{nз}$ ,  $W_{nг}$  и время легирования для достижения заданной толщины покрытия  $h$  исследуемым материалом при выбранном режиме легирования.

Величина суммарного массопереноса  $\sum \Delta^k$  обозначена в программе  $mc$ , имена остальных переменных близки по написанию к их обозначениям в формулах (1) – (5):  $fu$ ,  $tau$ ,  $W_n$ ,  $t$ . По порядку следования в компьютер вводятся значения следующих переменных:  $pl$  – удельная плотность материала покрытия ( $г/см^3$ ); наименьшее и наибольшее значения  $f_u$  и  $\tau_u$ , необходимые для построения линий уровня в этих интервалах изменения; коэффициент неравномерности образования покрытия  $\kappa_n$ ; число опытов  $n$ ; значения результатов каждого опыта и т. д.

При использовании программы на экране появляется следующая информация:

1. Название программы и таблица введенных опытных данных.
2. Результаты обработки опытных данных статистическими методами.
3. Таблица значений частоты следования импульса  $f_u$ , необходимая для получения заданной толщины покрытия  $h$  при выбранных  $W_n$  и  $\tau_u$ .
4. Графики уровней получаемой толщины покрытия.
5. Рекомендуемое время легирования 1  $см^2$  обрабатываемой поверхности в минутах.

#### **4. Примеры моделирования технологических параметров процесса ЭИЛ с использованием ПЭВМ**

**Задача 1:** Процесс ЭИЛ выполняется для восстановления размеров поверхности детали из стали 4Х5В2ФС компактным электродом из сплава 11Х15Н25М6АГ2 на установке модели ИМ-101, имеющей по паспортным данным следующие технологические параметры: частота следования импульсов ( $f_u$ ) – 100–1000 Гц, длительность следования импульсов ( $\tau_u$ ) –  $(0,06 - 0,12) \cdot 10^{-3}$  с, усредненная энергия единичного импульса  $W_u$  для режима 3 – 0,00033 кДж, режима 4 – 0,00045 кДж, режима 5 – 0,00096 кДж.

Необходимо определить наибольшую толщину образуемого за один проход покрытия и удельное время легирования  $t_p$  ( $мин/см^2$ ) для образования на поверхности покрытия толщиной  $h = 0,40$  мм при использовании 3, 4 и 5-го режимов обработки. Для расчетов использовали информацию о величине суммарного массопереноса материала анода на катод от управляемых параметров, найденных по результатам эксперимента (6 опытов).

Расчеты показывают, что наибольшая толщина покрытия за один проход может достигать  $h_{max} = 0,66$  мм. Для  $h = 0,4$  мм длительность процесса при использовании режимов 3, 4, 5 составляет соответственно  $t_3 = 1,8$   $мин/см^2$ ,  $t_4 = 1,39$   $мин/см^2$ ,  $t_5 = 0,65$   $мин/см^2$ .

Выполнена экспериментальная проверка правильности расчета технологических параметров при использовании установки для электроискрового легирования на установке модели ИМ-101. Получены следующие результаты. Наибольшая толщина образуемого покрытия электродом из сплава 11Х15Н25М6АГ2 до его разрушения составляет 0,641 мм (по расчету 0,66 мм). При работе на установке с использованием 4-го режима в течение 1,4 мин при обработке 1  $см^2$  поверхности получена средняя толщина покрытия 0,388 мм (по расчету 0,4 мм). При работе на установке с использованием 3-го режима в течение 2 мин при обработке 1  $см^2$  поверхности получена средняя толщина покрытия

0,412 мм (по расчету 0,4 мм). Для приведенного примера средняя погрешность составляет 3%.

**Задача 2:** Процесс ЭИЛ выполняется для легирования поверхности детали из стали 45 электродом из сплава W–Cr на установке модели "Элитрон-16", имеющей по паспортным данным следующие технологические параметры: частота следования импульсов ( $f_u$ ) 600 Гц; усредненная энергия единичного импульса ( $W_u$ ) для 1 и 5-го режимов соответственно – от 0,0000412 до 0,00024 кДж; длительность следования импульса ( $\tau_u$ ) –  $0,04 \cdot 10^{-3}$  с.

Необходимо определить наибольшую толщину покрытия, образуемого за один проход, и удельное время легирования  $t_p$  (мин/см<sup>2</sup>) для образования на поверхности покрытия наибольшей толщины и толщины  $h = 0,05$  мм при использовании режима с усредненной энергией единичного импульса  $W_u = 0,00024$  кДж, длительности следования импульса  $\tau_u = 0,04 \cdot 10^{-3}$  с и частотой следования импульсов  $f_u = 600$  Гц. Для расчетов использовалась информация о значениях коэффициентов  $A$ ,  $b$ ,  $c$  таблицы для электрода из сплава W–Cr:  $A = 0,0026$ ,  $b = 4,53 \cdot 10^{-4}$ ,  $c = -24,3$ . Удельная плотность материала покрытия 12,6 г/см<sup>2</sup>.

Расчеты показывают, что наибольшая толщина покрытия за один проход может достигать  $h_{max} = 0,08$  мм и удельное время легирования для получения покрытия толщиной 0,08 мм, при указанных выше режимах процесса составляет 3,36 мин/см<sup>2</sup>. Для достижения толщины покрытия  $h = 0,05$  мм при указанном режиме удельное время легирования должно быть 1,7 мин/см<sup>2</sup>.

Выполнена экспериментальная проверка правильности определения технологических параметров при использовании установки для электроискрового легирования модели "Элитрон-16". Получены следующие результаты. Наибольшая толщина образуемого покрытия электродом из сплава W–Cr до его разрушения составляет 0,086 мм (по расчету 0,088 мм). При работе на установке с использованием технологических режимов:  $f_u = 600$  Гц,  $W_u = 0,00024$  кДж,  $\tau_u = 0,04 \cdot 10^{-3}$  с в течение 1,7 мин при обработке 1 см<sup>2</sup> поверхности получена средняя толщина покрытия 0,048 мм (по расчету 0,05 мм). Для приведенного примера средняя погрешность составляет до 4%.

При исследовании массопереноса более чем 20 пар электродных материалов наибольшая погрешность получена при легировании титанового сплава ВТ20 электродом Cr–Ni и составляет 6 %.

#### **Выводы**

Предлагаемая методика определения технологических параметров процесса электроискрового легирования и связанного с этими параметрами необходимого времени легирования для образования заданной толщины покрытия может быть использована для инженерных расчетов и моделирования процессов электроискрового легирования.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Лазаренко Б. Р., Лазаренко Н.И. Электроискровая обработка токопроводящих металлов. М., 1958.
2. Самсонов Г.В., Верхотуров А.Д., Бовкун Г.А., Сычев В.С. Электроискровое легирование металлических поверхностей. Киев, 1975.
3. Верхотуров А.Д., Подчерняева И.А., Прядко Л.Ф., Егоров Ф.Ф. Электродные материалы для электроискрового легирования. М., 1988.
4. Рыбалко А.В., Хамураев В.И. Электрические параметры электроэрозионного легирования // Электронная обработка материалов. 1988. № 6. С. 18–20.
5. Мулин Ю.И., Верхотуров А.Д. Электроискровое легирование рабочих поверхностей инструментов и деталей машин электродными материалами, полученными из минерального сырья. Владивосток, 1999.
6. Мулин Ю.И., Климова Л.А., Ярков Д.В. Феноменологическое описание закономерностей формирования поверхностного слоя при электроискровом легировании // Физика и химия обработки материалов. 2000. № 3. С. 50–56.
7. Большев Л.Н., Смирнов Н.В. Таблицы математической статистики. М., 1965.
8. Дрейпер Н., Смит Г. Прикладной регрессионный анализ. М., 1985.

*Поступила 21.11.01*

#### **Summary**

The main problems of simulations of electrosparking alloying process are: purpose of the technological regime for formation a functional surfaces, and including a production coating of the given thickness for this modeling is depicted in this article and it is oriented to IBM PC. The examples of solution this problems is leded.

## РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРЫ АНОДНОГО НАГРЕВА

*Костромской государственный университет им. Н.А. Некрасова,  
ул. 1 Мая, 14, г. Кострома, 156001, Россия*

### **Введение**

Нагрев электрода с малой поверхностью при прохождении тока через электрохимическую ячейку обусловлен локализацией выделения энергии источника питания в окрестности этого электрода. Для анода источником тепла является парогазовая оболочка, в которой сосредоточена большая часть электрического сопротивления системы [1]. Длина свободного пробега ионов, эмитированных из кипящего электролита, гораздо меньше, чем толщина слоя пара при атмосферном давлении, поэтому их энергия рассеивается именно в парогазовой оболочке с последующей передачей тепла аноду и электролиту. Устойчивость поверхности раздела между паром и электролитом обусловлена теми же причинами, что и при пленочном кипении, то есть достаточно высоким тепловым потоком.

Известна модель прианодной зоны, содержащая покрытие толщиной 100–700 мкм, которое отделяет металлический анод от парогазовой оболочки [2]. На основе этой модели рассчитано распределение температуры в покрытии при условиях постоянства температуры на границе с металлическим анодом и наличием конвективного теплообмена на границе с оболочкой [3]. Коэффициент теплоотдачи представлял собой переменную величину из-за пульсаций парогазовой оболочки. Численное решение уравнения теплопроводности позволило оценить влияние амплитуды и частоты пульсаций оболочки на распределение температуры в анодном покрытии. Расчет не предусматривал определения температуры нагреваемой детали и ее зависимости от режимов обработки и свойств электролита. Кроме того, в условиях реального нагрева столь толстые покрытия образуются лишь при нагреве в электролитах, содержащих вольфрам, молибден, титан или ванадий [4]. Для реализуемых на практике вариантов химико-термической обработки эта модель недостаточно реалистична, однако лишь в ней рассматриваются зарегистрированные ранее пульсации оболочки и их влияние на параметры теплообмена.

Более плодотворным оказался расчет температуры нагреваемого анода путем решения уравнения теплопроводности в тонком паровом слое [5], реализованный в виде различных моделей. Рассматривается тонкий слой пара, заключенный между раствором электролита и металлическим анодом и нагреваемый проходящим через него электрическим током. Конвективными потоками пара пренебрегают из-за небольшой толщины парогазового слоя, оцениваемого в десятки микрометров. Выделение тепла в металлическом аноде и растворе электролита из-за прохождения через них электрического тока не учитывается, поскольку характерные для анодного нагрева плотности тока до  $1 \text{ А/см}^2$  не способны обеспечить наблюдаемые темпы разогрева металлов и растворов сильных электролитов с электропроводностью  $0,1 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ . Также пренебрегается потерями тепла на испарение пара в атмосферу. По экспериментальным данным они не превышают нескольких процентов.

Известные решения уравнения теплопроводности в тонком парогазовом слое позволяют достичь качественного соответствия с экспериментальными данными. Получены падающие вольт-амперные (ВАХ) и возрастающие вольт-температурные (ВТХ) характеристики анодного нагрева, отражающие расширение парогазовой оболочки с увеличением напряжения и температуры нагрева [6, 7]. Упомянутые методики расчета температуры не учитывают важных параметров процесса нагрева и не дают количественного согласия с экспериментом. Совершенствование этих методик представляется актуальным для количественного моделирования нагрева реальных деталей.

### **Состояние вопроса**

Модели расчета температуры анода отличаются, прежде всего, граничными условиями. Представляется целесообразным рассмотреть их отдельно. Теплообмен на границе металлического анода и парогазовой оболочки описывают уравнением Ньютона – Рихмана [7], или пренебрегают тепловыми потоками в анод [6]. Измерения теплового баланса в стационарном состоянии показывают, что

эти потоки составляют несколько процентов от действующих в оболочке [8]. Для первого случая в литературе имеются две оценки коэффициента теплоотдачи, полученные различными методами: 1370 Вт/(м<sup>2</sup> К) [8] или 2500 Вт/(м<sup>2</sup> К) [9]. Вопрос о предпочтительности того или иного значения остается открытым.

Тепловой поток, действующий на границе оболочка – раствор электролита, также описывается неодинаково. В простейшем случае он предполагается просто постоянным, величиной не менее второго критического [7]. Расчетная оценка дает значение 1,16 МВт/м<sup>2</sup> [10] по стандартной формуле первого критического теплового потока с коэффициентом 0,2 и учетом недогрева жидкости [11]. Согласно измерениям критический тепловой поток, соответствующий минимальному тепловыделению, которое обеспечивает наличие сплошной парогазовой оболочки, составляет (1,5 ± 0,7) МВт/м<sup>2</sup> для 10% водного раствора нитрата аммония и (0,6 ± 0,2) МВт/м<sup>2</sup> – для 30% раствора [10]. Наконец, в методике [6] используется экспоненциальная зависимость теплового потока из оболочки в раствор от температуры анода, рекомендованная для пленочного кипения [12].

Имеются расхождения и в оценке выделения энергии в парогазовой оболочке. Прохождение тока может описываться законом Ома [7], в этом случае удельная электропроводность парогазового слоя считается постоянной и используется в качестве подгоночного параметра за неимением достоверных оценок. Используется также упрощенная ВАХ парогазовой оболочки, в которой учтена роль пространственного заряда [6]. В системе СИ эта зависимость имеет следующий вид:

$$j = \frac{9\varepsilon\varepsilon_0\mu U^2}{8\delta^3}, \quad (1)$$

где  $j$  – плотность тока;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\mu$  – подвижность ионов;  $U$  – напряжение;  $\delta$  – толщина парогазовой оболочки. Формула (1) получена в предположении линейной зависимости плотности тока от напряженности электрического поля  $E$ , то есть  $j = \mu\rho E$ , где  $\rho$  – плотность зарядов. Наконец, в другом расчете, также учитывающем роль пространственного заряда, использована зависимость  $j = c\rho\sqrt{E}$ . Это дает ВАХ типа Богуславского – Ленгмюра [7] (также упрощенную):

$$j = \frac{10\sqrt{5} c\varepsilon\varepsilon_0 U^{3/2}}{9\sqrt{3} \delta^{5/2}}, \quad (2)$$

где  $c = \text{const}$ .

Отметим еще одно различие в расчетах температуры анода, помимо тепловых потоков из оболочки и выделения в ней энергии. В модели [7] используется среднее значение коэффициента теплопроводности водяного пара, составляющего основу прианодной оболочки. Методика [6] учитывает его температурную зависимость.

В данной работе будут анализироваться ВАХ парогазовой оболочки и тепловые потоки в раствор электролита.

#### **Проводимость парогазовой оболочки**

Приведем точные результаты расчетов вместо опубликованных упрощенных зависимостей (1) и (2). Линейная зависимость плотности тока от напряженности поля в оболочке приводит к следующей ВАХ в неявном виде:

$$U = \frac{\mu\varepsilon_0 E_0^3}{3j} \left[ \left( 1 + \frac{2j\delta}{\mu\varepsilon_0 E_0^2} \right)^{3/2} - 1 \right], \quad (3)$$

где  $E_0$  – критическая напряженность поля, обеспечивающего эмиссию ионов раствора. Нелинейной зависимости плотности тока от напряженности поля соответствует другая ВАХ:

$$U = \frac{2c\varepsilon_0 E_0^{5/2}}{5j} \left[ \left( 1 + \frac{3j\delta}{2c\varepsilon_0 E_0^{3/2}} \right)^{5/3} - 1 \right]. \quad (4)$$

Сравнение (3) и (4) с экспериментальными ВАХ требует численной оценки всех параметров процесса. Подвижность иона  $\mu_i$  определяется из уравнения движения в электрическом поле при давлении  $P$  [атм.] в газе, состоящем из молекул массы  $M$ , согласно [13]:

$$\mu_i = \frac{36\sqrt{1+M/m_i}}{P\sqrt{(\alpha/a_0^3)A}} \text{ [см}^2\text{/В}\cdot\text{с]}, \quad (5)$$

где  $A$  – молярная масса газа,  $m_i$  – масса иона,  $\alpha$  – поляризуемость молекулы, приводимая в [13],  $a_0 = h^2/4\pi^2 m_e e^2$  – боровский радиус. Такой расчет дает следующие численные оценки подвижности наиболее распространенных при анодном нагреве анионов в парах воды при атмосферном давлении:  $\mu [\text{Cl}^-] = 3 \text{ см}^2\text{/В}\cdot\text{с}$ ,  $\mu [\text{OH}^-] = 3,9 \text{ см}^2\text{/В}\cdot\text{с}$ ,  $\mu [\text{NO}_3^-] = 3,08 \text{ см}^2\text{/В}\cdot\text{с}$ .

Пороговое значение напряженности поля  $E_0$  определяется из условия аperiodической неустойчивости Тонкса – Френкеля и составляет [14]:

$$E_0 = \sqrt[4]{64\pi^2 g \gamma \sigma}. \quad (6)$$

Здесь  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$  – ускорение силы тяжести,  $\gamma = 1,1 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$  – плотность 20% раствора нитрата аммония,  $\sigma = 58,85 \text{ мН/м}$  – коэффициент поверхностного натяжения раствора при  $100^\circ\text{C}$ . В этом случае  $E_0 = 79,6 \text{ ед. CGS} = 2,39 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ .

Коэффициент  $c$  в (4) можно оценить из следующих соображений. Плотность тока, различно зависящая от напряженности поля, представляет собой одну и ту же физическую величину. Из этого следует, что  $c \approx \mu \sqrt{E_m}$ , где  $E_m$  – средняя напряженность поля в парогазовой оболочке. Анодное напряжение на экспериментальных ВАХ [15] изменяется от 40–50 В до 170–200 В, то есть примерно в четыре раза. Ввиду того, что в процессе упомянутых измерений [15] толщина парогазовой оболочки стабилизировалась, можно предположить, что и напряженность поля увеличивалась в четыре раза. Минимальное, то есть пороговое значение напряженности поля  $E_0 = 2,4 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ , максимальное составляет  $9,6 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ , откуда  $E_m = 6 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ . При нагревании в растворах нитрата аммония проводимость парогазовой оболочки обусловлена эмиссией ионов  $\text{NO}_3^-$  с подвижностью  $\mu = 3,08 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2\text{/В}\cdot\text{с}$ , откуда  $c = 0,755 \text{ м}^{3/2}\text{/В}^{1/2}\cdot\text{с}$ .

Толщина парогазовой оболочки находится по экспериментальным значениям порогового напряжения, если предположить, что электрическое поле в оболочке не слишком сильно отличалось от однородного. В таком случае  $\delta = U_0 / E_0$ . На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики, рассчитанные по формулам (3) и (4), а также экспериментально измеренные в условиях стабилизации толщины парогазовой оболочки [15]. Пороговому напряжению 51 В в 26% растворе нитрата аммония соответствует толщина оболочки 20,9 мкм, напряжению 70 В (экстраполяция) в 10% растворе – 29,7 мкм.

Расчетные зависимости довольно близки к экспериментальным для 10% раствора нитрата аммония. Однако даже здесь учет роли пространственного заряда не имеет преимуществ. Экспериментальные ВАХ вполне удовлетворительно могут быть описаны линейными зависимостями в интервале средних напряжений, примерно от 70 до 130 В. Отметим, что область более высоких напряжений не подлежит сравнению по следующей причине. Явное наличие предельного тока на экспериментальных ВАХ, по нашему мнению связанное с ограниченной эмиссионной способностью раствора, в принципе не учитывалось в расчетных моделях. Вообще эмиссионная способность раствора, природа возможных ее ограничений, кинетика доставки ионов к поверхности раздела и др. остаются практически неизученными до настоящего времени.

В области минимальных напряжений ВАХ несколько отклоняются от линейных при исследовании растворов относительно высоких концентраций (свыше 15%). В более разбавленных растворах начальные участки ВАХ записаны не вполне корректно, по невыявленным причинам перо самописца срабатывало с запаздыванием. Именно по этой причине потребовалась экстраполяция критического напряжения в 10% растворе. Тем не менее, учет пространственного заряда и здесь не улучшает согласия расчетных данных с результатами измерений, что позволяет считать электропроводность оболочки неизменной в рамках достигнутой точности. По результатам измерений удельная электропроводность парогазовой оболочки составляет  $0,5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  для 26% раствора нитрата аммония и  $1,1 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  – для 10% раствора.



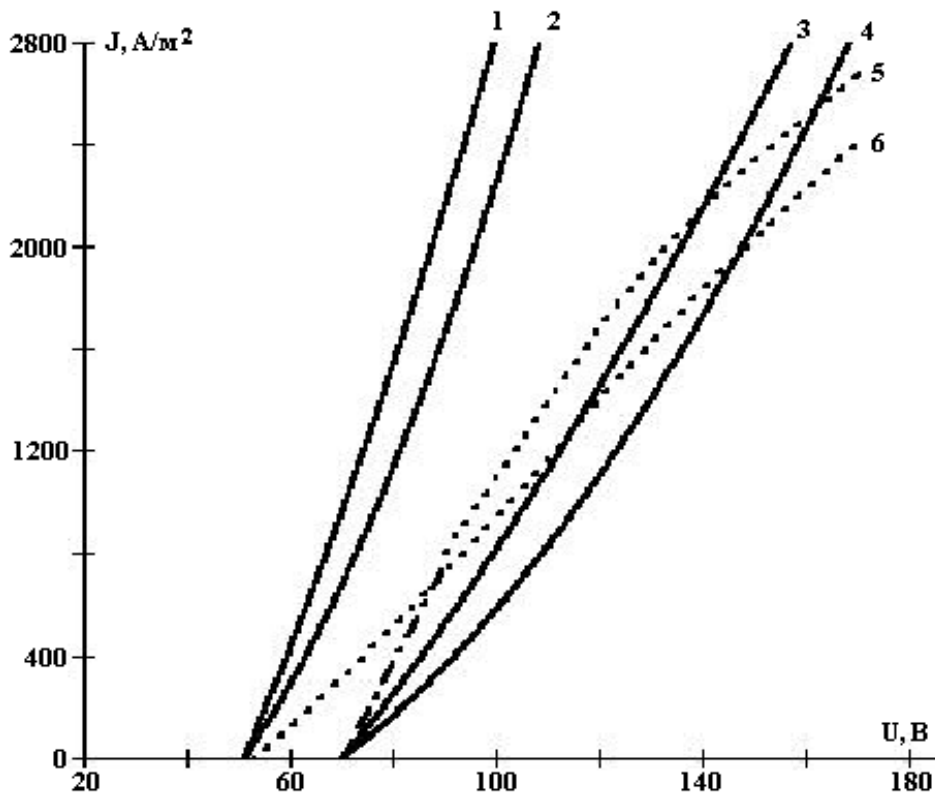


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики парогазовой оболочки постоянной толщины. Кривые 2, 4 рассчитаны по формуле (3); 1, 3 – по формуле (4); 5, 6 – экспериментальные. Концентрации растворов нитрата аммония (%): 1, 2, 6 – 26; 3, 4, 5 – 10.

#### Тепловые потоки из парогазовой оболочки в раствор электролита

Экспериментальные данные, полученные при нагреве образца диаметром 8 мм и длиной 90 мм в 15% растворе хлорида аммония, показывают, что плотность теплового потока из оболочки в раствор удовлетворительно описывается следующей функцией [10]:

$$q = q_0 + (\beta + \gamma v) U, \quad (7)$$

где  $q_0 = 0,9 \text{ МВт/м}^2$ ,  $\beta = 3 \text{ кА/м}^2$ ,  $\gamma = 1,26 \cdot 10^5 \text{ Кл/м}^3$ ,  $U$  – напряжение нагрева,  $v$  – скорость продольного течения раствора. Аппроксимация выполнена в интервале напряжений от 140 до 270 В, что соответствует практически важному диапазону температур от 600 до 910°C. В зависимости от напряжения нагрева и скорости течения электролита стационарные плотности тепловых потоков изменяются от 1,3 до 2,4 МВт/м<sup>2</sup>. При этом увеличение напряжения в указанном диапазоне повышает тепловой поток в раствор на 25% при минимальной скорости продольного течения раствора – 0,34 см/с, или на 50% при максимальной скорости 1,42 см/с. Следовательно, усреднение плотности теплового потока при расчете ВАХ или ВТХ допустимо лишь в рамках указанной точности.

Экспоненциальная зависимость плотности теплового потока из оболочки в раствор, использованная при расчетах ВАХ и ВТХ [6], качественно соответствует наблюдаемой (рис. 2). В эту зависимость входит температура жидкости на достаточном удалении от зоны нагрева. Стабилизация температуры электролита при анодном нагреве осуществлялась следующим образом. Раствор поступал в цилиндрическое нагревательное устройство из теплообменника, охлажденный до 22°C, после чего переливался через край ячейки в поддон. Оттуда с помощью насоса он снова поступал в теплообменник. В промежутке между анодом и катодом раствор уже был достаточно нагрет, поэтому температура жидкости, определяющая степень ее недогрева до насыщения, была заметно выше. На рис. 2 представлены расчетные зависимости плотности теплового потока из оболочки в раствор для различных температур раствора. По нашему мнению, именно этот параметр – эффективная температура движущегося раствора – определяется скоростью его течения, от которой зависит плотность теплового потока.

### Зависимость теплопроводности пара от его температуры

Коэффициент теплопроводности пара, необходимый для расчетов ВАХ и ВТХ, зависит от температуры приблизительно по линейному закону:

$$\lambda(T) = \lambda_0 [1 + \gamma(T - T_s)], \quad (8)$$

где  $\lambda_0 = 1,0 \cdot 10^{-2}$  Вт/м·К и  $\gamma = 1,82 \cdot 10^{-2}$  К<sup>-1</sup> [16]. В расчете [7] использовалось среднее значение  $7,5 \cdot 10^{-2}$  Вт/м·К. Замена постоянного коэффициента теплопроводности на зависимость (8) в том же расчете не приводит к значимому изменению ВАХ и ВТХ. Наоборот, использование средней теплопроводности пара вместо функциональной зависимости в расчете [6] приводит к существенному изменению ВАХ и ВТХ. Расчетные температуры нагрева снижаются на 150–200°C, а плотности тока на 1,0–1,6 А/см<sup>2</sup>, то есть на 50–80%.

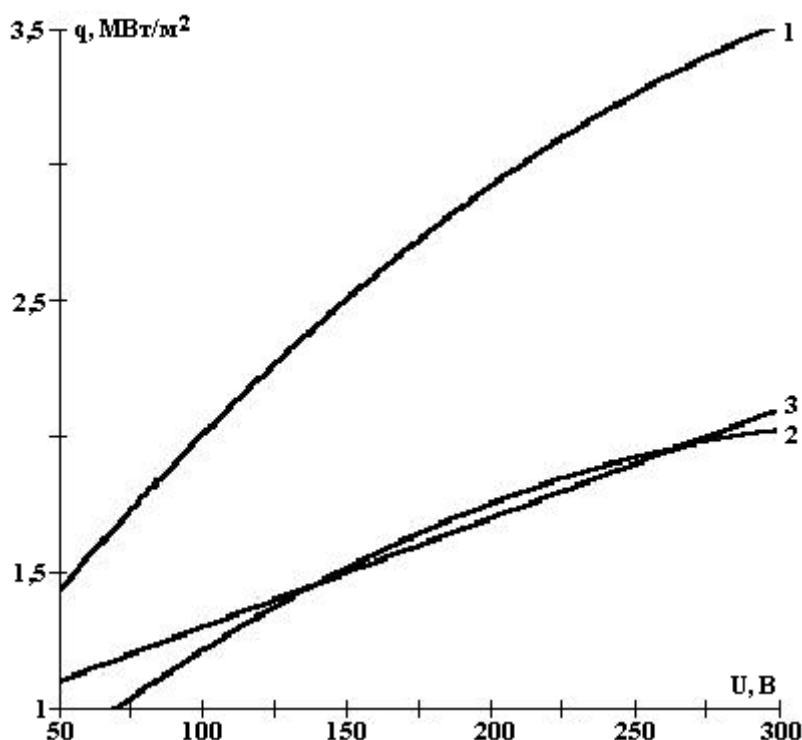


Рис. 2. Зависимости плотности теплового потока из оболочки в раствор от напряжения нагрева. 1 – расчетная экспоненциальная зависимость [6] с температурой раствора 20°C; 2 – то же для 60°C; 3 – экспериментальная зависимость при скорости течения электролита 0,79 см/с [10].

### Выводы

1. Сопоставление расчетных вольт-амперных характеристик парогазовой оболочки постоянной толщины с экспериментальными данными не позволяет обнаружить влияние пространственных зарядов на электропроводность оболочки при данной точности эксперимента.

2. Экспериментальные значения плотностей тепловых потоков из оболочки в раствор увеличиваются с ростом напряжения и скорости продольного течения электролита. Для их описания экспоненциальной зависимостью необходимо найти взаимосвязь между эффективной температурой и скоростью течения жидкости.

3. Температурная зависимость коэффициента теплопроводности водяного пара играет существенную роль в расчете температуры анода, если плотность теплового потока из оболочки в раствор экспоненциально зависит от температуры нагрева.

Работа выполнена при финансовой поддержке УНИД КГУ им. Н.А. Некрасова.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Belkin P.N., Ganchar V.I., Davydov A.D., Dikusar A.I., Pasinkovskii E.A.* Anodic heating in aqueous solutions of electrolytes and its use for treating metal surfaces // *Surfaces Engineering and Applied Electrochemistry*. 1997. No 2. P. 1–15.
2. *Лазаренко Б.Р., Дураджи В.Н., Брянцев И.В.* О структуре и сопротивлении приэлектродной зоны при нагреве металлов в электролитной плазме // *Электронная обработка материалов*. 1980. № 2. С. 50–55.
3. *Дураджи В.Н., Форня Г.А.* О распределении температуры в поверхностном слое на активном электроде при нагреве в электролитной плазме // *Электронная обработка материалов*. 1988. № 2. С. 54–57.
4. *Дураджи В.Н.* О многокомпонентном насыщении стали при нагреве в электролитной плазме. Молибдованадирование и молибдотитанирование // *Электронная обработка материалов*. 1995. № 2. С. 41–46.
5. *Белкин П.Н., Белкин С.Н.* Стабилизация парогазового слоя при анодном нагреве в растворах электролитов // *Инженерно-физический журнал*. 1989. Т. 57. № 1. С.159. Деп. в ВИНТИ 06.02.89, рег. № 781 – В 89.
6. *Ганчар В.И., Дмитриев Э.Г.* Вольт-амперные и вольт-температурные характеристики анодного электролитного нагрева // *Электронная обработка материалов*. 1989. № 2. С. 23–25.
7. *Белкин П.Н.* Анодный нагрев в водных растворах // *Вестник Костромского государственного педагогического университета*. 1997. № 4. С. 55–58.
8. *Белкин П.Н., Ганчар В.И., Товарков А.К.* Теплообмен между анодом и парогазовой оболочкой при электролитном нагреве // *Инженерно-физический журнал*. 1986. Т. 51. № 1. С. 154–155. Деп. в ВИНТИ 20.02.86, рег. № 1177 – В 86.
9. *Ганчар В.И.* Параметры теплообмена в процессе анодного электролитного нагрева // *Инженерно-физический журнал*. 1991. Т. 60. № 1. С. 92–95.
10. *Белкин П.Н., Товарков А.Н.* Тепловые потоки при нагреве анода в водных растворах // *Вестник КГУ им. Н.А. Некрасова*. 2001. № 3. С. 8–12.
11. *Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С.* Теплопередача. М., 1981. С. 278–279.
12. *Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Костюк В.В., Берлин И.И.* Методы решения сопряженных задач теплообмена. М., 1983. С. 166–169.
13. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М., 1992.
14. *Габович М.Д.* Жидкометаллические эмиттеры ионов // *Успехи физических наук*. 1983. Т. 140. Вып. 1. С. 137–151.
15. *Белкин П.Н., Ганчар В.И.* Прохождение тока через парогазовую оболочку при анодном электролитном нагреве // *Электронная обработка материалов*. 1988. № 5. С. 59–62.
16. *Енохович А.С.* Справочник по физике и технике. М., 1983.

Поступила 24.12.01

### Summary

Comparison is made of the experimental voltage-current characteristic of anode process with that calculated on the basis of a two physical models. The coefficient of the vapor-gas shell conductivity was estimated. It was concluded that the anode current is not affected by the space charge of the vapor-gas shell. The dependence of the heat flow density on the voltage was obtained.

---

А. И. Григорьев, Ю.Б. Кузьмичев

**ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОДИСПЕРГИРОВАНИЯ ЖИДКОСТИ ПРИ  
РЕАЛИЗАЦИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОНКСА – ФРЕНКЕЛЯ**

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

Исследование закономерностей электродиспергирования жидкостей при реализации неустойчивости ее заряженной свободной поверхности представляет значительный интерес в связи с многочисленными приложениями в технике и технологии (см., например, [1 – 4] и указанную там литературу). Закономерности электродиспергирования сильно заряженных капель и капель во внешних электростатических полях исследованы достаточно подробно [5–8], но диспергирование жидкости при реализации неустойчивости Тонкса – Френкеля до сих пор не изучалось, хотя само явление лежит в основе многочисленных академических и технических приложений.

Будем рассматривать задачу о расчете параметров капельки, эмитируемой на нелинейной стадии развития неустойчивости Тонкса – Френкеля, когда поверхность имеет вид плоскости с выпуклостью в виде полусферы с радиусом, равным капиллярной постоянной. Примем, что  $Q = \text{const}$ ,  $V = \text{const}$ ,  $T = \text{const}$ , где  $Q$  – количество теплоты,  $V$  и  $T$  – объем и температура.

Запишем выражение для изменения свободной энергии систем при эмиссии одной капельки по аналогии с тем, как это делалось в [5–8]:

$$\Delta F(r, q) = 4 \cdot \pi \cdot \sigma \cdot r^2 \cdot A(e) + \frac{q^2}{2r} \cdot B(e) - \frac{q^2}{2} \cdot \left[ \frac{1}{2h} + \frac{2 \cdot h \cdot R^2}{h^4 - R^4} \right] - q \cdot E_0 \cdot h \cdot \left[ 1 - \frac{R^3}{h^3} \right]; \quad (1)$$

$$A(e) = \frac{1}{2} \cdot \left[ (1 - e^2)^{1/3} + \frac{1}{e} \cdot (1 - e^2)^{-1/6} \cdot \arcsin(e) \right];$$

$$B(e) = \frac{1}{2} \cdot (1 - e^2)^{1/3} \cdot \text{arcth}(e),$$

где  $h$  – расстояние от центра полусферы до центра капли;  $r$  – радиус капли;  $q$  – заряд капли;  $\vec{E}_0$  – напряженность внешнего поля;  $e$  – эксцентриситет эмитированной капли;  $R$  – радиус полусферы;  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения.

В выражении (1) первое слагаемое определяет изменение свободной энергии сил поверхностного натяжения, второе – изменение собственной электростатической энергии заряженной капли, третье определяет электростатическую энергию поляризационного взаимодействия капли с поверхностью жидкости, четвертое – энергию капли во внешнем поле.

Перепишем (1) в безразмерном виде:

$$\Delta F = X^2 \cdot A(e) + \frac{Y^2 \cdot W}{2 \cdot X} \cdot B(e) - \frac{Y^2 \cdot W}{2} \cdot C(h_*) - Y \cdot W \cdot D(h_*), \quad (2)$$

$$X = \frac{r}{R}; \quad Y = \frac{q}{E_0 \cdot R^2}; \quad W \equiv \frac{E_0^2 \cdot R}{4\pi\sigma}; \quad h_* = h / R; \quad D(h_*) = h_* - \frac{1}{h_*^2};$$

$$C(h_*) = \frac{1}{2h_*} + \frac{2h_*}{h_*^4 - 1}.$$

Потребуем, чтобы  $\Delta F$  было минимальным по радиусу и заряду эмитированной капельки, то есть, чтобы выполнялось условие:

$$\frac{\partial(\Delta F)}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial(\Delta F)}{\partial Y} = 0.$$

Или

$$X \cdot A(E) - \frac{Y^2 \cdot W}{4 \cdot X^2} \cdot B(e) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{Y}{X} \cdot B(e) - Y \cdot C(h_*) - D(h_*) = 0 \quad (4)$$

Отрыв капли произойдет, когда сила взаимодействия заряда капли с индуцированным зарядом и внешним электрическим полем превысит силу поверхностного натяжения  $2 \cdot \pi \cdot r_* \cdot \sigma$ , удерживающую каплю ( $r_*$  – радиус перетяжки, связывающий вершину выступа и каплю).

Введем параметр  $\alpha = r_* / b$ , где  $b$  – меньшая полуось капли. Приравнивая силу электрического отталкивания, действующую на каплю, лапласовской силе, связывающей каплю с выступом, получим уравнение для определения  $h_*$ :

$$2 \cdot \pi \cdot r_* \cdot \sigma = qE_0 \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{R^3}{h_*^3}\right) - q^2 \cdot \left(\frac{1}{4h_*^2} + \frac{4R^3 h_*^3}{(h_*^4 - R^4)^2}\right).$$

В безразмерной форме это уравнение имеет вид:

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{W}{(1 - e^2)^{1/6}} \cdot \left[ \frac{Y}{X} \cdot \left(1 + \frac{2}{h_*^3}\right) - \frac{Y^2}{X} \cdot \left(\frac{1}{2h_*} + \frac{2 + 6h_*}{(h_*^4 - 1)^2}\right) \right]. \quad (5)$$

Равновесный эксцентриситет  $e$  заряженной капельки во внешнем электрическом поле определяется выражением [9]:

$$e^2 = 9 \cdot w_m \cdot (1 + W_m), \quad (6)$$

где  $w_m$  и  $W_m$  – параметры Тейлора и Рэля для эмитированной капельки:

$$w_m = \frac{E_0^2 \cdot \left[1 + 2 \cdot \frac{R^3}{h_3}\right] \cdot r}{16 \cdot \pi \cdot \sigma}, \quad W_m = \frac{q^2}{16 \times \pi \times \sigma \cdot r^3}$$

в безразмерном виде выражение (6) примет вид:

$$e^2 = 9 \cdot W \cdot X \cdot \left[1 + \frac{2}{h_*^3}\right]^2 \cdot \left[1 + \frac{Y}{X^3} \cdot W\right]. \quad (7)$$

Система (2)–(5), (7) при  $W = 0,052$  решалась методом последовательных приближений, и были получены следующие результаты:  $h_* = 1,29$

$$X = 0,031, \quad Y = 0,021, \quad W_m = 0,797.$$

Видно, что  $W_m < 1$ , то есть имеет докритическое значение и, следовательно, капля является устойчивой по отношению к собственному заряду. Однако, поскольку капля находится во внешнем поле, критерием неустойчивости для нее будет являться выражение [9]:

$$W \cdot (1 + 2,07e^2) + 0,092 \cdot (1 + 6,62 \cdot e^2) \cdot W_m^2 \geq 1.$$

Подставляя полученные данные в это выражение, найдем

$$W \cdot (1 + 2,07e^2) + 0,092 \cdot (1 + 6,62 \cdot e^2) \cdot W_m = 1,206.$$

Таким образом, эмиттированная капелька также будет неустойчивой и распадется в соответствии с закономерностями, описанными в [6].

Таким образом, капельки, эмиттированные при неустойчивости заряженной плоской поверхности жидкости, оказываются неустойчивыми по отношению к суперпозиции собственного и инду-

цированного заряда и распадаются, выбрасывая около двухсот дочерних сильно заряженных капелек, линейные размеры которых на два порядка меньше размеров распадающейся капли.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев А.И. Неустойчивости заряженных капель в электрических полях (обзор) // Электронная обработка материалов. 1990. № 6. С. 23–32.
2. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 3. С. 3–22.
3. Белоножко Д. Ф., Григорьев А.И. Деление заряженных капель во внешнем электрическом поле на части сравнимых размеров (обзор) // Электронная обработка материалов. 2000. № 4. С. 17–28.
4. Григорьев А.И. Электродиспергирование жидкости при реализации колебательной неустойчивости ее свободной поверхности (обзор) // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 5. С. 22–27.
5. Grigor'ev A.I., Shiryayeva S.O. Mechanism of elektrostatik poiydispersion of liquid // J. Phys. D: Appl. Phys. 1990. V. 23. № 11. P. 1361–1370.
6. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Закономерности рэлеевского распада заряженной капли // ЖТФ. 1991. Т.61. № 3. С. 19–27.
7. Жаров А.Н., Ширяева С.О., Григорьев А.И. Диспергирование заряженной капли в электростатическом поле // ЖТФ. 1999. Т.69. №12. С. 26–30.
8. Ширяева С.О. О некоторых закономерностях поляризации и диспергирования капли в электростатическом поле // ЖТФ. 2000. Т.70. № 6. С. 20–26.
9. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Белавина Е.И. Равновесная форма заряженной капли в электрическом и гравитационном полях // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 6. С. 27–34.

*Поступила 28.12.01*

## Summary

The sizes and charges of a droplets emitting on nonlinear stage of realization of Tonks – Frenkel instability are calculated. It is shown that emitting droplets are unstable up to the surface charge.

---

Л.З. Богуславский, Н.И. Кускова, В.Н. Петриченко, С.А. Хайнацкий

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ГРАФИТЕ И ЕГО ОСОБЕННОСТИ

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

### **Введение**

В связи с открытием сфероидальных кластеров углерода – фуллеренов [1] и не утратившим актуальность поиском современных технологий получения алмазов [2] особое внимание привлекает характер протекания электрического разряда в такой форме углерода, как графит. Графит обладает высокой электропроводностью, сравнимой с металлической, и имеет характерные отличия, обусловленные его структурой. В то же время есть достаточно много видов графитовых материалов, обладающих низкими значениями электропроводностей.

Известно, что под воздействием сильного электрического поля в веществе может формироваться разряд, реализующийся в виде электрического пробоя (ЭП) или электрического взрыва (ЭВ) в зависимости от того, является данное вещество диэлектриком или проводником. Однако веществ,

---

© Богуславский Л.З., Кускова Н.И., Петриченко В.Н., Хайнацкий С.А., Электронная обработка материалов, 2002, № 3, С. 32–38.

обладающих идеальной проводимостью, или являющихся идеальными диэлектриками, в природе не существует, поэтому реальные вещества, содержащие различные примеси, могут занимать промежуточное положение и проявлять те или иные свойства. Кроме разделения электрического разряда на две категории (ЭВ и ЭП), каждая из них, в свою очередь, может иметь несколько видов, определяемых типом вещества и параметрами электрической цепи. Поэтому целью настоящей работы является исследование зависимости характера протекания возможных видов высоковольтного электрического разряда в веществе от его параметров на примере графита.

### Экспериментальные результаты

Нами была проведена серия экспериментальных исследований электрического разряда в цилиндрических графитовых проводниках, погруженных в жидкий диэлектрик и имеющих длину  $l = 0,04$  м и разные диаметры ( $3 \cdot 10^{-4}$ ,  $5 \cdot 10^{-4}$  и  $7 \cdot 10^{-4}$  м), при различных режимах (начальные напряжения изменяли от  $9,8 \cdot 10^3$  до  $4 \cdot 10^4$  В, емкости конденсаторов:  $C_1 = 6 \cdot 10^{-6}$  Ф и  $C_2 = 10^{-6}$  Ф, индуктивность  $L = 3 \cdot 10^{-6}$  Гн). Исследуемые образцы обладали различными электропроводностями – от  $2 \cdot 10^3$  до  $7 \cdot 10^5$  См/м и плотностями – от  $1,4 \cdot 10^3$  до  $3 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>.

Осциллографирование токов и напряжений для различных графитовых проводников и параметров цепи показало, что формирование и развитие в них электрического разряда происходит по-разному. На рис. 1 приведены характерные для разных видов разряда осциллограммы токов и напряжений. Как следует из приведенных осциллограмм, все режимы можно разделить на две основные категории:

- режимы, при которых реализуется взрыв проводника – рис. 1,а – з;
- режимы, подобные пробоям – рис. 1,д.

Было исследовано более тридцати различных режимов разряда. Для сравнительного анализа характера разных видов и режимов был использован метод, основанный на критериях подобия, полученных для ЭВ металлических проводников [3]. Критерии подобия  $P_1 - P_3$  применяют для приближенного описания всех стадий электрического взрыва проводников:

- $P_1$  – стадии нарастания тока,
- $P_2$  – фазы взрыва (резкого спада тока),
- $P_3$  – разряда через продукты взрыва проводника.

Используемая для расчета  $P_3$  искровая постоянная  $A = 10^4$  (В<sup>2</sup>·с)/м<sup>2</sup>, согласно [3], не зависит от материала проводника. Необходимые для анализа данные (начальные диаметры  $d$  и электропроводности  $\sigma$  проводников, запасенные энергии  $W_0$  и энергии, необходимые для сублимации всего проводника  $W_s$ , особенности разряда и набор критериев подобия  $P_1 - P_3$ ) для некоторых характерных режимов рассчитаны и приведены в таблице.

Осциллограммы, характерные для ЭВ, в свою очередь можно разделить по режимам на несколько видов:

- режимы с паузой тока (1, 5, 8) – рис. 1,а;
- без пробоя по продуктам взрыва (режим 4) – рис. 1,б;
- без паузы тока (режим 9) – рис. 1,в;
- согласованные режимы (7, 10) – рис. 1,г.

Из таблицы видно, что для указанных режимов характер протекания ЭВ определяется соотношением между  $W_0$  и  $W_s$ . Так, для всех режимов с паузой тока  $W_0 < W_s$ , при отсутствии вторичного пробоя  $W_0 \ll W_s$ . Для согласованного режима  $W_0 \sim W_s$ , а в беспauseных режимах  $W_0 > W_s$ .

Рассмотренные режимы разрядов в терминах безразмерных критериев подобия характеризуются областью, ограниченной кривой зависимости предельных значений  $P_3$ , как функции  $P_2$  [3]. Так, все режимы с паузой тока для графитовых проводников не попадают в область существования беспauseных разрядов, полученную для металлических проводников, и, наоборот, беспauseные режимы строго ложатся в эту область. Это говорит об универсальности критериев подобия  $P_1 - P_3$ , полученных для металлических проводников [3], то есть применимости их к неметаллическим взрывающимся проводникам.

Была проведена также скоростная фоторегистрация (СФР) электроразрядных процессов для разных режимов, позволившая зафиксировать особенности развития каждой из указанных категорий разряда. Полученные СФР-граммы представлены на рис. 2.

СФР-грамма пробойного режима приведена на рис. 2,а. Из СФР-граммы видно, что на начальной стадии проводник взрывается неоднородно по длине, а плазменная область начинает светиться около положительного электрода и со временем распространяется на всю длину. Такой вид подобен распространению плазменного лидера при разряде в воде [3].



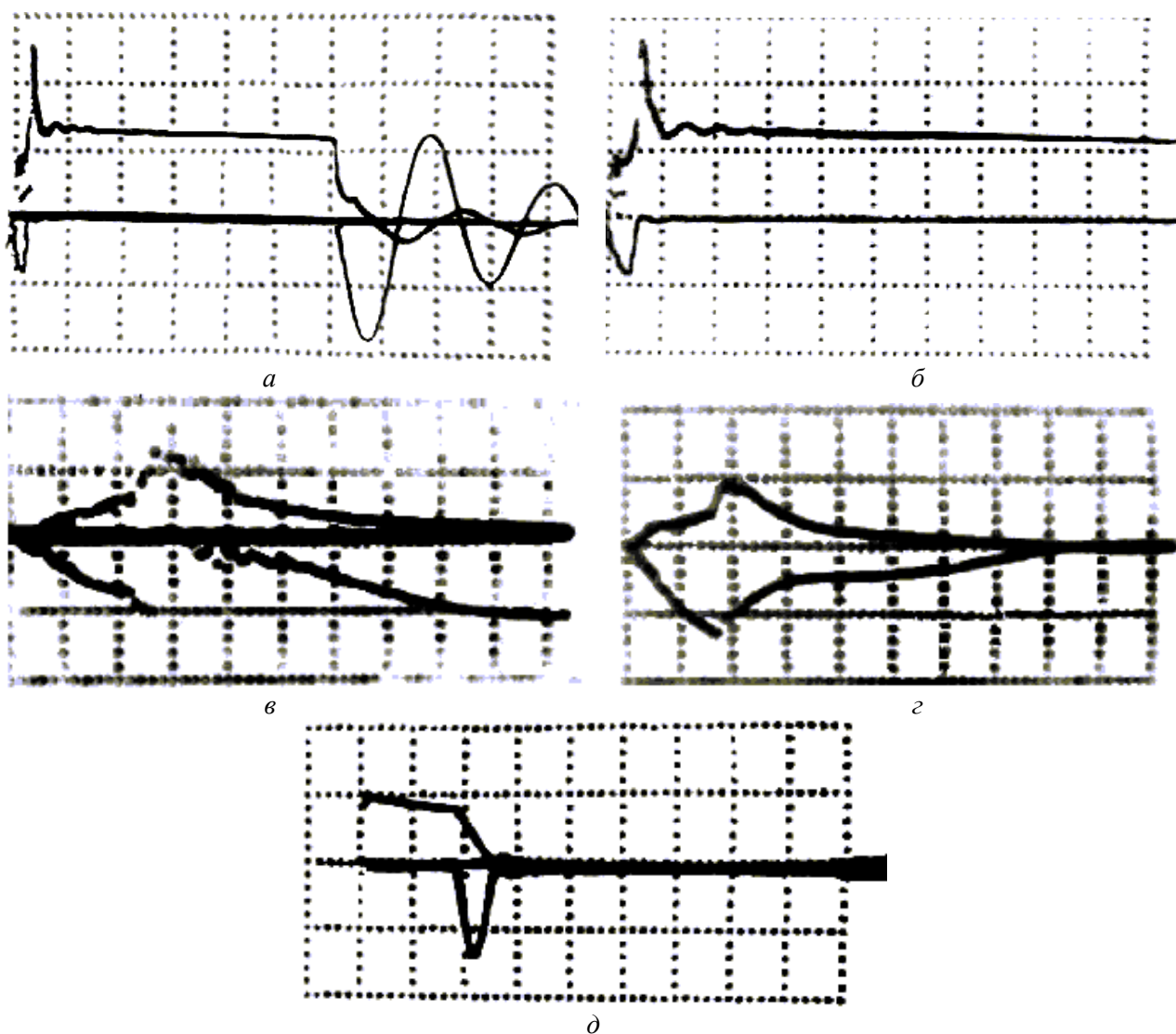


Рис. 1. Характерные осциллограммы тока и напряжения для различных режимов разряда. Верхняя кривая – напряжение, нижняя – ток.

а – ЭВ с паузой тока, развертка  $\tau = 20$  мкс/дел; б – ЭВ,  $\tau = 20$  мкс/дел; в – ЭВ без паузы тока,  $\tau = 0,5$  мкс/дел; г – согласованный режим ЭВ,  $\tau = 1$  мкс/дел ; д – ЭП,  $\tau = 20$  мкс/дел.

#### Характеристики разряда

№ режима	$W_0$ , $10^2$ Дж	$d$ , $10^{-4}$ м	$\sigma$ , $10^4$ См/м	Вид разряда	$W_s$ , $10^2$ Дж	$P_1$	$P_2$	$P_3$ , $10^{-2}$
1	2,00	3	12,5	ЭВ с паузой тока	3,12	3,19	3,35	2,31
2	2,00	5	0,8	ЭП	8,67	12,30	5,43	2,31
3	2,00	7	0,6	ЭП	17,00	10,60	2,35	2,31
4	2,00	5	12,5	ЭВ, нет пробоя	8,67	1,52	0,43	2,31
5	3,00	5	12,5	ЭВ с паузой тока	8,67	3,72	1,60	3,77
6	3,00	7	0,2	ЭП	17,00	10,10	3,05	3,77
7	3,00	3	12,5	ЭВ согласованный	3,12	7,82	12,3	3,77
8	5,75	5	12,5	ЭВ с паузой тока	8,67	3,72	3,59	1,68
9	6,62	3	12,5	ЭВ без паузы тока	3,12	3,19	11,1	0,70
10	8,60	5	12,5	ЭВ согласованный	8,67	1,52	1,44	0,70

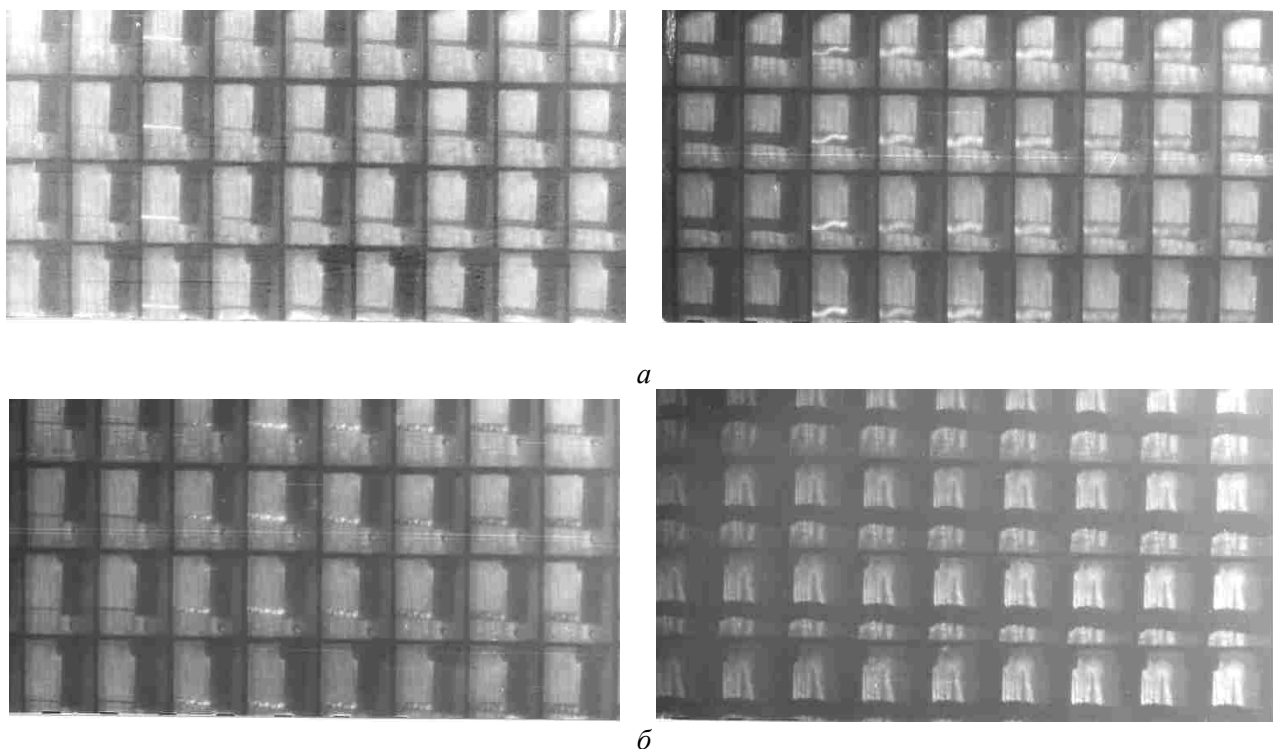


Рис. 2. Характерные СФР-граммы развития разряда в графитовых проводниках разной проводимости (начальная и конечная стадии). Время между кадрами 1 мкс: а – ЭВ; б – ЭП.

СФР-грамма взрывного режима графитового проводника с паузой тока приведена на рис. 2,б. Ее вид показывает, что проводник взрывается однородно (свечение однородное по всей длине). На стадии паузы тока расширение продуктов взрыва происходит линейно по времени. Пробой продуктов взрыва реализуется через промежутки времени длительностью от 40 до 80 мкс. При этом плазменный канал светится не по всему объему продуктов первичного взрыва, что говорит о возможной реализации либо поверхностного пробоя, либо пробоя слоя газовой фазы.

Анализ данных таблицы показывает, что появление пробойных режимов (2, 3, 6) характеризуется большим начальным сопротивлением образцов (электропроводность  $\sigma < 10^4$  См/м). Это подтверждает и величина критерия подобия –  $P_1 > 10$ . По СФР-грамме можно определить, что электрический разряд распространяется к противоэлектроду со скоростью  $u \sim 10^4$  м/с.

Как следует из проведенных нами теоретических и экспериментальных исследований электрического разряда в слабопроводящих конденсированных средах [4–6], механизм формирования электрического разряда в данном случае представляет собой нагрев, испарение и переход в плазменное состояние углерода в локальной приэлектродной области. Распространение разряда связано с диффузией поля в соседние слои, то есть ничем не отличается от неоднородного (скинового) ЭВ, при котором фазовые переходы происходят локально, начиная с поверхностного слоя, а распространяются не по направлению поля, а от поверхности к оси проводника. После замыкания плазменной областью межэлектродного промежутка по образуемому каналу проходит мощный импульс тока, нагревающий вещество до температур  $T \sim 10^4$  К.

## Обсуждение результатов

### 1. Начальная стадия разряда

Как видно из приведенных осциллограмм тока, в графитовых стержнях, обладающих достаточно высокой проводимостью, приложение электрического поля вызывает резкий рост тока. При низкой электропроводности ток продолжительное время практически равен нулю, а напряжение возрастает до заданной величины за время порядка 1 мкс.

Можно найти величину электропроводности, разделяющую вещества на два вида, соответствующие двум возможным формированиям в них высоковольтного электрического разряда: в виде ЭП или ЭВ.

Так как вещество реагирует на появление электрического поля практически мгновенно, то необходимо наблюдать за происходящими в нем изменениями с момента времени  $t = 0$ . Распреде-

ление поля в пространстве определяется формой и размерами проводника, а во времени – параметрами электрической цепи. Рассмотрим случай, когда подаваемое на электроды напряжение возрастает экспоненциально  $U = e^{\beta t}$  ( $\beta$  – коэффициент нарастания напряжения), проводник имеет форму – цилиндра, радиус которого  $a$ , длина –  $l$ .

Процесс диффузии продольного электрического поля в проводник, замыкающий электроды и обладающий электропроводностью  $\sigma$ , может быть описан уравнением диффузии

$$\Delta E = \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $E$  –  $z$ -компонента напряженности электрического поля,  $\mu$  – магнитная проницаемость,  $\sigma$  – электропроводность.

Двумерное уравнение диффузии поля в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (2)$$

Запишем решение уравнения (2), полученное методом разделения переменных,

$$E(r, z, t) = \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\pm 1)^n}{2^{2n} (n!)^2} \left( \frac{r}{\delta} \right)^{2n} \right) \exp\left(\beta t - \frac{z}{d}\right), \quad (3)$$

где  $\frac{1}{\delta^2} \equiv \left| \frac{1}{d^2} - \mu\sigma\beta \right|$ ,  $\delta$  – толщина скин-слоя, которую определяют из граничных условий,  $d$  – глубина проникновения поля (по оси  $z$ ).

Выражение (3) представляет собой две разные функциональные зависимости, соответствующие разным условиям: при возрастании поля и  $\mu\sigma\beta > d^{-2}$

$$E(r, z, t) = \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2^{2n} (n!)^2} \left( \frac{r}{\delta} \right)^{2n} \right) \exp\left(\beta t - \frac{z}{d}\right). \quad (4)$$

При условии  $\mu\sigma\beta < d^{-2}$

$$E(r, z, t) = J_0\left(\frac{r}{\delta}\right) \exp\left(\beta t - \frac{z}{d}\right), \quad (5)$$

где  $J_0\left(\frac{r}{\delta}\right)$  – функция Бесселя первого рода.

Если образец проявляет свойства диэлектрика, то поле проникает во весь объем, занимаемый веществом. Тогда должно выполняться  $d > l$ ,  $\delta > a$ .

При  $d \ll l$ ,  $\delta \ll a$  образец при включении поля ведет себя как проводник. В тонких проводниках может выполняться  $d \ll l$ ,  $\delta > a$ . Если электроды прижаты к поверхностям проводника  $z = 0$  и  $z = l$ , то  $\delta = \infty$ ,  $\delta^{-1} = 0$ . Тогда

$$d = \frac{1}{\sqrt{\mu\sigma\beta}}, \quad (6)$$

а решение однородно по радиусу

$$E(z, t) = E_0 \exp\left(\beta t - \frac{z}{d}\right). \quad (7)$$

Для выполнения неравенства  $d \ll l$  достаточно выполнения условия  $d < 0,01l$ , подставляя в которое (6), получим выражение для оценки электропроводностей, при которых возможен ЭВ цилиндрического проводника

$$\sigma > \frac{10^2}{\mu\beta l^2}. \quad (8)$$

Найдем из выражения (8) величины электропроводностей, при которых электрический разряд будет развиваться в виде ЭВ, и сравним их с экспериментальными данными (см. таблицу 1). При указанных параметрах проводника и цепи  $\beta \sim (4-6) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ , тогда  $\sigma > 10^4 \text{ См/м}$ , что совпадает с полученными нами экспериментальными результатами для всех электровзрывных режимов 1, 4, 5, 7–10.

Таким образом, условие (8) позволяет определить минимальную величину электропроводности, при которой в веществе при высокой плотности энергии формируется ЭВ. При заданной величине электропроводности в слабопроводящем веществе ЭВ может быть реализован при значениях коэффициента нарастания поля, определяемых из того же выражения (8).

## 2. Особенности ЭВ графитовых проводников

Магнитное давление распределено по радиусу проводника неоднородно [3]

$$P(r) = \frac{\mu I^2}{(2\pi a)^2} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right), \quad (9)$$

где  $I$  – ток,  $r$  – расстояние от оси проводника.

Подставляя максимальные амплитуды токов при ЭВ, вычислим магнитные давления на оси проводника  $P(0)$ . Для токов  $I < 2,5 \cdot 10^7 \text{ А}$  получаем давления  $P(0) < 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$ . Так как в центре проводника давления максимальны, то и во всем проводнике  $P < 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$ . При таких давлениях, как следует из фазовой диаграммы, графит не переходит в жидкое состояние, а при нагреве до температуры  $T_f = 4200 \text{ К}$  происходит испарение твердого графита [7, 8].

Существование режимов, при которых не осуществляется плавление проводника, является особенностью ЭВ графитовых проводников. Отсутствие жидкой фазы графита приводит к видоизменению осциллограмм тока и напряжения (рис. 1,а,б), на которых нет реперных точек, соответствующих моменту плавления проводника, и участков с медленно меняющимися током и напряжением, характерных для жидкой фазы.

Так как давление распределено по радиусу проводника неоднородно, а температура испарения зависит от давления, то в зависимости от степени неоднородности испарение может быть объемным или распространяться в виде волны. Характерный размер  $\delta_p$  неоднородности, связанной с неоднородностью давления, находим из выражения [9]

$$\delta_p \cong \frac{\lambda^*}{cP(0)} \cdot \frac{dP}{dT_f} \frac{a^2}{2r}, \quad (10)$$

где  $\lambda^*$  – теплота испарения;  $c$  – теплоемкость графита;  $dP/dT_f$  – производная вдоль кривой фазового равновесия твердое тело–газ.

При  $a = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ ;  $P(0) \approx 1,6 \cdot 10^7 \text{ Па}$ ;  $r = 0,5a$ ;  $\lambda^* = 2 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}$ ;  $dP/dT_f \approx 10^4 \text{ Па/К}$  получим  $\delta_p \approx 10^{-3} \text{ м}$ . Так как характерный размер неоднородности на порядок превышает радиус проводника, то можно сделать вывод о реализации при выбранных режимах ЭВ объемного (однородного) испарения графитового стержня, возможность которого связана в данном случае со слабой зависимостью температуры испарения от давления.

## Заключение

Найдены характерные величины электропроводности или коэффициента нарастания напряжения, определяющего параметры цепи, при которых электрический разряд в твердом веществе может формироваться в виде ЭВ. Если напряжение растет до значений  $U \sim 10^4 \text{ В}$  за время порядка 1 мкс, то граничная величина электропроводности  $\sigma \sim 10^4 \text{ См/м}$ .

Режимы ЭВ без последующего пробоя (рис. 1,б) представляют собой нагрев и испарение графита в виде частичек углерода.

При режимах ЭВ, в которых пробой происходит без паузы тока (рис. 1,в) расчетное магнитное давление во внутренних слоях превышает величину  $2 \cdot 10^7 \text{ Па}$ . В этом случае внешние слои графита

при нагреве до температуры сублимации испаряются, а внутренние плавятся. Такое явление невозможно в металлических проводниках при давлениях выше нормального.

Согласованный режим ЭВ (рис. 1,з) представляет собой нагрев проводника, приводящий к плавлению, реализации жидкой фазы графита и ее кипению, при этом режиме запасенная энергия равна энергии сублимации.

Показано, что характерной особенностью ЭВ графитовых проводников микросекундной длительности является существование режимов с однородным испарением (рис. 1,а,б), в отличие от ЭВ металлических проводников, при котором однородными являются плавление и жидкая фаза металла [9].

При указанных режимах на испарение стержня расходуется только часть запасенной энергии, а сама запасенная энергия в 1,5–2 раза меньше энергии сублимации всего графитового проводника. Такое соотношение между запасенной энергией и энергией сублимации обеспечивает умеренный режим испарения, при котором углерод не разлагается на отдельные атомы, а испаряется в виде легких кластеров углерода, которые могут содержать от двух до десяти атомов.

Пары графита не проводят ток, поэтому при испарении ток уменьшается. Продукты испарения образуют парогазовую полость, окруженную жидкостью. По мере расширения парогазовой полости давление и плотность паров в ней уменьшаются, что создает условия для ионизации паров электрическим полем, то есть электрического пробоя.

Как следует из анализа работ, посвященных исследованию синтеза фуллеренов электродуговым способом [1], режим нагрева и испарения графита должен быть умеренным. Генерация низкотемпературной углеродной плазмы и ее разлет реализуются как при электродуговом способе, так и при ЭВ графитовых проводников с паузой тока. Таким образом, ЭВ графитовых проводников может быть использован для получения фуллеренов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Фуллерены // Успехи физических наук. 1993. Т.163. № 2. С. 33–60.
2. Savvatimski A.I., Fortov V.E. Thermophysical Properties of Liquid Metals and Graphite, and Diamond Production Under Fast Heating // High Temperatures High Pressures. 1998. Vol. 30. P. 1–18.
3. Кривицкий Е.В. Динамика электровзрыва в жидкости. Киев, 1986.
4. Кускова Н.И. Волны фазовых превращений в сильных электрических полях // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 14. С. 41–44.
5. Кускова Н.И. Искровые разряды в конденсированных средах // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 2. С. 120–124.
6. Boguslavskii L.Z., Khaynatsky S.A., Shcherbak A.N. Optical Studies of the Plasma–Liquid Transition Layer in Pulsed Corona Discharges in Strong Water Electrolytes // Technical Physics. 2001. Vol. 46. No. 2. P. 174–178.
7. Bundy F.P., Basset W.A., Weathers M.S. The Pressure–Temperature Phase and Transformation Diagram for Carbon // Carbon. 1996. Vol. 34. № 2. P. 141–153.
8. Мармер Э.Н. Углеродные материалы. М., Металлургия. 1973.
9. Tkachenko S.I., Kuskova N.I. Dynamics of Phase-transitions at Electrical Explosion of Wire // Journ. Phys.: Condens. Matter. 1999. Vol. 9. P. 6175–6184.

Поступила 18.12.01

## Summary

Experimental investigations on electrical discharges in graphite materials of different values of electric conductivity have been conducted for microsecond expositions. A condition has been obtained for which high-voltage discharge in non-metallic conductors is formed as electrical explosion. Various kinds of electrical discharge in graphite and their features are described.

## ГИДРАТАЦИЯ ПОДСОЛНЕЧНОГО МАСЛА, ВЫРАБОТАННОГО ИЗ ГИБРИДНЫХ СЕМЯН ПОДСОЛНЕЧНИКА

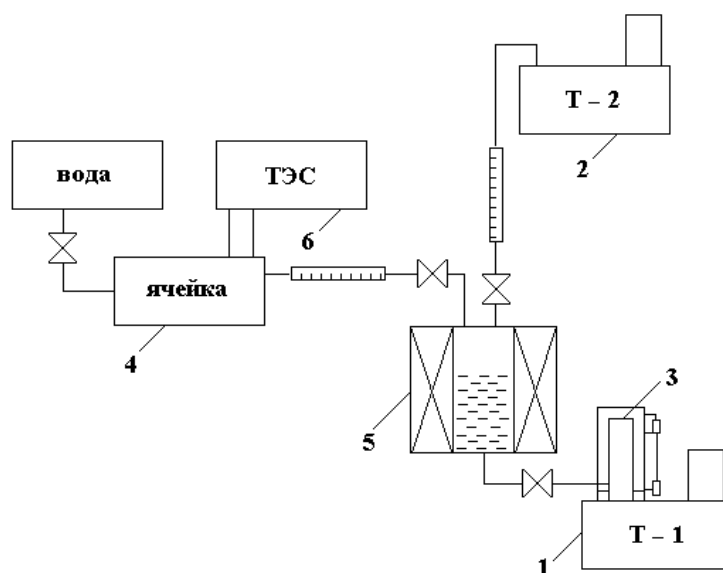
*Институт прикладной физики АН РМ,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, МД-2028, Республика Молдова*

В технологии получения высококачественных масел и фосфатного концентрата чаще всего используется водная гидратация [1], представляющая собой один из важнейших этапов процесса рафинации растительных масел и определяющая не только их качество на первом этапе рафинации, но и эффективность последующих стадий переработки.

В современной пищевой промышленности для удаления фосфорсодержащих веществ масел, выработанных из крупнозернистых семян подсолнечника, в частности, сортов Пустовойта применяются методы гидратации растительных масел с использованием в качестве гидратирующих агентов растворов ПАВ, комплексов определенного состава и рН [2], катализом с рН = 11–13 [3], полученного при электролизе водного раствора хлорида натрия.

Недостатком указанных методов являются: выделение вредного газа  $Cl_2$  в атмосферу при получении гидратирующего агента, большие энергозатраты. Кроме того, указанные методы разработаны для подсолнечного масла, выработанного из семян сортов Пустовойта, а не для гибридных сортов, выращиваемых в западной Европе и Молдове.

Исследование массообмена в процессе гидратации подсолнечного масла проводилось на стенде, схематически представленном на рис.1. Основными элементами стенда являлись термостаты 1, 2 с вращающейся цилиндрической емкостью 3, в которой протекал процесс гидратации масла, диафрагменный электролизер, электромагнитная мешалка 5, с помощью которой вода с заданным рН смешивалась с маслом.



*Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – термостаты; 3 – емкость; 4 – электролизер; 5 – мешалка; 6 – ТЭС.*

Емкость 3 вращалась вокруг оси, перпендикулярной ее вертикальной оси, со скоростью 1 оборот в минуту, что предотвращало преждевременное осаждение фосфатидных комплексов. Диа-

фрагментный электролизер 3 с бельтинговой диафрагмой содержал дюралюминиевый и графитовый электроды. Напряжение на электроды подавалось от источника стабилизированного тока ТЭС-2. Приготовленный катализ смешивался с маслом с помощью мешалки 5, затем эмульсия подавалась в емкость 3, где в течение заданного времени при заданной температуре протекал процесс гидратации подсолнечного масла.

Для исследований применялось свежеприготовленное подсолнечное масло, полученное экстракционным методом из гибридных сортов подсолнечника. После гидратации в емкости 3 сепарировали дисперсную фазу центрифугированием, затем определяли остаточное содержание фосфатидов экспресс – методом [4].

Гидратируемость подсолнечного масла, выработанного из гибридных сортов подсолнечника, изменяется в зависимости от его срока хранения. На рис. 2 представлена зависимость остаточного содержания фосфатидов подсолнечного масла после гидратации от срока хранения масла, из которой следует, что наибольший интерес представляет гидратация свежеприготовленного масла с целью проведения непрерывного процесса рафинации на линиях рафинации.

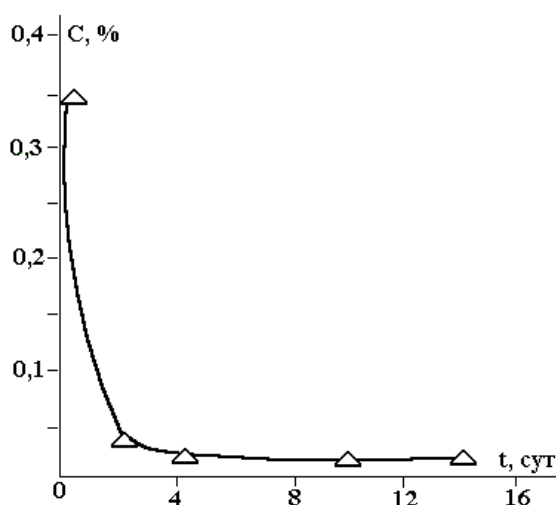


Рис. 2. Зависимость остаточного содержания фосфатидов подсолнечного масла после гидратации от срока хранения сырого масла.

Стенд позволял варьировать основные параметры процесса в широких пределах: рН электролизной воды от 1 до 12,5; температуру масла и воды от 15 до 80<sup>0</sup>С; концентрацию воды от 1 до 10%; дисперсность капель воды от 200 до 50 мкм; температуру гидратации от 15 до 80<sup>0</sup>С; время гидратации от 0 до 120 минут.

Ранее [5] было установлено, что оптимальные значения концентрации воды, температуры и времени гидратации для подсолнечного масла, выработанного из гибридных сортов подсолнечника, составляют 2 об.%, 55<sup>0</sup>С и 20 минут соответственно. Микрофотосъемка показала, что в процессе гидратации подсолнечного масла фосфорсодержащие вещества переходят из раствора к границе раздела вода-масло, образуя набухший слой, соизмеримый с размерами капель воды. Мицеллы, покрытые фосфатидами, коагулируют, образуя фосфатидные комплексы с водой, средние размеры которых для подсолнечного масла изменяются от 100 до 800 мкм. Комплексы максимальных размеров формируются при определенной концентрации воды (2 об.%) и температуре гидратации (55<sup>0</sup>С), выше которой слой фосфатидов растворяется и комплексы частично распадаются.

На рис. 3 представлена зависимость остаточного содержания фосфатидов от рН катализатора. Из полученной зависимости следует, что оптимальные значения рН воды лежат в интервале 8,2–9,2. При этом достигается остаточное содержание фосфатидов  $C = 0,02\%$ . По ГОСТу остаточное содержание фосфатидов  $C \leq 0,2\%$ , в то время как в производственных условиях, вследствие сложности гидратации свежего подсолнечного масла, выработанного из гибридных сортов подсолнечника при гидратации по традиционной схеме – смеситель, экспозитор, тарельчатый отстойник остаточное содержание фосфатидов составляет 0,3–0,4%.

Интенсификация процесса гидратации при оптимальном рН воды объясняется механизмом гидратации. Молекула фосфатидов растительных масел содержит азотную группу, взаимодействующую за счет диполь-дипольных сил с ионами ОН воды. Фосфатиды, находясь в масле в

коллоидно-растворенном состоянии, при гидратации адсорбируются на поверхность капель воды. Силы взаимодействия между молекулами фосфатидов и ионами ОН воды максимальны при оптимальном рН воды.

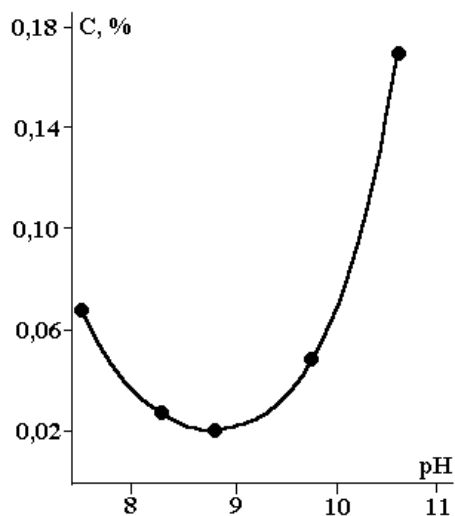


Рис. 3. Зависимость остаточного содержания фосфатидов гидратированного масла от рН катализатора.

Таким образом, оптимальные значения основных параметров процесса гидратации подсолнечного масла, выработанного из гибридных сортов подсолнечника, составляют: концентрация воды – 2 об.%; температура гидратации – 55<sup>0</sup>С, время гидратации – 20 минут; рН воды 8,2–9,2.

Полученные результаты позволяют разработать исходные требования и техническое задание на диафрагменный электролизер для применения в производственных условиях в линии рафинации растительных масел.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шмидт А.А. Теоретические основы рафинации растительных масел. Пищепромиздат. М., 1960.
2. Арутюнян Н.С., Корнена Е.П. Фосфатиды растительных масел. М., 1981.
3. Пат. № 2020147 Россия, МКИ С 11 В3/00/ Тарасов В.Е., Арутюнян Н.С., Луговая П.Г. Краснодарский политех. ин-т, заявл. 05.05.91 г. опубл. 30.09.94, Бюл. № 18.
4. *Standard Moldovean. Uleiuri vegetale. Metoda rapida de determinare a concentratiei fosfatidelor.*, Chisinau. 1993.
5. Болога М.К., Берил И.И., Димитрова Л.Л. Распределение фосфатидных комплексов с водой по размерам при гидратации подсолнечного масла // Известия АН МССР. Серия физ.-техн. и матем. наук, 1990, № 2, сбр. 75–77.

Поступила 04.03.02

#### Summary

The results of the experimental optimization of the sunflower oil hydration process are presented. It was investigated sunflower oil produced from the hybrid sort seeds. At the optimum values of pH falling in range of 8,2–9,2 the residual content of phosphatides is 0,02%. This values is one order less than that obtained by the tap water hydration with pH 6,5.



П.П. Малюшевский, В.И. Купный, А.В. Иванов, В.В. Иванов, С.М. Тихоненко, А.Я. Горелик,  
А.Д. Кравченко, Е.П. Афиногенов, А.Ф. Атрошенко

## РАЗРЯДНО-ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ТОПЛИВО-СОДЕРЖАЩИХ МАСС ИЗ ОБЪЕКТА “УКРЫТИЕ”. ЧАСТЬ I (Концепция)

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
просп. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина,  
Объект “Укрытие Чернобыльская атомная электростанция,  
г. Славутич Киевской обл., 255190, Украина*

Как известно [1, 2], извлечение топливосодержащих материалов (ТСМ), их изоляция и дальнейшее захоронение составляют основную часть перевода объекта “Укрытие” в экологически безопасное состояние. Реализация этой основной задачи в силу необычных условий производства работ на объекте “Укрытие” должна в первую очередь базироваться на разработке и создании дистанционных технологий для всего комплекса работ, то есть аппаратурной реализацией этих технологий должны стать различного рода робототехнические комплексы. Для последних наиважнейшим является отработанный “инструмент воздействия” на ТСМ – тот или иной физический или химический способы разделения, разрушения, измельчения, растворения, поддающиеся дистанционному управлению. К их числу относится и подводный электрический взрыв (ПЭВ), который может занять свою нишу в разрабатываемом комплексе технологий.

Топливосодержащие материалы в объекте “Укрытие” находятся в различном виде (графитовые обломки, радиоактивные лавы, пемзы, покрывные бетоны, вновь образованные в условиях жесткой радиации минералы) и в различных помещениях (от уровня “0” до самых верхних строительных элементов, от свободно лежащей “кучи” натекшего пластифицированного бетона в помещении барботера до хаотического многослойного нагромождения всех их видов в подреакторных помещениях или заброшенных на выступы опор перекрытия). Все ТСМ постепенно и непрерывно изменяют свои физико-механические и физико-химические свойства так, что в каждый момент времени они не известны для оперативного учета при планировании действий над ними.

Таким образом, создаваемый инструмент воздействия на ТСМ должен быть в состоянии изменять характер и параметры своего воздействия в самых широких пределах и они должны быть ему доступны в любом пространственном положении и в любом помещении.

Для анализа процессов деформирования и разрушения ТСМ в помещениях объекта “Укрытие” был выбран пластифицированный бетон как материал наиболее трудно разрушаемый. Выполнялся теоретический анализ и экспериментальные исследования процессов трещинообразования и разрушения выбранного материала.

### **Исследование процессов деформирования бетона при динамических нагрузках**

Описание разрушения среды при импульсном ее нагружении или под действием рабочего органа машины предполагает решение и исследование сложной в математическом и физическом смысле проблемы. Здесь приходится иметь дело с изучением объемного напряженно-деформируемого состояния среды. Появление новых поверхностей разрушения вносит в процесс решения задачи дополнительные трудности, задача становится нелинейной, так как на этих, заранее неизвестных поверхностях, необходимо ставить новые граничные условия и осуществлять проверку выполнения критерия прочности. Построение решения все время усложняется необходимостью учета вторичных возмущений.

Задачу можно было бы считать полностью изученной при выполнении следующих шагов:

– решения соответствующих динамических задач по распространению возмущений с учетом реальных свойств среды;

- выбора критериев прочности конкретного материала;
- анализа полученного на первом этапе состояния еще не разрушенного тела и описания на этой базе возможного механизма разрушения;
- учета взаимодействия трещин с вторичными полями, ими же порожденными;
- уточнения решения и механизма разрушения [4].

Примеров полной реализации такого плана еще нет.

Рассмотрим некоторые подходы к решению задачи разрушения, основанные на упрощенных предположениях.

#### **Анализ основных концепций разрушения твердых тел**

Будем считать, что твердое тело изотропно и однородно. Это позволит использовать аппарат математической теории упругости и пластичности. Сделанное предположение справедливо тогда, когда характерный размер воздействия, длина волны, много больше или, наоборот, много меньше характерных включений и естественных трещин. В частности, для горной массы более правильно считать определяющими такие свойства, как трещиноватость, слоистость, блочность. Предположим, что в объекте “Укрытие” состояние среды такое же.

В качестве модели среды обычно берется упругая или упруго-пластическая модель. В первом случае критерий прочности хрупкого тела (то есть упругого в математическом смысле вплоть до разрушения) формулируется в виде ограничения на коэффициент интенсивности напряжений  $k_I$  в вершине трещины. Если величина  $k_I$  превышает критическое  $k_I^0$ , то считается, что возникает неустойчивое состояние и трещина начинает увеличиваться в размерах. При этом следует учесть, что в ближайшей окрестности разрушения можно обнаружить сильное течение материала (деформации до сотен процентов) и эту зону надо заменить зоной равномерно деформированного материала [4]. Из оценок следует, что при достаточно мощных взрывах размазываемая пластическая зона пренебрежимо мала по сравнению с разрушаемой и поведение любого упругопластичного тела приближается к идеально-хрупкому.

Наличие в реальных средах пористости, зерен, вязкости и т.д. приводит к тому, что затухание массовой скорости и напряжений намного выше, чем в упругопластическом материале. Так, в случае сферической волны по данным [5] и находится в пределах от 1 до 3, а в [6] приводится таблица показателей затухания радиальной компоненты максимальной массовой скорости, полученных при регистрации мелкомасштабных взрывов в 15 геологических средах. Из таблицы следует (в подтверждение теоретических результатов), что с уменьшением мощности взрывов или с увеличением расстояния от него показатель затухания падает. В [7] приведены аналогичные результаты для песка и проведено сравнение с данными других авторов. Этот фактор необходимо учитывать при построении численной модели явления.

В настоящее время для объяснения механизма разрушения все большее распространение получает концепция накопления повреждений. Данная концепция по существу кинетическая и кладет в основу изменение структуры материала в течение активного действия на него нагрузки динамического характера.

Критерий мгновенного откола дает удовлетворительные результаты только для опытов, в которых импульс весьма короткий и мощный. При увеличении длительности и уменьшении его амплитуды происходит значительное отклонение расчетных от экспериментально наблюдаемых величин. Происходит и изменение характера разрушения: вместо гладкой откольной поверхности вблизи магистральной трещины имеется зона рыхлого материала, насыщенного микротрещинами. Необъяснимым с точки зрения “мгновенного” критерия кажется увеличение предела прочности на растяжение при изменении условий нагружения, разрушение материала не на первом отражении от свободной поверхности или при падающей нагрузке [4]. Таким образом, время может являться существенным фактором разрушения, так как естественно считать, что для разрушения элемента среды недостаточно создать в нем некоторое критическое напряжение  $\sigma_0$ , но и необходимо зафиксировать его на определенный отрезок времени, тем меньший, чем больше полученный уровень напряжения. То есть имеет место некоторая функция [9]:

$$\tau = A_1 \cdot t^{-\beta\sigma_0}, \quad \tau = A_2 / \sigma_0^n.$$

В обоих случаях момент разрушения системы, нагружаемой по известному закону  $\sigma = \sigma(t)$ , будет определяться выполнением условия

$$\Phi(\tau_p) = \int_0^{\tau_p} \frac{dt}{\tau(\sigma(t))} = 1,$$

то есть моментом равенства интеграла накопляемости повреждений Бейли единице. Отметим, что при  $n = 1$  в исследуемой точке происходит суммирование импульса растягивающих напряжений. Строго говоря, надо принимать во внимание влияние промежуточного сжатия, то есть учитывать частичное или даже полное “залечивание” дефектов. Однако для этого нужно точное соприкосновение берегов трещины и создание напряжений сжатия значительно большего порядка, чем разрушающие напряжения.

При наличии экспериментальных или априорных данных об истории нагружения функция  $\Phi(\tau)$  может иметь и другой вид.

Возможен и второй подход, учитывающий конечность времени разрушения, изложенный, например, в [10]. Многочисленные фрактографические исследования металлов, многослойных композитов, скальных пород, полимеров позволяют сделать вывод, что процесс динамического разрушения имеет универсальный характер и может быть расчленен на четыре стадии, протекающие в течение нескольких микросекунд: зарождение микродефектов, рост этих и уже имеющихся центров разрушения под действием растягивающих напряжений, слияние соседних микродефектов, расслоение и разделение материала с образованием свободных поверхностей в сплошной среде.

В зависимости от формы и величины импульса процесс динамического разрушения может прерваться на некоторой стадии.

Очевидно, что появление значительного числа микродефектов может существенно изменить механические свойства материала. В некоторых работах, например в [11], приводятся способы учета этого факта.

Расчеты как по этой модели, так и по модели, связанной с интегралом поврежденности, дают возможность строгого решения задачи по образованию первого откола. Другими словами, под разрушением тела понимается расчленение его на две части. Формально можно продолжать решение задачи и дальше, но при этом не будет в полной мере учитываться обратное влияние разрушения на поле напряжения.

Первая из рассмотренных моделей является промежуточной между моделями мгновенного откола и второй кинетической, подробно учитывающей процесс накопления и развития микротрещин. Но для адекватности конкретному материалу требуется большее число экспериментальных данных, связанных с масштабными явлениями [13].

В условиях объемного динамического состояния с течением времени в каждой точке меняются не только величины главных напряжений, но и их ориентация. Поэтому для решения вопроса о разрушении среды следует анализировать напряженное состояние в каждой точке по всем площадкам, то есть критерий разрушения должен носить “тензорный” характер. Тем не менее, в настоящее время общеупотребительными являются одномерные критериальные представления.

В соответствии с этим в теоретических и в экспериментальных исследованиях наибольшее внимание уделяется одномерным задачам. Их численное моделирование дает возможность более подробно проанализировать волновую картину в телах – установить степень адекватности и границы применимости определяющих соотношений. При программной реализации таких моделей нет необходимости решать сложные краевые задачи. Вследствие этого сокращаются до минимума погрешности, вносимые в результат самой численной схемой решения задачи.

### **Механические характеристики пластифицированного бетона в условиях одноосного нагружения**

Бетон представляет собой материал, состоящий из цементного камня, включающего кристаллический сросток, гель и большое количество пор и капилляров, содержащих пары и жидкость, в котором хаотично расположены зерна крупного и мелкого заполнителя. В таком неоднородном материале нагрузка создает сложное напряженное состояние, а диаграмма деформаций  $\sigma$ - $\varepsilon$ , полученная в результате испытаний бетонных образцов, является нелинейной, содержащей в общем случае криволинейные восходящий и нисходящий участки. Однако, несмотря на то, что такие диаграммы зависят от многих факторов (вида бетона, его состава, соотношения свойств компонент, степени сцепления между цементным раствором и крупным заполнителем, их деформативных характеристик, скорости нагружения) общий характер их сохраняется. Опыты по построению таких полных диаграмм могут быть получены лишь с помощью обширного комплекса лабораторного оборудования, основу которого составляют специальные, жесткие прессы.

Влияние высоких скоростей деформаций при нагружении бетона электровзрывом на его прочностные свойства проявляются в изменении диаграммы деформаций и в повышении прочности бетона. При увеличении скорости диаграмма деформаций несколько изменяется, приближаясь на возрастающем участке к прямой линии. Увеличение предела прочности бетона обусловлено главным образом изменениями в характере его трещинообразования. Для разрушения, то есть образования сплошных трещин отрыва, требуется достаточное развитие процесса микротрещинообразования и достижение определенной предельной деформации. Чем короче время нагружения, тем большие напряжения необходимо приложить, чтобы образовались трещины отрыва. Деформативность бетона зависит от скорости деформирования в значительно меньшей степени. В зависимости от прочности бетона его предельная сжимаемость  $\varepsilon$  и  $\sigma$  имеют величину  $(0,8-3) \cdot 10^{-3}$ , а предельная растяжимость  $\varepsilon$  и  $\sigma_t$  имеют величину  $(0,01-2) \cdot 10^{-3}$ .

Динамическая прочность одного и того же вида бетона зависит от текущего содержания в нем влаги, способа его приготовления (твердения в условиях жаркого климата или твердения в нормальных температурно-влажностных условиях), предшествующей статической нагрузки и т.д., причем их влияние неоднозначно. Даже приближенный учет всех факторов в реальных расчетах крайне затруднителен. Поэтому в данной работе были использованы подходы [7, 9, 14], где на базе экспериментальных данных по кратковременному динамическому нагружению бетона прочностью до 140 МПа была построена полная  $\sigma_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon$  диаграмма.

При обработке результатов экспериментов [15] предполагалось, что эффекты, связанные с влиянием на прочность и деформативность бетона скорости деформирования, с достаточной точностью могут быть описаны соотношением вида [9, 15]

$$\begin{aligned} \varepsilon' &= \sigma/E + g(\sigma - f(\varepsilon)), \quad E = E(\varepsilon), \quad \sigma \geq f(\varepsilon), \\ E &= E(\varepsilon_*), \quad \sigma < f(\varepsilon), \end{aligned} \quad (1)$$

$g(z) > 0$  при  $z = \sigma - f(\varepsilon) > 0$  и  $g(z) \equiv 0$  при  $z \leq 0$ ;  $f(\varepsilon)$  – статическая диаграмма одноосного сжатия бетона,  $E(\varepsilon)$  – некоторая функция, характеризующая сжимаемость бетона при мгновенном нагружении ( $\varepsilon' = \infty$ );  $\varepsilon_*$  – максимальная деформация, достигнутая при нагружении, определяемая условием  $\sigma = f(\varepsilon)$ ;  $\sigma, \varepsilon$  – соответственно напряжения и продольная относительная деформация образца.

Как показано в [16], для сред с уравнением состояния типа (1) имеет место следующее соотношение, устанавливающее взаимосвязь скоростей распространения малых возмущений  $c(\varepsilon)$  в среде с предельной динамической диаграммой  $\varphi(\varepsilon)$ , соответствующей мгновенному нагружению

$$E(\varepsilon) = d\varphi(\varepsilon)/d\varepsilon = \rho_0 c^2(\varepsilon), \quad (2)$$

где  $\rho_0$  – начальная плотность среды.

Из (2), интегрируя по  $\varepsilon$ , получим предельную динамическую диаграмму

$$\varphi(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon \varphi(\xi) d\xi, \quad \varepsilon' = \infty.$$

При статических нагрузках ( $\varepsilon', \sigma' \rightarrow 0$ ) из (1) получается статическая диаграмма сжатия.

Механическими характеристиками материала, которые в рамках модели (1) подлежали экспериментальному определению, являлись функции  $E(\varepsilon)$ ,  $\varphi(\varepsilon)$ ,  $f(\varepsilon)$ ,  $g(\sigma - f(\varepsilon))$ .

Результаты статистической обработки данных по статическому деформированию с достаточной точностью могут быть аппроксимированы зависимостями

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} R_c \left[ 1 - (1 - \varepsilon / \varepsilon_R)^n \right], & 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_R \\ R_c \left[ \varepsilon / \varepsilon_R \cdot e^{(1 - \varepsilon / \varepsilon_R)^\alpha} \right], & \varepsilon \geq \varepsilon_R, \end{cases} \quad (3)$$

где  $R_c$  – среднее по результатам серии испытаний значение прочности в МПа;  $\varepsilon_R$  – величина продольной деформации при максимальных напряжениях в образце;  $n, \alpha$  – экспериментальные коэффициенты.

Значения  $\varepsilon_R, n, \alpha$  определяются в зависимости от прочности из соотношений:

$$\varepsilon_R = (198 + 0,54R_c) \cdot 10^{-5}, \quad n = 9,31R_c^{-0,43}, \quad \alpha = 9,11 \cdot 10^{-3} R_c^{1,69}. \quad (4)$$

Зависимости  $E(\varepsilon)$  могут быть взяты в виде

$$E(\varepsilon) = \begin{cases} K_E \cdot 1,08E_0 \left[ 1 - 0,074(1 - \varepsilon/\varepsilon_E)^2 \right], & 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_E \\ K_E \cdot 1,08E_0 \left[ 1 - m(\varepsilon/\varepsilon_E - 1)^{1,5} \right], & \varepsilon \geq \varepsilon_E, \end{cases} \quad (5)$$

где  $E_0 = \rho_0 c_0^2$  ( $c_0$  – начальная скорость звука в образце),  $m$  – экспериментальный коэффициент, связанный с  $R_c$  формулами  $E_0 = 2,72 \cdot 10^4 + 373R_c$ ;  $m = 1,79 \cdot 10^{-3} R_c$ , а  $K_E$  показывает эмпирическую зависимость начального модуля деформации от вычисленной скорости деформации  $\varepsilon'_0$  при сжатии  $K_E = 1,205 + 0,082 \cdot \lg|\varepsilon'_0| + 0,082 \cdot \lg^2|\varepsilon'_0|$ , а также при растяжении  $K_E = 1,205 + 1,7 \cdot \lg \varepsilon'_0 + 0,3 \cdot \lg^2 \varepsilon'_0$ , а  $\varepsilon_E$  определяется как  $\varepsilon_E = 0,616 \cdot (1 + 1,83 \cdot 10^{-3} R_c) \cdot \varepsilon_R$ . Деформации  $\varepsilon_E$  и  $\varepsilon_R$  соответствуют началу трещинообразования и разрушения образца.

Функция  $g(\sigma - f(\varepsilon))$  принимается в следующем виде  $g = [\eta(\sigma - f(\varepsilon))/f(\varepsilon)]^2$  (здесь  $\eta$  характеризует вязкие свойства бетона, а введение отношения  $(\sigma - f(\varepsilon))/f(\varepsilon)$  основано на предположении, что скорость приращения пластической деформации пропорциональна превышению текущего значения  $\sigma$  над статическим при той же деформации).

Проведенные авторами [15, 17, 18] исследования и обработка опубликованных в литературе экспериментальных данных показали, что зависимость  $\eta$  может быть представлена в виде

$$\eta = \begin{cases} \eta_0(R_c), & 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_R \\ \eta_0(R_c) \cdot e^{\beta(1-\varepsilon/\varepsilon_R)}, & \varepsilon > \varepsilon_R \end{cases} \quad (6)$$

$$\eta_0 = 2,31 \cdot R_c^{0,11}; \quad \beta = 0,058(R_c - 10,5).$$

Будем считать, что кривые, описывающие поведение бетона при растяжении, подобны аналогичным кривым при сжатии с коэффициентом пропорциональности равном 10.

Уравнения состояния бетона (1)–(6) совместно с уравнениями плоского нестационарного течения с одной пространственной переменной

$$\rho_0 \cdot (\partial U / \partial t) = V \cdot (\partial(\sigma + Q) / \partial r), \\ \partial V / \partial t V = \partial U / \partial r, \quad (7)$$

где  $r$  и  $t$  – временная и пространственная координаты;  $U$  – скорость в направлении  $r$ ;  $\sigma$  – напряжение;  $V$  – относительный объем;  $\rho_0$  – начальная плотность;  $Q$  – искусственная вязкость.

Для решения выписанной системы уравнений удобно применить метод Уилкинса [19].

В начальный момент среда делится на равновесные ячейки:

$$r_i^0 = r_0^0 + \Delta r \cdot i,$$

Причем наряду с “целыми” точками рассматриваются и “полуцелые”. В “целых” узлах сетки аппроксимируется первое уравнение системы:

$$U_j^{n+1/2} = U_j^{n-1/2} + \frac{\Delta t^n}{\Phi_j^n} [\sigma_{j+1/2}^n - \sigma_{j-1/2}^n + Q_{j+1/2}^{n-1/2} - Q_{j-1/2}^{n-1/2}],$$

где  $\sigma_{j-1/2}^n$  определяется из уравнений (1)–(7).

$$I_j^n = \frac{1}{2} [\rho_{j+1/2}^0 \left( \frac{r_{j+1}^n - r_j^n}{V_{j+1/2}^n} \right) + \rho_{j-1/2}^0 \left( \frac{r_j^n - r_{j-1}^n}{V_{j-1/2}^n} \right)].$$

В “полуцелых” узлах уравнение неразрывности в конечно-разностном виде можно записать так:

$$V_{j+1/2}^{n+1} = V_{j+1/2}^n \Delta t^{n+1/2} \left( \frac{\rho_0}{m} \right)_{j-1/2} (U_{j+1}^{n+1/2} - U_j^{n+1/2}),$$

$$m_{j+1/2} = \frac{\rho^0}{U} (r_{j+1}^n - r_j^n).$$

По найденным значениям  $U_j^{n+1/2}$  определяются  $\dot{\varepsilon}_{j+1/2}^{n+1/2}$  и  $\varepsilon_{j+1/2}^{n+1/2}$ :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{U_{j+1}^{n+1/2} - U_j^{n+1/2}}{r_{j+1}^{n+1/2} - r_j^{n+1/2}}, \quad \varepsilon_{j+1/2}^{n+1/2} = \varepsilon_{j+1/2}^{n-1/2} + \dot{\varepsilon} \Delta t^{n+1/2},$$

где  $r_j^{n+1/2} = 0,5(r_j^{n+1} + r_j^n)$ , а  $r_j^{n+1} = r_j^n + U_j^{n+1/2} \cdot \Delta t^{n+1/2}$ .

Искусственную вязкость можно взять в одном из двух вариантов – линейную:

$$Q_{j+1/2}^{n+1/2} = C_L \cdot c \cdot \rho_0 |U_{j+1}^{n+1/2} - U_j^{n+1/2}| \cdot \frac{1}{V_{j+1/2}^{n+1/2}},$$

или квадратичную:

$$Q_{j+1/2}^{n+1/2} = \frac{C_K^2 \cdot \rho_0}{V_{j+1/2}^{n+1/2}} (U_{j+1}^{n+1/2} - U_j^{n+1/2})^2.$$

Она вычисляется только тогда, когда  $U_{j+1}^{n+1/2} \leq U_j^{n+1/2}$  и  $V_{j+1/2}^{n+1} \leq V_{j+1/2}^n$ . (Здесь  $C_L \approx 1/2$ ,  $C_K = 2$ ,  $c$  – местная скорость звука).

В качестве краевых условий на левом конце задается напряжение как функция времени, а правый конец считается либо жестко закрепленным  $U(L, t) \equiv 0$ , либо свободным  $\sigma(L, t) \equiv 0$ .

Шаг по времени выбирается как из условия устойчивости, которое представляет собой видоизмененную форму условия фон Неймана-Рихтмайера:

$$\Delta t^{n+3/2} = \frac{1}{3} \frac{r_{j+1}^{n+1} - r_j^{n+1}}{\sqrt{c^2 + 4C_K^2 (r_{j+1}^{n+1} - r_j^{n+1}) \cdot (\dot{V}/V)^{n+1/2}}} \Big|_{(\min_{noj})},$$

$$\Delta t^{n+1} = 0,5(\Delta t^{n+3/2} + \Delta t^{n+1/2}),$$

так и условий точности интегрирования уравнения (1).

По описанной выше методике составлена и отлажена программа. Тестирование системы уравнений в частных производных проводилось при постоянной нагрузке на левом конце и линейной зависимости между напряжениями и деформациями путем сравнения полученного решения с результатами других авторов.

Тело считалось разрушенным, если деформация растяжения превышала  $1,2 \cdot \varepsilon_R$ . Учитывая связь между  $\sigma$  и  $\varepsilon$ , можно утверждать, что такой подход соответствует интегралу накопляемости Бейли при  $m = 1$ .

#### Результаты предварительных исследований условий разрушения бетона

Рассмотрим некоторые результаты, полученные по описанному выше алгоритму. Нагрузка, приложенная к поверхности (“к левому концу”), считалась известной и задавалась следующим образом:  $\sigma(0, t) = \sigma_m \cdot f(t)$ .

$$f(t) = \begin{cases} 4t/t_m, & 0 \leq t \leq 0,25t_m \\ 4/3(1 - t/t_m), & 0,25t_m \leq t \leq t_m \\ 0, & t > t_m \end{cases}$$

В расчетах моделировалось разрушение одномерного бетонного образца, для которого варьировались: прочность  $R_c, R_c = (50-200)$  МПа; длина (толщина)  $L, L = (0,15-0,45)$  м; максимум нагрузки  $\sigma_m, \sigma_m = (7,5-60)$  МПа и время ее приложения  $t_m, t_m = (12,5-100)$  мкс; краевые условия на правом конце (противоположной поверхности).

На рис. 1–4 представлены распределения основных характеристик процесса  $\sigma(r, t)$ ,  $\dot{\varepsilon}(r, t)$ ,  $\varepsilon(r, t)$ ,  $V(r, t)$  по длине (толщине) образца для  $t = (0,15; 0,37; 0,54; 0,73) \cdot 10^{-4}$  с при следующих значениях входных параметров:  $R_c = 200$  МПа;  $\sigma_m = 15$  МПа;  $L = 0,15$  м;  $t_m = 50$  мкс;  $U(L, t) = 0$ .

Кривые I иллюстрируют распространение исходной волны сжатия в свободном объеме, так как возмущение еще не достигло правого конца (противоположной стороны); кривые II – начало формирования отраженной волны; кривые III – ее дальнейшее развитие; кривые IV – полностью сформировавшуюся волну растяжения, действие которой и может привести к разрушению объекта.

Аналогичные качественные и близкие количественные результаты получены для  $R_c = 150$  МПа и  $R_c = 100$  МПа. Однако, начиная с  $t = 0,7 \cdot 10^{-4}$  с результаты расчетов показывают разницу более чем на 25%. На рис. 5 для этого момента времени приведены деформации для указанных трех прочностей. В дальнейшем эти различия нарастают. Для второго и третьего образца условие разрушения выполняются при  $t_2 = 0,77 \cdot 10^{-4}$  с,  $t_3 = 0,80 \cdot 10^{-4}$  с соответственно, а в первом образце происходит постепенное затухание напряжения. Для него максимальная растягивающая деформация  $\varepsilon$  составляла  $0,149 \cdot 10^{-3}$  и была достигнута при  $t = 0,768 \cdot 10^{-4}$  с.

Были проведены расчеты для оценки влияния длины образцов на деформацию. При  $L = 0,3$  м,  $R_c = 150$  МПа и прежнем законе нагрузки наибольшее значение деформации разрушения при  $\varepsilon_+$  было  $0,162 \cdot 10^{-3}$  при  $t_+ = 0,149 \cdot 10^{-3}$  с, а  $\varepsilon_- = -0,277 \cdot 10^{-3}$  при  $t_- = 0,584 \cdot 10^{-4}$ ; при прочностях 100 и 50 МПа требуемые для разрушения растяжения были достигнуты при временах  $(0,16$  и  $0,175) \cdot 10^{-3}$  с. Максимальные деформации сжатия и времена, при которых они были получены, равнялись соответственно  $\varepsilon_-^{(2)} = -0,320 \cdot 10^{-3}$ ,  $\varepsilon_-^{(3)} = -0,390 \cdot 10^{-3}$ ,  $t_-^{(2)} = 0,71 \cdot 10^{-4}$  с,  $t_-^{(3)} = 0,85 \cdot 10^{-4}$  с.

При увеличении  $L$  до 0,45 м при расчетах, проведенных при последних двух прочностях, также были зафиксированы разрушения, то есть слагаемое, характеризующее вязкость бетона, уменьшается вместе с уменьшением интенсивности волны, и распространение напряжения происходит почти без потерь, в частности при изменении  $L$  от 0,15 до 0,45 м  $\varepsilon_-$  – уменьшается меньше, чем на 10%.

Достигнуть критического значения  $\varepsilon_-$  для бетона с  $R_c = 150$  МПа можно увеличивая значение  $\sigma_m$  до 250 МПа,  $\varepsilon_-$  при этом равнялась  $-0,383 \cdot 10^{-3}$ .

Оставляя фиксированной площадь под кривой  $f(t)$  варьировалось время активного нагружения  $t_m$  и значение максимального напряжения  $\sigma_m$ . Было получено три варианта со следующими значениями  $t_m, \sigma_m$ :

- 1)  $t_m^{(1)} = 12,5 \cdot 10^{-6}$  с,  $\sigma_m = 60$  МПа;
- 2)  $t_m^{(2)} = 25 \cdot 10^{-6}$  с,  $\sigma_m = 30$  МПа;
- 3)  $t_m^{(3)} = 100 \cdot 10^{-6}$  с,  $\sigma_m = 7,5$  МПа;

$R_c = 150$  МПа,  $L = 0,3$  м. Максимальные сжимающие деформации значительно отличались и составляли:  $\varepsilon_-^{(1)} = -0,738 \cdot 10^{-3}$ ,  $\varepsilon_-^{(2)} = -0,398 \cdot 10^{-3}$ ,  $\varepsilon_-^{(3)} = -0,157 \cdot 10^{-3}$ .

Разница между  $\varepsilon_+^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) не превышала 15%. Увеличение  $\varepsilon_-$  естественно объясняется более высокой скоростью нарастания напряжения и его концентрацией в более узкой зоне. Энергия отраженной волны уходит в основном на растяжение сжатого вещества до первоначального состояния, а чистое растяжение происходит приблизительно одинаково.

В литературе отмечается, что специальный вид бетона – фибробетон (не исключено, что по своим свойствам вновь образовавшиеся минеральные среды в аварийном 4-м блоке ЧАЭС хотя бы в отдельных местах такие же) работает на растяжение значительно лучше обычного. Для моделирования его поведения коэффициент подобия для образования диаграммы  $\sigma$ – $\varepsilon$  в области растяжения брался равным 5. В этом случае при  $t_m = 50 \cdot 10^{-6}$  с,  $\sigma_m = 15$  МПа,  $L = 0,3$  м выполнение условий разрушения наблюдалось только для  $R_c = 50$  МПа,  $\varepsilon_-$  при этом, естественно, оставалась неизменной.

Важную роль в развитии волновых процессов играют краевые условия. Для свободного правого конца –  $\sigma(L, t) \equiv 0$ , были проведены расчеты для таких значений входных параметров:  $L = 0,15$  м,  $\sigma_m = 15$  МПа,  $R_c^{(1)} = 50$  МПа,  $R_c^{(2)} = 100$  МПа,  $R_c^{(3)} = 150$  МПа.

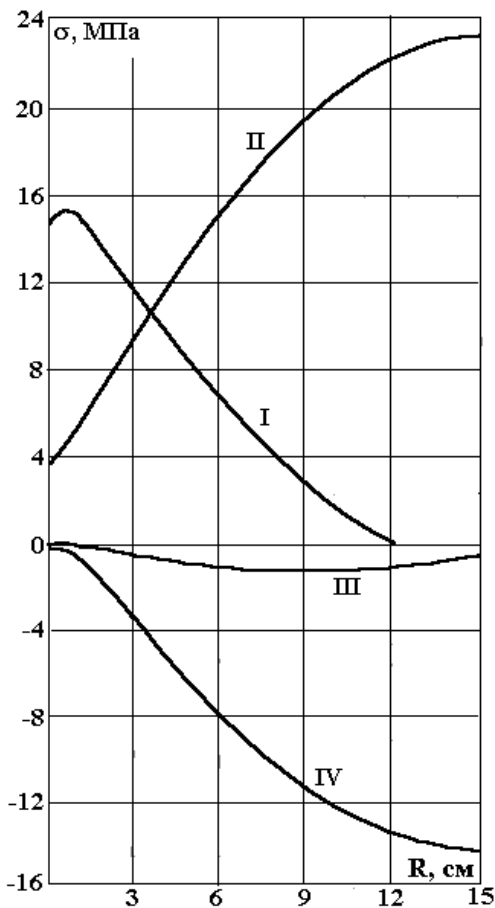


Рис. 1. Распределение напряжений по длине тела для моментов времени, мс:  
I – 0,015; II – 0,037; III – 0,054; IV – 0,073.

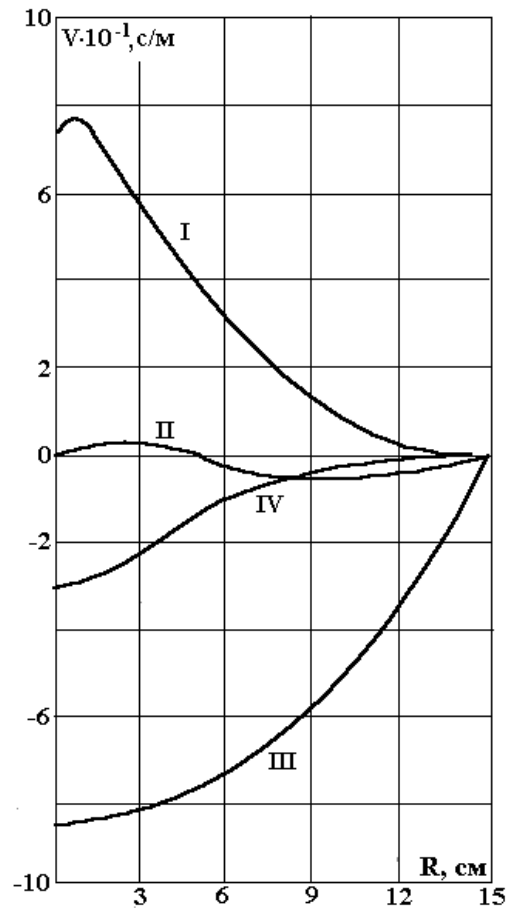


Рис. 2. Распределение волновой скорости по длине тела для моментов времени  
I – IV – см. рис. 1.

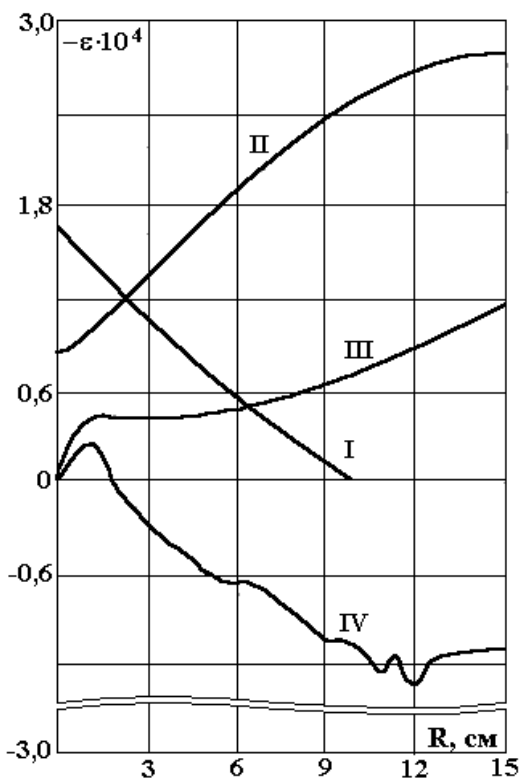


Рис. 3. Распределение относительной деформации по длине тела для моментов времени:  
I – IV – см. рис. 1.

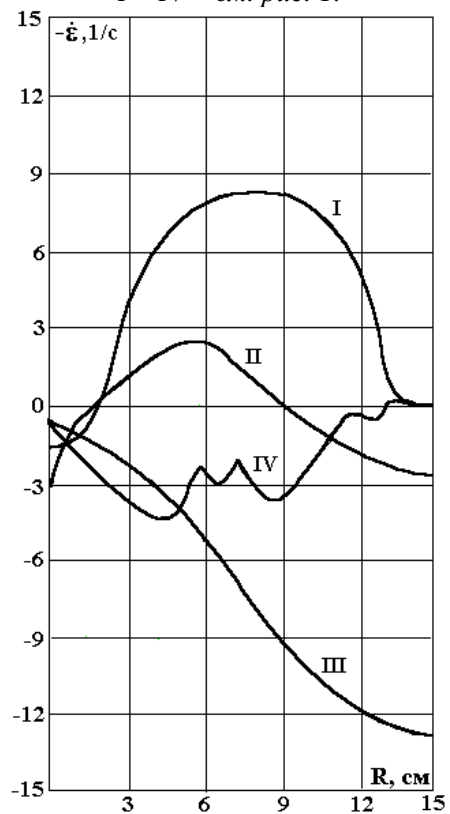


Рис. 4. Распределение скорости деформации по длине тела для моментов времени:  
I – IV – см. рис. 1.



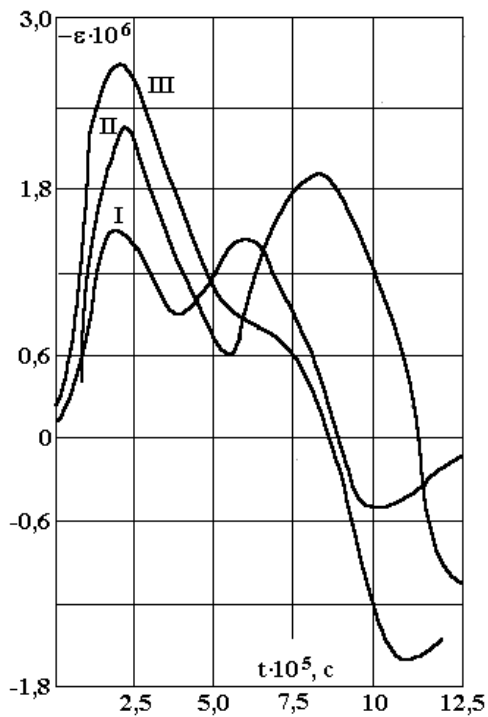


Рис. 5. Распределение относительной деформации по длине тела для момента времени 0,07 мс при различной прочности бетона, МПа: I – 200; II – 150; III – 100.

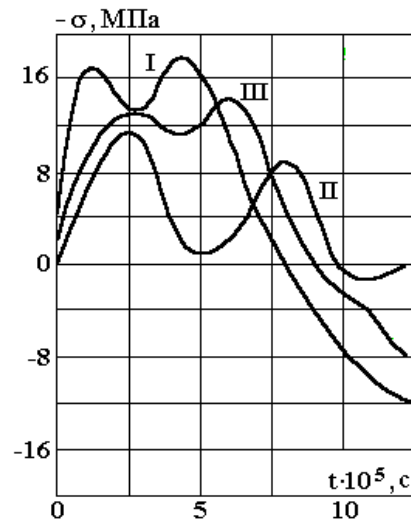


Рис. 6. Зависимость напряжений во времени для различных  $r$  и  $R_c$ .

Разрушение было зафиксировано только для  $R_c = 50$  МПа;  $\varepsilon_+^{(3)}, \varepsilon_+^{(2)}$  равнялись  $0,458 \cdot 10^{-4}$ ,  $0,773 \cdot 10^{-4}$ . Изменилось место, в котором деформация растяжения достигает своего максимального значения. Если в первом случае для закрепленного конца оно находилось около правого края, то во втором – в середине образца.

Расчеты проводились и для случая, когда поведение правого края образца моделировалось условием  $U_x \cdot a + U_t = 0$ , которое физически задает силу, препятствующую движению тела и пропорциональное скорости тела. Коэффициент  $a$  зависит от модуля упругости тела, площади его поперечного сечения и других механических характеристик. Для  $R_c = 100$  МПа было рассчитано несколько вариантов. Для  $a = 1000$  откола в образце не произошло,  $\varepsilon_+ = 0,121 \cdot 10^{-3}$ ,  $\varepsilon_- = -0,270 \cdot 10^{-3}$ , а при  $a = 300$ , то есть в случае более близком к условию жесткого закрепления ( $a = 0$ ), разрушение наступает.

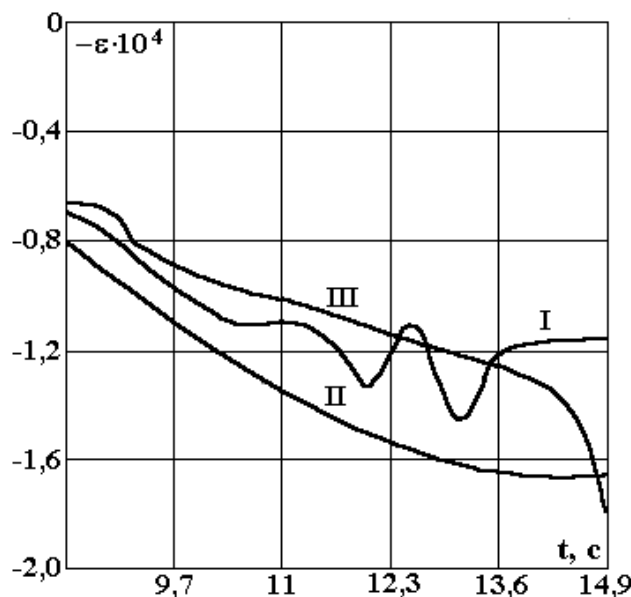


Рис. 7. Зависимость относительной деформации по глубине воздействия волны давления: I – 0,15 м, 50 МПа; II – 0,15 м, 150 МПа; III – 0,28 м, 150 МПа.

На рис. 6 приведена зависимость напряжения  $\sigma(r, t)$  от времени при  $r = 0,06$  м,  $R_c^{(1)} = 150$  МПа, и при  $r = 0,225$  м при двух значениях прочностей  $R_c^{(1)} = 150$ ,  $R_c^{(2)} = 50$  МПа. Из сравнения кривых 1, 2 видна роль вязкости; хотя решается плоская задача, есть затухание начального возмущения. Характерные “подъемы” напряжения на всех трех графиках связаны с приходом отраженной волны от правого края. Поскольку скорость звука в первом варианте больше, чем во втором, то изменение всех параметров при  $R_c^{(1)}$  происходят интенсивнее.

Те же замечания верны и для рис. 7, где представлено изменение  $\varepsilon(r, t)$  при  $r = 0,15$ ,  $R_c^{(1)} = 50$  МПа,  $R_c^{(2)} = 150$  МПа;  $r = 0,28$  м,  $R_c^{(2)} = 150$  МПа. Кривая 1 первоначально идет выше кривой 2, так как при меньшей прочности получают большие деформации. Поведение кривой 3 обусловлено близким расположением закрепленного правого конца. Здесь сначала происходит значительное сжатие тела, а затем формируется отраженная волна растяжения.

Начало отсчета на обоих рисунках для каждой тройки кривых совмещено.

### Выводы

В результате теоретического анализа в одномерном приближении отслежено влияние основных входных параметров импульса давления на волновой процесс в бетоне, моделирующем ТСМ, и получить подробное описание его поведения до начала разрушения. Полученные результаты допускают ясное физическое толкование.

Реальное разрушение будет происходить при неоднократном малоцикловом нагружении объекта воздействия. Практически это означает, что тело станет разрушаться относительно медленно, поэтапно, как бы с накоплением отдельных микроразрушений, постепенно перерастающих в макроразрушения. Предел прочности бетона при таких нагрузках уменьшается, **причем уменьшение зависит от числа циклов нагрузки-разгрузки** и асимметрии цикла  $\rho$  (здесь  $\rho = \sigma_{min}/\sigma_{max}$ ). Поэтому при создании электровзрывных рабочих органов разрушения ТСМ в объекте “Укрытие” необходимо рассмотреть вопросы обеспечения их работы в режимах, связанных с обеспечением способа общего разрушения через накопление микро- и миллиразрушений.

Отметим, что пока остались детально не рассмотренными вопросы о влиянии трещиноватости объекта на его прочность, хотя по экспериментальным данным, описанным далее, она играет важную роль при расчете волн напряжения и оказывает большое влияние на параметры дробления. Ситуация усугубляется особенностями работы бетона, для которого отсутствуют надежные данные о его поведении при многоосном нагружении (особенно при динамических нагрузках).

Именно поэтому существенной становится роль последующих экспериментальных исследований, предшествующих НИОКР.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Барьяхтар В.Г., Иванов А.И., Ключников А.А., Краснов В.А. Об основных аспектах стратегии создания робототехнических комплексов для преобразования объекта “Укрытие” // Научно-технический сборник “Проблемы Чернобыля”. Вып. 1. Чернобыль, НАН Украины, 1997. С. 7–10.
2. Щербин В.Н. Безопасность объекта “Укрытие”. Там же. С. 68–75.
3. Гаврилов Г.Н., Горovenko Г.Г., Малюшевский П.П., Рябинин А.Г. Разрядно-импульсные технологии обработки минеральных сред. Киев, 1979.
4. Никифоровский В.С., Шемякин Е.И. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск, 1979.
5. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
6. Нелинейные волновые процессы / Под ред. В.Н. Николаевского. М., 1987.
7. Гердюков Н.Н., Иоилев А.Г., Новиков С.А. Исследование распространения сферической взрывной волны по песчаному грунту // ПМТФ. 1993. № 2. С. 10–11.
8. Никифоровский В.С., Шемякин Е.И. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск, 1979.
9. Кузьмина В.С., Кукуджанов В.Н. К моделированию откольного разрушения при соударении пластин // МТТ. 1986. № 3. С. 99–104.
10. Грушко А.И. Исследование откола как процесса образования микропор // МТТ. 1978. № 5. С. 132–140.
11. Грушко А.И., Нешеретов И.И. О кинетическом подходе к разрушению горных пород // МТТ. 1986. № 6. С. 140–146.
12. Основы теории и методы взрывного дробления горных пород / Под ред. В. Комира. Киев, 1979.

13. Волков И.А. Численное исследование откольного разрушения при ударно-волновом нагружении // Физика горения и взрыва. 1992. № 1. С. 98–105.
14. Нелинейные волновые процессы / Под. ред. В.Н. Николаевского. М., 1987.
15. Рыков Г.В., Обледов В.П., Майоров Е.Ю. и др. Экспериментальное исследование процессов деформирования и разрушения бетонов при интенсивных динамических нагрузках // Строительная механика и расчет сооружений. 1988. № 5. С. 54–59.
16. Рыков Г.В., Скобеев А.М. Измерение напряжений в грунтах при кратковременных нагрузках. М., 1978.
17. Рыков Г.В., Обледов В.П., Абрамкина В.Т. и др. Механические характеристики бетонов с учетом их разрушения при кратковременных динамических нагрузках // Строительная механика и расчет сооружений. 1989. № 4. С. 31–34.
18. Рыков Г.В., Свиридов Н.В., Майоров Е.Ю. и др. Механические характеристики особо прочных цементных бетонов при кратковременных динамических нагрузках // Строительная механика и расчет сооружений. 1991. № 3. С. 45–52.
19. Котляревский В.А. и др. Убежища гражданской обороны. Конструкция и расчет. М., 1989.

*Поступила 22.08.01*

### **Summary**

In work the theoretical analysis of conditions in which electric explosion should be reproduced at use in object "Shelter" for destruction and crushing of fuel-bearing weights is carried out. It is shown, that lavas and concrete weights covering them at multipulse electrodigit influence can be gradually destroyed due to accumulation of microdestructions. Such way of destruction and crushing new materials in emergency 4-th block CHNES can be attributed to sparing, that is safe for the building designs damaged by explosion at the moment of failure.

---

M. Russu, N. Jula, G. Marina

### ISSUES UPON MATERIAL NON-REVERSIBLE DEFORMATION THROUGH ELECTROMAGNETIC FIELD WITH APPLICATIONS IN AMMUNITION ASSEMBLY

*Military Technical Academy,  
B-dul. George Cosbuc, 81-83, Sector 5, Bucuresti, Romania*

#### 1. General considerations

In the process of ammunition assembly, the main operation is the mounting of the shell in its casing; this process highly determines the quality of the final product, not only from the dimensions point of view, but from the ammunition precision also.

From the dimension point of view, large mounting tolerances drive to difficult barrel shell insertion or even shell rejection.

The value and the stability of the coupling force in the process of shell manufacturing are paramount in obtaining optimal pressure inside the weapon. This inner pressure is the most important factor that determines the interior and exterior ballistic of the weapon, thus the precision.

The value of the coupling force obtained through non-reversible deformation in electromagnetic field was determined experimental, by measuring the force necessary to extract the shell from its casing.

Currently, for 14,5x114 mm infantry ammunition, a large range of coupling forces are permitted in the assembly process (150 – 600 kgf).

This large range is due to different particularities of the classic mechanical assembly technologies, which use moving parts, in direct contact with the ammunition.

The non-reversible deformation in electromagnetic field technology drives to an increase of dimension standard and quality (eliminating the discontinuities of the mechanical assembly processes) of the ammunition, as well as to a decrease of the range of the coupling forces needed, hence to an increase of the overall ammunition quality and precision.

#### 2. THEORETICAL ISSUES UPON FORCE DETERMINATION IN ELECTROMAGNETIC FIELD

For calculating the forces in the ammunition assembly process through electromagnetic field, we start from the expressions of the volume density of the electric force  $\bar{f}_e$  and the volume density of the magnetic force  $\bar{f}_m$ . The determination of above-mentioned forces was made assuming linear conditions and neglecting permanent magnetization and permanent electric polarization.

As well as in the Maxwell-Hertz macroscopic electromagnetic theory, we consider corps with continuous spatial distribution, the mass density  $\gamma$  being a continuous function of point and time:

$$\gamma = \gamma(\bar{r}, t). \quad (1)$$

For non-homogenous medium the electric permittivity  $\varepsilon$  and magnetic permeability  $\mu$  are considered point and its subsequent mass density, hence:

$$\varepsilon = \varepsilon(\bar{r}, \gamma), \quad (2)$$

$$\mu = \mu(\bar{r}, \gamma). \quad (3)$$

For the determination of the volume density of the electric force  $\bar{f}_e$  and the volume density of the magnetic force  $\bar{f}_m$  we use the law of energy conservation for an elementary transformation of the corps system and the electromagnetic field in the volume V, bordered by the surface  $\Sigma$ .

The decrease of the electromagnetic field energy equals the sum of electromagnetic energy transferred in conductors (by electric conduction process) and the developed mechanic energy:

$$-\frac{dW}{dt} = P_j + P_m, \quad (4)$$

Where:  $W$  is the electromagnetic field energy,  $P_j$  the electric conduction process power,  $P_m$  mechanical transformed power.

Based on the theorem of electromagnetic energy and the law of energy transformation in the electric conduction process [1],  $W$  and  $P_j$  can be written:

$$W = \int_V \left( \frac{\bar{E} \cdot \bar{D}}{2} + \frac{\bar{H} \cdot \bar{B}}{2} \right) dV, \quad (5)$$

$$P_j = \int_V \bar{E} \cdot \bar{J} dV, \quad (6)$$

Where:  $\bar{E}$  is the electric field intensity vector,  $\bar{D}$  electric induction vector,  $\bar{H}$  magnetic field intensity vector,  $\bar{B}$  magnetic induction vector,  $\bar{J}$  conduction electric current density and  $dV$  volume element.

The expression of mechanical power  $P_m$  depending on the force density  $\bar{f}$  and velocity  $\bar{v}$ :

$$P_m = \int_V \bar{f} \cdot \bar{v} \cdot dV. \quad (7)$$

Introducing (5), (6) and (7) in relation (4), we have:

$$-\int_V \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\bar{E} \cdot \bar{D}}{2} + \frac{\bar{H} \cdot \bar{B}}{2} \right) dV = \int_V \bar{E} \cdot \bar{J} dV + \int_V \bar{f} \cdot \bar{v} dV. \quad (8)$$

For the determination of the volume density of the electric force  $\bar{f}_e$  and the volume density of the magnetic force,  $\bar{f}_m$  we use the local forms of the electromagnetic induction law and magnetic circuit law, given by [1]:

$$\text{rot } \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} + \text{rot}(\bar{v} \times \bar{B}), \quad (9)$$

$$\text{rot } \bar{H} = \bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \rho_v \cdot \bar{v} + \text{rot}(\bar{D} \times \bar{v}), \quad (10)$$

Where  $\rho_v$  is the volume density of electrical charge.

The local derivative of volume density of electrical charge is:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\bar{E} \cdot \bar{D}}{2} \right) &= \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{D^2}{2\varepsilon} \right) = \frac{D^2}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\varepsilon} \right) + \frac{\bar{D}}{\varepsilon} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \\ &= -\frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (11)$$

The local derivative of electric permittivity is obtained by time derivation of function  $\varepsilon(\bar{r}, \gamma)$  [2]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{v} \cdot \text{grad } \varepsilon. \quad (12)$$

Thus:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{v} \cdot \text{grad } \varepsilon. \quad (13)$$

If the time derivative of  $\varepsilon$  is written by use of mass density, we have:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \cdot \frac{d\gamma}{dt}. \quad (14)$$

Replacing (14) in (13), we have:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \cdot \frac{d\gamma}{dt} - \bar{v} \cdot \text{grad } \varepsilon. \quad (15)$$

Considering the definition of substantial derivative of volume integral of a scalar field  $\alpha(\bar{r}, t)$  [1, 2]:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{\Sigma}} \alpha dV = \int_{V_{\Sigma}} \left[ \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \text{div}(\alpha \cdot \bar{v}) \right] dV, \quad (16)$$

We will obtain the following relation:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{v} \cdot \text{grad} \varepsilon = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{v} \text{grad} \varepsilon + \varepsilon \text{div} \bar{v} - \varepsilon \text{div} \bar{v} = \\ &= \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \text{div}(\bar{v} \cdot \varepsilon) - \varepsilon \text{div} \bar{v}. \end{aligned} \quad (17)$$

Hence, the mass density derivative can be expressed similar to (17):

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \text{div}(\bar{v} \cdot \gamma) - \gamma \cdot \text{div} \bar{v}. \quad (18)$$

Through non-reversible deformation through electromagnetic field technological process, the part suffers a geometric modification; their mass remaining unchanged.

If we consider mass written as:

$$m = \int_V \gamma dV = \text{constant},$$

Thus, based on the mass conservation law, the substantial derivative of the volume integral for the mass density is zero. Further on, based on (16), we have:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \text{div}(\bar{v} \gamma) = 0. \quad (19)$$

Replacing (18) and (19) in (15), we have:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{d\varepsilon}{d\gamma} \cdot \gamma \cdot \text{div} \bar{v} - \bar{v} \cdot \text{grad} \varepsilon. \quad (20)$$

Introducing (20) in (11), we will have the electric energy volume density:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\bar{E} \cdot \bar{D}}{2} \right) = \frac{1}{2} \cdot E^2 \cdot \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \cdot \gamma \cdot \text{div} \bar{v} + \frac{1}{2} E^2 \bar{v} \text{grad} \varepsilon + \bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}, \quad (21)$$

Or:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\bar{E} \cdot \bar{D}}{2} \right) &= \frac{1}{2} \cdot \text{div} \left( E^2 \cdot \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \cdot \gamma \cdot \bar{v} \right) - \frac{1}{2} \cdot \bar{v} \cdot \text{grad} \left( E^2 \cdot \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \cdot \gamma \right) + \\ &+ \frac{1}{2} \cdot \bar{v} \cdot E^2 \cdot \text{grad} \varepsilon + \bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (22)$$

Using the same algorithm for the magnetic field, described by vectors  $\bar{B}$  and  $\bar{H}$  we obtain the local derivative for the volume density of the magnetic energy:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\bar{H} \cdot \bar{B}}{2} \right) &= \frac{1}{2} \text{div} \left( H^2 \frac{d\mu}{d\gamma} \cdot \gamma \cdot \bar{v} \right) - \frac{1}{2} \bar{v} \text{grad} \left( H^2 \frac{d\mu}{d\gamma} \cdot \gamma \right) + \\ &+ \frac{1}{2} \bar{v} H^2 \text{grad} \mu + \bar{H} \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (23)$$

Further on, we calculate the first term on the right of the above relation, for the power equation (8); the mentioned term represents the conductive electric process power.

In the power density relation  $\bar{E} \cdot \bar{J}$  the last term (conductive current density) is substituted from relation (10) and the result is:

$$\bar{E} \cdot \bar{J} = \bar{E} \cdot \text{rot} \bar{H} - \bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} - \bar{v} \cdot \rho_v \cdot \bar{E} - \bar{E} \cdot \text{rot}(\bar{D} \times \bar{v}). \quad (24)$$

After several iterations for the terms of (24), we obtain [3] the following:

$$\bar{E} \cdot \text{rot} \bar{H} = \text{div}(\bar{H} \times \bar{E}) + \bar{H} \cdot \text{rot} \bar{E}. \quad (25)$$

Moreover, taking into account (9) we have:

$$\bar{E} \cdot \text{rot} \bar{H} = \text{div}(\bar{H} \times \bar{E}) - \bar{H} \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \bar{H} \cdot \text{rot}(\bar{B} \times \bar{v}). \quad (26)$$

From the last term of (26) we have:

$$\begin{aligned}\bar{H} \cdot \text{rot}(\bar{B} \times \bar{v}) &= \text{div}[(\bar{B} \times \bar{v}) \times \bar{H}] + (\bar{B} \times \bar{v}) \times \text{rot}\bar{H} = \\ &= \text{div}[(\bar{B} \times \bar{v}) \times \bar{H}] - \bar{v}(\bar{B} \times \text{rot}\bar{H}).\end{aligned}\quad (27)$$

Taking the same steps for the last term of (24), we have:

$$\bar{E} \cdot \text{rot}(\bar{D} \times \bar{v}) = \text{div}[(\bar{D} \times \bar{v}) \times \bar{E}] - \bar{v}(\bar{D} \times \text{rot}\bar{E}).\quad (28)$$

Introducing (26), (27) and (28) in relation (24), we have:

$$\begin{aligned}\bar{E} \cdot \bar{J} &= \text{div}(\bar{H} \times \bar{E}) - \bar{H} \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \text{div}[(\bar{B} \times \bar{v}) \times \bar{H}] + \bar{v}(\bar{B} \times \text{rot}\bar{H}) - \\ &- \bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} - \bar{v} \cdot \rho_v \bar{E} - \text{div}[(\bar{D} \times \bar{v}) \times \bar{E}] + \bar{v}(\bar{D} \times \text{rot}\bar{E}).\end{aligned}\quad (29)$$

Based on (22), (23) and (29) the relation (8) we have the expression of the mechanical transformed power:

$$\begin{aligned}P_m &= \int_V \bar{f} \cdot \bar{v} dV = - \int_V \left\{ \frac{1}{2} \bar{v} \cdot E^2 \text{grad}\varepsilon - \frac{1}{2} \bar{v} \text{grad} \left( E^2 \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \cdot \gamma \right) + \bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \right. \\ &+ \frac{1}{2} \bar{v} \cdot H^2 \text{grad}\mu - \frac{1}{2} \bar{v} \text{grad} \left( H^2 \frac{d\mu}{d\gamma} \cdot \gamma \right) + \bar{H} \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \\ &- \bar{H} \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} + \bar{v}(\bar{B} \times \text{rot}\bar{H}) - \bar{E} \cdot \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} - \bar{v} \cdot \rho_v \bar{E} + \bar{v}(\bar{D} \times \text{rot}\bar{E}) \left. \right\} dV - \\ &- \int_{\Sigma} \left\{ \frac{1}{2} E^2 \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \cdot \gamma \cdot \bar{v} + \frac{1}{2} \cdot H^2 \frac{d\mu}{d\gamma} \cdot \gamma \cdot \bar{v} - \bar{H} \times \bar{E} - (\bar{B} \times \bar{v}) \times \bar{H} - (\bar{D} \times \bar{v}) \times \bar{E} \right\} d\bar{A}.\end{aligned}\quad (30)$$

Where  $\Sigma$  is the bordering surface of  $V$ , and  $d\bar{A}$  is the surface element of  $\Sigma$ .

The integral on surface  $\Sigma$  from (30) was obtained from the terms for which the divergence from (22), (23) and (29) was calculated through Gauss-Ostrogradski theorem.

If in (30) we separate the two additive terms that represent  $\bar{f}_e$  and  $\bar{f}_m$ , thus:

$$\bar{f}_e = \rho_v \cdot \bar{E} - \frac{1}{2} \cdot E^2 \text{grad}\varepsilon + \frac{1}{2} \text{grad} \left( E^2 \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \gamma \right) - \bar{D} \times \text{rot}\bar{E}.\quad (31)$$

And

$$\bar{f}_m = -\frac{1}{2} H^2 \text{grad}\mu + \frac{1}{2} \text{grad} \left( H^2 \frac{d\mu}{d\gamma} \gamma \right) - \bar{B} \times \text{rot}\bar{H}.\quad (32)$$

The terms in relation (31) and (32) represent various action forms of the electromagnetic field towards corpus:  $\rho_v \cdot \bar{E}$  - The density of the force exercised towards the volume element of the electrical

charged corpus (where the volume density of the electric charge is  $\rho_v$ ), situated in the field  $\bar{E}$ ;  $\frac{1}{2} E^2 \text{grad}\varepsilon$  -

The density of the force determined by the non-homogenous electric permittivity of the corpus;  $\frac{1}{2} H^2 \text{grad}\mu$  -

The density of the force determined by the non-homogenous electric permeability of the corpus;

$\frac{1}{2} \text{grad} \left( E^2 \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \gamma \right)$  - The density of the electric friction force determined by the variation of electric

permittivity function of the corpus density;  $\frac{1}{2} \text{grad} \left( H^2 \frac{d\mu}{d\gamma} \gamma \right)$  - The density of the magnetic friction force

determined by the variation of magnetic permeability function of the corpus density.

Due to the fact that almost all shell casing (all ammunition types) are metal-based or metal made, the only term that counts in (31) and (32) is the magnetic one - the magnetic force density.

If in (32) we take in consideration the local form of the electromagnetic induction from (10), in the particular case of zero velocity  $\bar{v} = \bar{0}$ , (the situation of ammunition assembly process), than, the magnetic force density is:

$$\bar{f}_m = \bar{J} \cdot \bar{B} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \times \bar{B} - \frac{1}{2} H^2 \text{grad} \mu + \frac{1}{2} \text{grad} \left( H^2 \frac{d\mu}{d\gamma} \cdot \gamma \right). \quad (33)$$

The magnetic force density has to be regarded as an equivalent density, the experimental observable factor being the total force that interacts towards the corpus:

$$\bar{F} = \int_{V_c} \bar{f}_m \cdot dV. \quad (34)$$

Where  $V_c$  represents the corpus volume.

The actual determination of force  $\bar{F}$ , based on (34) requests the knowledge of the variation mode of the electric current intensity within the discharging circuit and of the electric induction.

### 3. THE BLOCK DIAGRAM OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD NON-REVERSIBLE DEFORMATION EQUIPMENT

The block diagram of the electromagnetic field non-reversible deformation equipment is depicted by fig. 1.

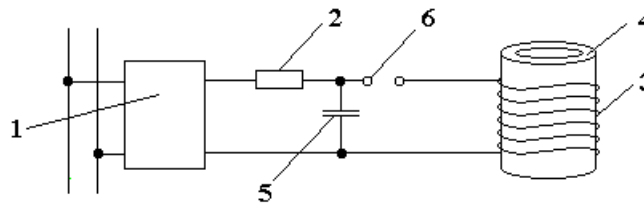


Fig. 1. The block diagram of the electromagnetic field non-reversible deformation equipment.

The notations in figure 1 are:

1 – electrical power source, 2 – resistor, 3 – inductance with the magnetic field concentrator, 4 – subject part, 5 – condenser battery, 6 – breaker.

The magnetic field concentrator provides high values of magnetic field in the deformation area. The role of these components is emphasized by the inductance-concentrator assembly – fig. 2.

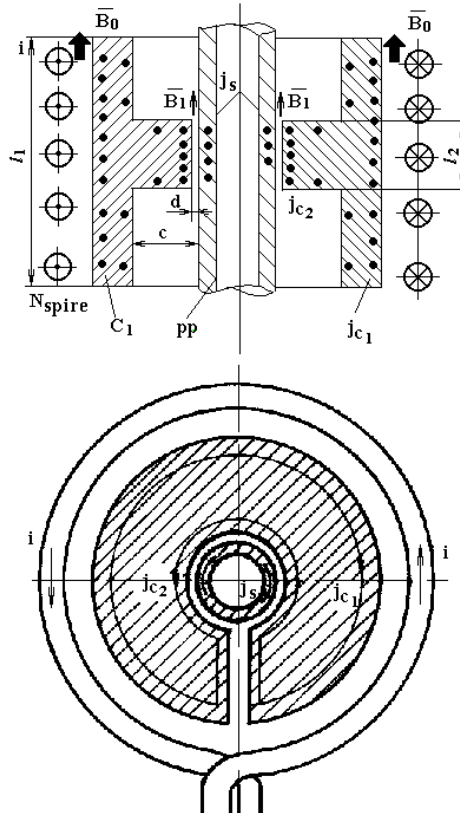


Fig. 2. The inductance and the field concentrator.



Figure 2,a presents a section through the inductance and the field concentrator, and figure 2,b presents the upper view of the assembly.

The discharge of the condenser battery on the inductance (that is made of N spire traveled by the current  $i(t)$ ) an axial time variable magnetic field  $B_0(t)$  is produced. The high frequency magnetic field  $B_0(t)$  enters the concentrator  $C_t$  and determines the apparition of a superficial linear current density  $J_{C_1}$  in opposite direction with the inductance current.

Due to the slot that interrupts the field concentrator continuity, the  $J_{C_1}$  density current cannot close through this area, thus it will be forced to close through the inner surface of the concentrator, especially in the boundary zone, where it will generate the current density  $J_{C_2}$ .

Due to the inner smaller height  $l_2$  (compared to the outer height  $l_1$ ), the inner current density  $J_{C_2}$  will be greater than the outer current density  $J_{C_1}$ .

Thus, the magnetic induction at the part surface (in the non-reversible deformation area) increases, hence  $B_1 > B_0$ . The time variable magnetic induction  $B_1(t)$  drives to superficial distributed circular currents of density  $J_s$ . The determination of the magnetic field spectrum in the concentrator area can be performed using the complex representation and the Schwartz-Cristoffel method [1, 4].

The basic materials used for field concentrator manufacture have to have low electric resistance and high mechanic stiffness, thus some special alloys will be used: Cu-Be, Cu-Mb or Cu-Cr.

For the determination of electric current intensity within the discharging circuit, we use the equivalent schematic of the circuit, as shown in fig. 3.

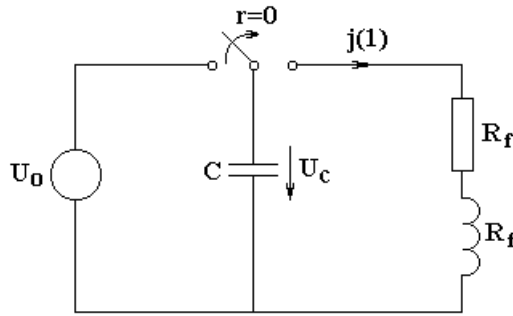


Fig. 3. The equivalent schematic of the discharging circuit.

Where:  $R_c, L_c$  concentrator reported resistance and inductance,  $R_e, L_e$  equivalent resistance and inductance of the current ways, condenser battery and switching devices.

The condenser  $C$ , charged by voltage  $U_0$  from the power supply is coupled at  $t=0$  on the discharging circuit. The resistance and inductance of the serial circuit are  $R_t$  and  $L_t$ , and can be written:

$$R_t = R_c + R_e; \quad L_t = L_c + L_e. \quad (35)$$

The current intensity  $i(t)$  in the transient regime through the discharging circuit will be determined by solving the circuit equations:

$$L_t \frac{di}{dt} + R_t i - u_c = 0, \quad (36)$$

$$i = -C \frac{du_c}{dt}. \quad (37)$$

Eliminating in (36) and (37) the term  $i(t)$  we obtain a second order differential equation:

$$L_t \cdot C \frac{d^2 U_c}{dt^2} + R_t \cdot C \frac{dU_c}{dt} + U_c = 0. \quad (38)$$

With the general solution:

$$U_c(t) = A e^{p_1 t} + B \cdot e^{p_2 t}. \quad (39)$$

The parameters  $p_1$  and  $p_2$  are the characteristic equation roots:

$$L_t \cdot C p^2 + R_t C p + 1 = 0, \quad (40)$$

Thus:

$$p_{1,2} = -\delta \pm \beta \text{ Where } \delta = \frac{R_t}{2L_t} \text{ and } \beta = \pm \sqrt{\left(\frac{R_t}{2L_t}\right)^2 - \frac{1}{L_t C}}. \quad (41)$$

The constants  $A$  and  $B$  from (39) are to be determined from initial conditions, based on switching laws [5, 6].

$$i(0_+) = i(0_-) = 0, \quad (42)$$

$$U_c(0_+) = U_c(0_-) = U_0. \quad (43)$$

Hence, we obtain the condenser voltage:

$$U_c(t) = U_0 e^{-\delta t} \left( \text{ch}\beta t + \frac{\delta}{\beta} \text{sh}\beta t \right). \quad (44)$$

The following relation gives the current intensity in the discharging circuit:

$$i(t) = \frac{U_0}{\beta L_t} \cdot e^{-\delta t} \text{sh}\beta t, \quad (45)$$

For which, depending on the discharging circuit parameters we can have various regimes:

a. Non-periodic regime, for  $R_t > \sqrt{\frac{L_t}{C}}$ , when the function  $i(t)$  is given analytical by (45) and is graphical represented in fig. 4.a.

b. The non-periodic critical regime for  $R_t = 2\sqrt{\frac{L_t}{C}}$ . In this case  $\beta = 0$  and the current  $i(t)$  is:

$$i(t) = \lim_{\beta \rightarrow 0} \frac{U_0}{\beta L_t} \cdot e^{-\delta t} \text{sh}\beta t = \frac{U_0}{L_t} \cdot t \cdot e^{-\delta t}. \quad (46)$$

The time variation of the current for non-periodic regime is presented in fig. 4b.

c. The damped oscillating regime, for  $R_t < 2\sqrt{\frac{L_t}{C}}$ .

In this case, we make the following notations:

$$\beta = j\omega; \quad \omega = \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{R_t}{2\sqrt{\frac{L_t}{C}}}\right)^2}; \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_t \cdot C}}, \quad (47)$$

Resulting for the current  $i(t)$  the analytical expression:

$$i(t) = \frac{U_0}{\omega L_t} \cdot e^{-\delta t} \sin \omega t, \quad (48)$$

Whom graphical representation is shown in fig. 4.c.

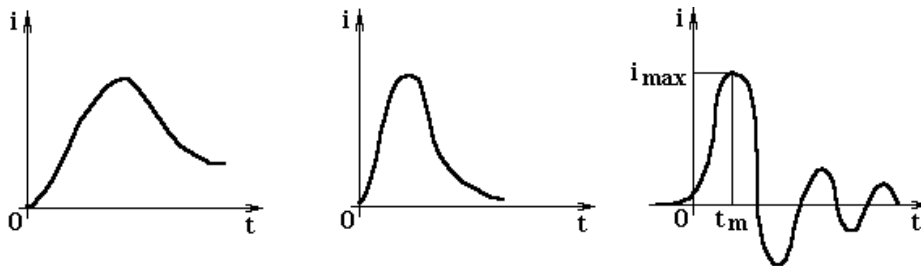


Fig. 4. Variation modes of the discharging current.

From the above described regimes  $a$ ,  $b$  and  $c$ , the last is interesting from the electromagnetic field ammunition assembly point-of-view.

The maximum of the first current alternation  $t_m$ , is obtained from the condition:

$$\frac{di}{dt} = 0. \quad (49)$$

Hence:

$$-\delta \cdot e^{-\delta t} \sin \omega t + \omega e^{-\delta t} \cos \omega t = 0, \quad (50)$$

Solving the equation with respect to time, we have:

$$t_m = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \left( \frac{\omega}{\delta} \right). \quad (51)$$

The corresponding maximum value of the current intensity is obtained by substituting time  $t_m$  given by (51) in relation (48) and resulting:

$$I_{\max} = \frac{U_0}{L_t \sqrt{\omega^2 + \delta^2}} \cdot e^{-\delta t_m}. \quad (52)$$

The oscillating current within the installation is in the range of tens of kHz. The energetic efficiency of the installation varies in the range of 10–40, decreasing with the material resistance growth. Generally, the materials able to sustain deformation through this method have to have at least 10% of the Cu electrical conductivity [7].

The installation for electromagnetic field non-reversible deformation works at a low power factor in the range of 0,1–0,6; due to the rectifier module, the installation produces a large harmonic spectrum in the power supply circuits [8], thus the need of taking limiting measures against the mentioned unwanted phenomenon.

#### 4. EXPERIMENTAL DATA AND RESULTS

The experimental data were gathered on the actual assembly process of the infantry 14,5x114 mm ammunition, mounted by use of non-reversible deformation in electromagnetic field. The geometry of the shell is depicted by figure 5.

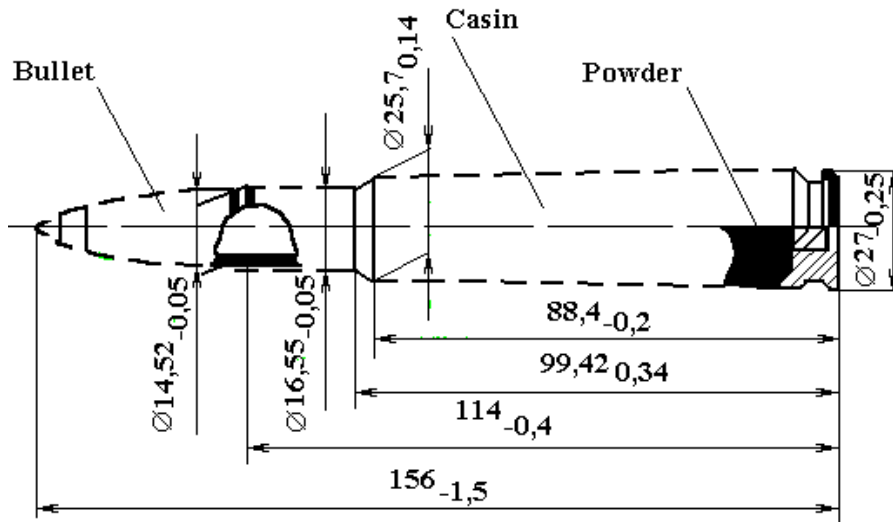


Fig. 5. The geometry of the 14,5x114 mm caliber ammunition.

The assembly process for the above ammunition consists in:

- Forced insertion of an external diameter  $\phi=14,92$  mm bullet in the casing with an inner diameter of  $\Phi = 14,88$  mm and a tube thickness of 0,7 mm on a length of 14,88 mm.
- The applying of an assembly pressure in the scope of bending the casing collar.

The power source of the experimental installation was chosen to provide  $U_0 = 4500V$ . As a quality control, procedure a whole batch of ammunition assembled through the electromagnetic process was put to pressure tests, in the goal to determine the critical shell extraction disassembly force.

The extraction force applied to the shell was increased gradually, the experimental results, including the dimensional control being depicted in table.

Probe no.	Extraction force value [kgf]	Dimensional control result
1	165	Admitted
2	256	Admitted
3	305	Admitted
4	324	Admitted
5	316	Admitted
6	319	Admitted
7	305	Admitted
8	290	Admitted
9	278	Admitted
10	253	Admitted

The dimensional control had a checklist of three items: total length of assembled ammunition, width and uniformity of deformed contour, concentricity of ammunition component axis.

The entire ammunition batch passed the test with no rejection.

Analyzing the results from table 1, we can emphasize that using this process, the extraction force needed has a lower dispersion, in the 165–324 kgf range (compared to the mechanical classic process, where the necessary force varies in the 150–600 kgf range).

The result of the above-mentioned lower range drives to a higher accuracy of the batch, when the other firing factors are constant.

## 5. CONCLUSIONS

The electromagnetic non-reversible assembly process drives to higher quality ammunition.

Initially used in the aerospace industry to assemble high-stiffness materials, the process can be extended to high-resistance ammunition manufacturing.

With no contact between the active elements and the subject part, the last preserve all performance and quality.

The pressure value used within the process can be monitored and controlled in real-time, with high accuracy and precision.

The principle and design of the installation are suitable for integration into an automated/robotic assembly line.

## BIBLIOGRAPHY

1. *Mocanu C.I.* Teoria câmpului electromagnetic. Editura Didactică și Pedagogică, București, 1981.
2. *Șabac Gh. I.* Matematici speciale. Vol. 1. Editura Didactică și Pedagogică, București, 1964.
3. *Preda M., Cristea P.* Bazele electrotehnicii. Editura Didactică și Pedagogică, București 1969.
4. *Fluerașu C.* Studiul unui concentrator de câmp pentru formarea electromagnetică. Studii și cercetări în energetică și electrotehnică. Tom. 21. Nr. 1. 1971. Pag. 145–165. București.
5. *Răduleț R.* Bazele electrotehnicii. Problema II. Editura Didactică și Pedagogică. București, 1981.
6. *Gavrilă Gh.* Bazele electrotehnicii. Teoria circuitelor electrice. Vol. II. Editura Academiei Tehnice Militare. 1991. București.
7. *Popescu M., Popescu C.* Tehnologii electrice speciale. Electrotehnologii. Litografia Institutului Politehnic București. 1988.
8. *Șora I., Golovanov N.* Electrotermie și Electrotehnologii. Vol. II, Electrotehnologii. Editura Tehnică. București, 1999.

*Received 04.03.02*

## Summary

The paper presents some theoretical and practical issues upon the non-reversible material deformation technology through electromagnetic field used in the process of shell-to-cartridge assembly in the ammunition manufacture technology. For the non-reversible material deformation technology through electromagnetic field some mathematical and theoretical considerations and demonstrations are presented, as well as interpretations upon the described phenomena. Further on, the basic block schematics for the non-reversible deformation equipment and the magnetic field concentrator are presented, followed by the experimental results obtained from the assembly process of the infantry 14,5×114 mm ammunition.

П.П. Малюшевский, В.И. Купный, С.М. Тихоненко, А.Я. Горелик, М.В. Жирнов, А.Д. Кравченко, А.Д. Блащенко, И.Р. Хомяк, Е.П. Афиногенов, А.Ф. Атрошенко

## **РАЗРЯДНО-ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ МАСС ИЗ ОБЪЕКТА “УКРЫТИЕ”. ЧАСТЬ II (Электроразрядный генератор упругих колебаний. I вариант)**

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
просп. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина,  
Объект “Укрытие Чернобыльская атомная электростанция,  
г. Славутич Киевской обл., 255190, Украина*

Существует важное требование, по которому работоспособность технологий и технических решений по разборке, первичной переработке, транспортировке и временному хранению ядерного топлива и радиоактивных веществ в условиях объекта "Укрытие" (ОУ) **должны быть подтверждены результатами испытаний в этих или эквивалентных условиях**; используемые технологии и технические решения должны быть совместимы с конструкцией преобразованного объекта "Укрытие".

Ранее была предложена технология разрушения ТСМ и бетонов в ОУ с использованием обычной буро-взрывной и механической технологии, что неприемлемо из-за опасности большого пылеобразования и опасного нагружения полуразрушенных конструкций четвертого блока ЧАЭС.

В соответствии с вышеизложенным задачи наших исследований состояли в создании разрядно-импульсной технологии разрушения ТСМ и специализированного по условиям ОУ оборудования, реализующего ее; технические решения по разборке объекта "Укрытие" должны были включать работы по макетированию и отработке технологий разборки, кондиционирования и транспортировки удаляемых материалов, конструкций и ТСМ.

Очевидны ограничения, накладываемые на выполняемые исследования и разработки:

- системы и оборудование должны быть относительно малогабаритными, но с большим показателем энерговооруженности (энергия на единицу веса);
- системы и оборудование должны использовать форму выделения энергии для разрушения ТСМ и энергетические параметры такие, чтобы, выполняя основные операции, не инициировать дальнейшее общее разрушение аварийного здания четвертого блока ЧАЭС;
- системы и оборудование должны сохранять долговременную работоспособность в условиях экстремально высокого уровня радиации;
- системы и оборудование должны быть в принципе совместимы в составе дистанционно-управляемого агрегатного комплекса, создаваемого другими исполнителями;
- разрядно-импульсная технология разрушения ТСМ должна быть предельно минимизирована по использованию воды и дополнительному пылеобразованию.

### **Принципы, положенные в основу создаваемого оборудования**

Современная теория хрупкого разрушения допускает, что в реальных твердых телах всегда имеется много трещин. При приложении внешней нагрузки достаточной величины, например, так, как это изложено в первой части статьи, трещины начинают развиваться, достигая поверхности и приводя к разрушению тела, или же достигнув определенной величины, прекращают рост вместе с прекращением роста нагрузки. В твердом теле будут возникать напряжения сжатия, растяжения, касательные и тангенциальные, характеризующие распространение продольной и поперечной волн со сложной формой волнового фронта.

---

© Малюшевский П.П., Купный В.И., Тихоненко С.М., Горелик А.Я., Жирнов М.В., Кравченко А.Д., Блащенко А.Д., Хомяк И.Р., Афиногенов Е.П., Атрошенко А.Ф., Электронная обработка материалов, 2002, № 3, С. 62–75.

Практически там же предложен прием преодоления такого ограничения. Динамические нагрузки должны следовать одна за другой, нарастая от 0 до максимума и снова падая до 0 при каждом импульсе, то есть при каждом новом нагружении рост уже существующих трещин возобновляется и появляются новые трещины во вновь ослабленных местах. Идет процесс накопления объемов разрушения в толще материала.

Таким образом, импульсные возмущения от электрических взрывов в электроразрядном генераторе упругих колебаний (ЭРГУК) следует передавать в толщу лав и бетонов объекта “Укрытие” в щадящем режиме – напряжения, генерируемые каждым импульсом в некоторой области этой толщи, должны превышать предел прочности материала, поддерживая рост трещин на некоторое безопасное расстояние, а последовательностью импульсов постепенно расширять зону разрушения так, чтобы она не смогла перебраться в аварийные конструкции ОУ. Очевидно, что эти действия в виде последовательности электровзрывных ударов должны производиться локально с одной установки вплоть до разрушения заданной толщи материала. После такого полного локального разрушения ЭРГУК должен быть переставлен на новое место, где последовательность воздействий должна повториться.

Новое – хорошо забытое старое. При внимательном рассмотрении в такой работе ЭРГУК можно разглядеть принцип стенобитной машины наших предков.

Характерная особенность этого ЭРГУК, в отличие от широко известных [1] – замена упругого элемента (мембраны) массивной плитой с внутренней (со стороны электрического разряда) выемкой цилиндрической формы с центром на продольной оси разрядной камеры и сложной электродной системой в виде группы электродов, расположенных по отношению к кромке выемки так, чтобы электрические пробой в каждом разрядном промежутке происходили на эту кромку, причем каналы электрических разрядов (КЭР) должны быть наклонными.

#### Конструктивная схема

На рис. 1 представлена конструктивная схема ЭРГУК с массивной плитой и сложной электродной системой.

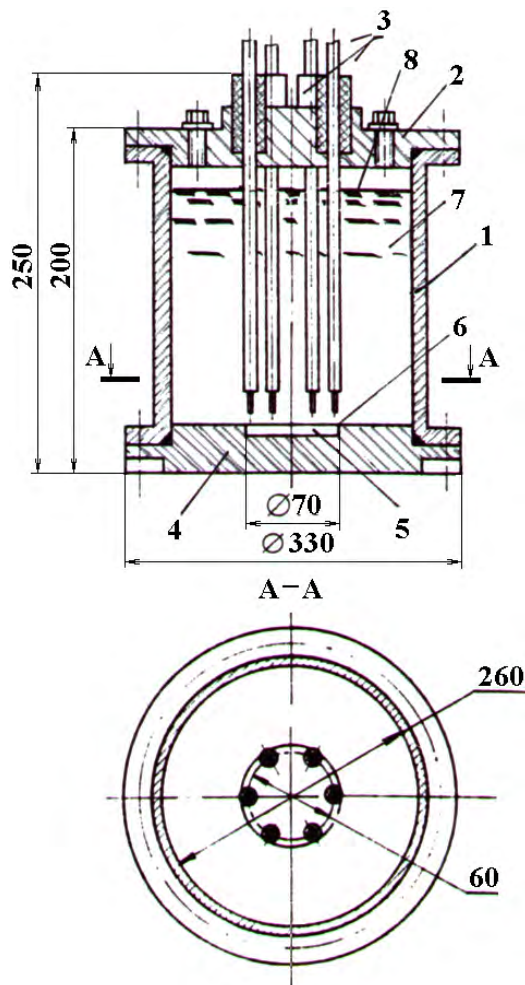


Рис. 1. Конструктивная схема ЭРГУК с массивной плитой.

Он состоит из разрядной цилиндрической камеры 1, замкнутой с одной стороны крышкой 2 с узлом ввода электродной системы 3, а с другой стороны массивной плитой 4, в которой выполнено осесимметричное цилиндрическое углубление 5, заканчивающееся острой кромкой 6. Таким образом, все вместе взятые элементы создают определенную геометрию разрядной камеры, заполняемой водой 7 полностью или образуя свободную поверхность 8. При этом кольцевая ось электродов электродной системы имеет диаметр меньше диаметра цилиндрического углубления в плите так, что КЭР оказываются наклоненными к оси разрядной камеры 1 и соответственно к оси цилиндрического углубления 5. При обеспечении синхронности всех разрядов можно ожидать такого взаимодействия ударных волн, что произойдет фокусировка их за пределами массивной плиты 4 в толще материала, подвергаемого разрушению. Влияние и взаимодействие этих особенностей ЭРГУК были исследованы теоретически и экспериментально.

Такой ЭРГУК может работать только с генератором импульсных токов, обеспечивающем строго синхронные разряды (разброс не больше 0,1 мкс) во всех электродных системах.

Для оптимизации ЭРГУК следует проанализировать его акусто-механическую модель.

#### **Акусто-механическая модель ЭРГУК**

##### **Постановка задачи**

Рассматривается ЭРГУК цилиндрической формы, во внутренней полости которого, заполненной жидкостью, производится электрический разряд. Предполагается, что боковые стенки ЭРГУК – жесткие и неподвижные, а деформируемое днище выполнено из упругого изотропного материала, подчиняющегося закону Гука. Конечная цель – определить профиль сигнала в произвольной точке однородной жидкости, контактирующей с деформируемым днищем ЭРГУК.

Вблизи плазменной полости, образующейся при электрическом разряде в воде, могут формироваться ударные волны с большой амплитудой, что вызывает необходимость привлечения нелинейных соотношений для их описания. Используется система уравнений газовой динамики в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  [2]:

$$\frac{\partial(F_1 r)}{\partial t} + \frac{\partial(F_2 r)}{\partial t} + \frac{\partial(F_3 r)}{\partial t} = F_4,$$

$$F_1 = [\rho, \rho u_r, \rho u_z, \varepsilon]^T, F_2 = [\rho u_z, \rho u_z u_r, \rho u_z^2, (\varepsilon + p)u_z]^T, \quad (1)$$

$$F_3 = [\rho u_r, \rho u_r^2 + p, \rho u_z u_r, (\varepsilon + p)u_r]^T, F_4 = [0, \rho, 0, 0]^T,$$

$$\varepsilon = [E + (u_z^2 + u_r^2)/2],$$

где  $\rho$  – плотность жидкости;  $p$  – давление;  $u_r, u_z$  – соответственно осевая и радиальная компоненты вектора скорости;  $E$  – удельная внутренняя энергия.

Система уравнений (1) замыкается уравнением состояния

$$p = p(\rho, E). \quad (2)$$

Для воды в широком диапазоне изменения давлений справедливо двучленное приближение соотношения (2):

$$E = \frac{p + \gamma B}{\rho(\gamma + 1)} - \frac{c_0^2}{\gamma - 1}, \quad (3)$$

где  $B = \rho_0 c_0^2 / \gamma$ , при этом для воды  $\rho_0 = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $c_0 = 1460$  м/с;  $\gamma = 7,15$ ;  $B = 298,6$  МПа.

Описание переходных процессов в тонких пластинах чаще всего основывается на использовании упрощающих гипотез Кирхгофа-Лява или Тимошенко. Их основное отличие состоит в учете инерции вращения и деформаций поперечного сдвига, которые могут достигать больших значений при локальном динамическом нагружении в местах закрепления пластины во всех случаях, когда в пластине возникают значительные перерезывающие силы. На базе гипотезы Тимошенко более точно описывается распространение изгибных волн [3].

Используется вариационно-разностный подход [4]. Наряду с общей системой координат  $r, z$  вводится местная сопутствующая система координат  $S, \xi$ , где  $S$  – длина дуги,  $\xi$  – расстояние точки от срединной поверхности. Изменение метрики по толщине не учитывается. Предположение о малости деформаций позволяет считать местный базис ортогональным в течение всего процесса деформирования. Скорости перемещений в местном базисе связаны со скоростями перемещений в общем базисе соотношениями

$$\begin{aligned} u_s &= u_z \Psi_r + u_r \Psi_z; u_\xi = u_z \Psi_z + u_r \Psi_r; \\ \Psi_r &= \partial z / \partial s; \Psi_z = \partial r / \partial s; \end{aligned} \quad (4)$$

Принимая гипотезу плоских сечений, скорости деформаций можно определить с учетом соотношений (4) в виде

$$\begin{aligned} \dot{e}_{ii} &= \dot{e}_{ii}^0 + \xi \chi_i; (i = 1, 2); \dot{e}_{12} = \dot{e}_{21} = \dot{e}_{23} = \dot{e}_{32} = 0; \\ \dot{e}_{11}^0 &= \frac{\partial u_z}{\partial s} \Psi_r + \frac{\partial u_r}{\partial s} \Psi_z; \dot{e}_{22}^0 = \frac{u_r}{r}; \dot{e}_{13} = \dot{e}_{31} = \frac{\gamma^0}{2} \left[ 1 - \left( \frac{2\xi}{h} \right)^2 \right]; \\ \gamma^0 &= u_\phi - \frac{\partial u_z}{\partial s} \Psi_r + \frac{\partial u_r}{\partial s} \Psi_z; \chi_1 = \frac{\partial u_\phi}{\partial s}; \chi_2 = \frac{u_\phi \Psi_z}{r}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $u_\phi$  – угловая скорость вращения поперечных сечений;  $h$  – толщина пластины.

Связь между компонентами тензоров напряжений  $\sigma_{ij}$  и упругих деформаций  $e_{ij}$  устанавливается с помощью закона Гука для плоского напряженного состояния

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \frac{E'}{1-\mu^2} (e_{11} + \mu e_{22}); \sigma_{22} = \frac{E'}{1-\mu^2} (e_{22} + \mu e_{11}); \\ \sigma_{13} &= \sigma_{31} = 2G e_{13}; \sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma_{23} = \sigma_{33} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $E'$  – модуль Юнга;  $\mu$  – коэффициент Пуассона;  $G = E' / (1 + \mu) / 2$  – модуль сдвига.

Значения деформаций  $e_{ij}$ , усилий  $N_i$ , моментов  $M_i$  ( $i=1, 2$ ) и перерезывающей силы  $Q$  определяются интегралами

$$\begin{aligned} e_{ij} &= \int_0^t \bar{e}_{ij} dt; \quad N_i = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{ii} d\xi; \\ M_i &= \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{ii} \xi d\xi; \quad Q = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{13} d\xi. \end{aligned}$$

Для описания движения пластины используется вариационное уравнение [5], получаемое из общего уравнения динамики:

$$\begin{aligned} &\int_0^L [N_1 \delta \dot{e}_{11}^0 + N_2 \delta \dot{e}_{22}^0 + 2Q \delta \dot{e}_{13}^0 + M_1 \delta \dot{\chi}_1 + M_2 \delta \dot{\chi}_2 + \\ &+ \rho_M h \left( \dot{u}_r \delta u_r + \dot{u}_z \delta u_z \right) + \rho_M \frac{h^3}{12} \dot{u}_\phi \delta u_\phi - p_r \delta u_r - p_z \delta u_z] r ds - \\ &\left[ r \left( P_r \delta u_r + P_z \delta u_z + M \delta u_\phi \right) \right]_{s=0, L=0}, \end{aligned}$$

где  $P_r, P_z, M$  – внешние силы и момент сил, действующих на граничных контурах пластины  $s = 0$  и  $s = L$ .



Уравнение (8), в котором вариации  $\delta u_r$ ,  $\delta u_z$ ,  $\delta u_\varphi$  полагаются линейно независимыми, с учетом (5) сводится к системе трех уравнений:

$$\begin{aligned} & \int_0^L \left[ (N_1 \Psi_r + Q \Psi_z) \delta \left( \frac{\partial u_z}{\partial s} \right) + \left( \rho_M h \dot{u}_z - p_z \right) \delta u_z \right] r ds - \\ & \quad - [r P_z \delta u_z]_{s=0,L} = 0; \\ & \int_0^L \left[ (N_1 \Psi_z + Q \Psi_r) \delta \left( \frac{\partial u_r}{\partial s} \right) + \left( \frac{N_2}{r} + \rho_M h \dot{u}_r - p_r \right) \delta u_r \right] r ds - \\ & \quad - [r P_r \delta u_r]_{s=0,L} = 0; \\ & \int_0^L \left[ M_1 \delta \left( \frac{\partial u_\varphi}{\partial s} \right) + \left( \frac{M_2}{r} + Q + \rho_M \frac{h^3}{12} \dot{u}_\varphi \right) \delta u_\varphi \right] r ds - \\ & \quad - [r M \delta u_\varphi]_{s=0,L} = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Интегрированием (9) по частям получаются дифференциальные уравнения движения [6]:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} [r(N_1 \Psi_r + Q \Psi_z)] + p_z = \rho_M h \ddot{u}_z, \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} [r(N_1 \Psi_z + Q \Psi_r)] - \frac{N_2}{r} + p_r = \rho_M h \ddot{u}_r, \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} [r M_1] - \frac{M_2}{r} \Psi_z - Q = \rho_M \frac{h^3}{12} \ddot{u}_\varphi, \end{aligned} \quad (10)$$

а также граничные условия при  $s = 0, L$ :

$$\begin{aligned} & M_1 = \pm M, \quad \text{если } \delta u_\varphi \neq 0; u_\varphi = u_\varphi^0(t), \quad \text{если } \delta u_\varphi = 0; \\ & N_1 \Psi_r + Q \Psi_z = \pm P_z, \quad \text{если } \delta u_z \neq 0; u_z = u_z^0(t), \quad \text{если } \delta u_z = 0; \\ & N_1 \Psi_z + Q \Psi_r = \pm P_r, \quad \text{если } \delta u_r \neq 0; u_r = u_r^0(t), \quad \text{если } \delta u_r = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Два последних уравнения (10) становятся неопределенными в полюсной точке  $r = 0$ . После выполнения предельного перехода при  $r \rightarrow 0$  уравнения (10) принимают вид:

$$2 \frac{\partial}{\partial s} (N_1 \Psi_r + Q \Psi_z) + p_z = \rho_M h \ddot{u}_z, \quad \dot{u}_r = \dot{u}_\varphi = Q = 0. \quad (12)$$

Движение жидкости во внешней по отношению к ЭРГУК области описывается в рамках акустического приближения, справедливого для давлений, не превышающих 100 МПа [7]. Волновое уравнение записывается относительно полного давления в жидкости  $p$  в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$ :

$$\frac{1}{c_o^2} p = \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}. \quad (13)$$

На оси симметрии в цилиндрической системе координат задаются условия

$$\left( \frac{\partial p}{\partial r} \right)_{r=0} = 0, \quad (14)$$

поскольку через ось не должен происходить переток жидкости.

Для получения замкнутой формулировки задачи следует рассмотреть начальные условия и условия на границах раздела сред: поверхностях пластины и внешних границах расчетных областей для сред, окружающих конструкцию.

Начальные условия полагаются нулевыми для пластины. Начальное давление в жидкости полагается равным атмосферному.

Для моделирования условий на границе "вода-плазма" используется один из простейших способов, предполагающий, что заранее известны значения энергии  $E_p$ , вводимой в канал разряда, и время ее ввода  $\tau_p$ . Тогда связь между энергетическими характеристиками разряда и гидродинамическими параметрами осуществляется при помощи уравнения баланса энергии [8]:

$$\frac{\gamma \cdot p}{\gamma - 1} \dot{V} + \frac{V}{\gamma - 1} \dot{p} = N_n(t), \quad (15)$$

где  $\gamma = 1,26$  – эффективный показатель адиабаты плазмы;  $V$  и  $p$  – объем плазменной полости и давление в ней; для мощности  $N_n(t)$  установлен закон ввода

$$N_n(t) = \begin{cases} \frac{4t}{\tau_p^2} E_p, & \text{при } 0 \leq t \leq 0,5\tau_p \\ 4 \frac{(\tau_p - t)}{\tau_p^2}, & \text{при } 0,5\tau_p < t \leq \tau_p \\ 0, & \text{при } \tau_p < t. \end{cases} \quad (16)$$

На внутренних поверхностях стенок и днищ ЭРГУК удовлетворяется условие динамической совместности между нормальными скоростями жидкости  $U$  и деформируемого тела  $u_\xi$  и давлением  $p_1^*$  на поверхности разрыва.

$$p_1^* = p - a(u_\xi - U), \quad (17)$$

где  $a$  – массовая скорость, определяемая из соотношений:

$$a = \begin{cases} \sqrt{\frac{p}{2} [(\gamma + 1)(p_1^* + B) + (\gamma + 1)(p + B)]}, & \text{при } p_1^* \geq p; \\ \frac{pc_0(\gamma + 1)}{2\gamma} \left(1 - \frac{p_1^* + B}{p + B}\right) / \left[ \left(1 - \frac{p_1^* + B}{p + B}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} \right], & \text{при } p_1^* < p. \end{cases} \quad (18)$$

В случае если преграда, с которой взаимодействует внутренняя волна давления, неподвижна, как это имеет место, например, для боковых стенок ЭРГУК, в уравнении (17) полагается  $u_\xi = 0$ .

Для волнового уравнения (13) обеспечивается условие безотрывного обтекания

$$\frac{\partial p}{\partial s} = -p \frac{\partial u_\xi}{\partial t}, \quad (19)$$

Поскольку внешняя задача решается в линейной постановке в предположении малости перемещений пластины по сравнению с ее характерными размерами, граничное условие (19) задается на неподвижной поверхности.

Перейдем к постановке граничных условий для внешней границы жидкости, окружающей пластину. Поскольку окружающая жидкость считается безграничной, необходимо добиться того, чтобы границы, искусственно создаваемые численным решением, не создавали отраженных внутрь расчетной области волн. Построение искомого граничного условия осуществляется следующим образом.

Всякое решение волнового уравнения, описывающее уходящие на бесконечность волны, может быть представлено сходящимся рядом [9]

$$p(r_0, \theta, \vartheta, t) = \sum_{j=1}^{\infty} r_0^{-j} (t - r_0/c_0, \theta, \vartheta), \quad (20)$$

где  $r_0, \theta, \vartheta$  – сферические координаты;  $p_j$  – аналитические функции.

В [10] показано, что искомый оператор, обеспечивающий неотражающие свойства границы, будучи применен к (20), должен обращать в нуль первые  $m$  членов разложения. Непосредственной проверкой можно убедиться, что таким свойством обладает оператор  $\Lambda^m(r_0^m p)$ , где  $\Lambda = \partial / \partial r_0 + c_0^{-1} \partial / \partial t$ :

$$\Lambda^m(r_0^m p) = O(r_0^{-m-1}). \quad (21)$$

Фактически этот оператор и есть требуемый, но он неудобен для использования, поскольку после раскрытия скобок в левой части (21) слагаемое со старшими производными  $p$  будет иметь вид  $r_0^m \Lambda^m p$ . Очевидно, что оператор

$$H_m p = r_0^{-m} \Lambda^m(r_0^m p) = O(r_0^{-2m-1}) \quad (22)$$

лишен указанного недостатка.

Выражение (22) позволяет получить рекуррентное соотношение для операторов  $H_m$ , которое следует из цепочки преобразований

$$\begin{aligned} H_m p &= r_0^{-m} \Lambda \left\{ \Lambda^{m-1} (r_0 r_0^{m-1} p) \right\} = r_0^{-m} \Lambda \left\{ \sum_{k=0}^{m-1} C_{m-1}^k \Lambda^k (r_0^{m-1} p) \Lambda^{m-1-k} \right\} = \\ &= r_0^{-m} \Lambda \left\{ r \Lambda^{m-1} (r_0^{m-1} p) + (m-1) \Lambda^{m-2} (r_0^{m-1} p) \right\} = m r_0^{-m} \Lambda^{m-1} (r_0^{m-1} p) + \\ &+ r_0^{-m+1} \Lambda \left\{ \Lambda^{m-1} (r_0^{m-1} p) \right\} = \frac{2m-1}{r_0} H_{m-1} p + \Lambda H_{m-1} p = \left( \frac{2m-1}{r_0} + \Lambda \right) H_{m-1} p. \end{aligned} \quad (23)$$

Тогда

$$H_m p = \prod_{k=1}^m \left( \Lambda + \frac{2k-1}{r_0} \right) p, \quad (24)$$

причем порядок сомножителей в произведении следует из процедуры получения (24).

Очевидно, что в связи с особенностями численной реализации волнового уравнения геометрия внешней границы расчетной области должна соответствовать геометрии излучающего тела. Поэтому, несмотря на то, что неотражающие граничные условия можно получить в произвольной системе координат, ограничимся рассмотрением цилиндрического случая.

На практике в соотношении (24) обычно ограничиваются значениями  $m=1$  или 2, поскольку при больших значениях  $m$  возникают трудности с разностной аппроксимацией оператора  $H_m$ .

Выписывая условия для  $p$  на граничной поверхности, представляющей собой круговой цилиндр с плоскими основаниями, следует принимать во внимание само волновое уравнение, поскольку оно справедливо на "пропускающей" возмущение границе. Кроме того, использование волнового уравнения совместно с условием (24) позволяет исключить вторые производные по нормали к граничной поверхности. С учетом сделанных замечаний можно записать для основания цилиндра выражение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} &= -c_0^2 (1 + \cos^2 \phi)^{-1} \left[ -\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \cos 2\phi - \frac{\partial^2 p}{\partial r \partial z} \sin 2\phi + \right. \\ &+ 2c_0^{-1} \frac{\partial^2 p}{\partial r \partial z} \sin \phi - 2c_0^{-1} \frac{\partial^2 p}{\partial r \partial z} \cos \phi + (3 \sin^2 \phi - \cos 2\phi) r^{-1} \frac{\partial p}{\partial r} - \\ &\left. - 2r^{-1} \frac{\partial p}{\partial z} \sin 2\phi + 4(c_0 r)^{-1} \frac{\partial p}{\partial t} \sin \phi + 2r^{-2} p \sin \phi + 2r^{-2} p \sin^2 \phi \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

Для точек, лежащих в центрах оснований, справедливо условие

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \pm c_0 \frac{\partial^2 p}{\partial r \partial z} - c_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{2c_0}{|z|} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \pm c_0 \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{c_0^2}{z^2} p = 0. \quad (26)$$

При получении этого условия в качестве вспомогательного использовалось волновое уравнение в малой окрестности оси симметрии  $r = 0$

$$c_0^{-2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 p}{\partial r^2}, \quad (27)$$

которое выводится предельным переходом из обычного волнового уравнения при  $r \rightarrow 0$ .

Для численного решения приведенной системы уравнений используется метод конечных разностей. Решение системы уравнений газовой динамики (1)–(3), (15), (16) может быть выполнено при помощи схемы С.К.Годунова [2], дающей возможность явно выделять поверхности разрыва и хорошо адаптируемой к особенностям рассчитываемых течений. Расчет давления внутри ЭРГУК при разрывах, производимых непосредственно на днище, был проведен в [11, 12]. Проблемы, связанные с фокусировкой волн сжатия во внутренней полости ЭРГУК, рассматривались в [13].

Численное интегрирование системы уравнений (9) осуществляется при помощи явной двухслойной конечноразностной схемы типа "крест". Срединная поверхность покрывается рядом узлов вдоль меридиана, в которых центрируются уравнения движения. Напряжения и деформации вычисляются в середине элементов разностной сетки на ряде слоев по толщине пластины. Скорости узловых точек и деформаций вычисляются в промежуточные моменты времени  $\tau_{k+1/2} = (\tau_k + \tau_{k+1})/2$ , а геометрические характеристики и напряженно-деформированное состояние – в целочисленные моменты времени  $\tau_{k+1/2} = (\tau_k + \tau_{k+1})/2$ . После конечноразностной аппроксимации уравнений (9) и сбора коэффициентов при  $(\delta u_z)_i, (\delta u_r)_i, (\delta u_\varphi)_i$  в силу произвольности вариаций образуется система рекуррентных формул для вычисления скоростей перемещений и новых координат узловых точек:

$$\begin{aligned} (u_j)_{i,k+1/2} &= (u_j)_{i,k-1/2} + \frac{\Delta\tau_k + \Delta\tau_{k+1}}{2(K_j)_{i,k}} \left[ (\Phi_j)_{i,k} + (1 - \delta_{j\varphi})(p_j)_{i,k+1/2} \right] \\ r_{i,k+1} &= r_{i,k} + \Delta\tau_{r+1} (u_r)_{i,k+1/2}, \quad \Delta\tau_k = \tau_k - \tau_{k-1}, \\ r_{i,k+1} &= r_{i,k} + \Delta\tau_{r+1} (u_z)_{i,k+1/2}, \quad j = r, z, \varphi, \end{aligned} \quad (28)$$

где  $(\Phi_j)_{i,k}$  – приведенные к  $i$ -му узлу обобщенные силы, вычисленные на  $k$ -м временном слое;  $(K_j)_{i,k}$  – обобщенные массы;  $\delta_{j\varphi}$  – символ Кронекера.

Шаг по времени  $\Delta\tau_k$  определяется из условия устойчивости схемы "крест". Поскольку шаги решения гидродинамической  $\Delta t$  и упругой  $\Delta\tau_k$  задач значительно различаются, на интервале времени  $\Delta t$  производится несколько шагов интегрирования уравнений динамики пластин при фиксированных значениях компонент поверхностной нагрузки во внутренней и внешней по отношению к пластине средах.

Интегрирование уравнений (13), (14) производится по явной трехслойной схеме "крест" [14]. Для цилиндрической симметрии в области  $0 \leq r \leq R + \Delta R$ ,  $0 \leq z \leq \Delta L$  строится прямоугольная сетка с шагами  $h_r$  и  $h_z$ . Узлы разностной сетки подразделяются на внутренние и граничные. К последним относятся узлы, принадлежащие поверхности пластины, оси симметрии, линиям  $r = R + \Delta R$ , а также  $z = \Delta L$ . Вводится обозначение:  $p_{i,j,k}$  – значение давления в узле, соответствующем  $i$ -му слою по  $r$ ,  $j$ -му слою по  $z$  и  $k$ -му слою по  $t$ . Тогда условия (14) аппроксимируются следующим образом:

$$p_{1,j,k+1} = \frac{1}{3} (4p_{2,j,k=1} - p_{3,j,k=1} - 3p_{2,j,k=1} + 4p_{1,j,k=1} - p_{3,j,k=1}). \quad (29)$$

Разностные аналоги волновых уравнений (13) во внутренних узлах принимают вид:

$$p_{i,j,k+1} = 2p_{i,j,k} - p_{i,j,k-1} + c_0^2 h_t^2 V_{i,j,k}, \quad (30)$$

где  $h_t$  – временной шаг, определяемый из условия устойчивости схемы "крест"  $h_t \leq \min\{h_r, h_z\} / (c_0 \sqrt{2})$ ; значения  $V_{i,j,k}$  определяются центрально-разностной аппроксимацией правых частей уравнений (13) в  $(i, j)$ -м узле на  $k$ -м временном слое.

Поскольку предлагается использовать на внешней границе расчетной области условия, не генерирующие отраженную внутрь волну, значения переменных  $\Delta R$  и  $\Delta L$  можно задавать достаточно малыми с тем, чтобы минимизировать размеры области определения решения, отделив внешнюю границу на незначительное расстояние от излучающей поверхности.

Конечно-разностная аппроксимация неотражающих условий (25) дает следующее выражение:

$$\begin{aligned} p_{i,j,n+1} = & (1 + a_t)^{-1} \left[ 2p_{i,j,n-1} - p_{i,j,n-1} + a_{zz} (p_{i+1,j,n} + p_{i-1,j,n} - \right. \\ & \left. - 2p_{i,j,n}) + a_{xz} (p_{i+1,j,n} - p_{i+1,j-1,n} - p_{i-1,j,n} + p_{i-1,j-1,n}) + \right. \\ & \left. + a_{xt} (p_{i,j,n} - p_{i,j-1,n} - p_{i,j,n-1} + p_{i,j-1,n-1}) + a_{zt} (p_{i+1,j,n} - p_{i-1,j,n} - \right. \\ & \left. - p_{i+1,j,n-1} + p_{i-1,j,n-1}) + a_x (p_{i,j,n} - p_{i,j-1,n}) + a_z (p_{i+1,j,n} - p_{i-1,j,n}) + \right. \\ & \left. + p_{i,j,n} (a_0 + a_t) \right], \quad (31) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} a_{zz} &= d^2 \frac{\cos 2\phi}{b_{0j}}; & a_{xz} &= -d \frac{\sin 2\phi}{2b_{0j}}; & a_{xt} &= -d \frac{\sin \phi_j}{b_{1j}}; \\ a_{zt} &= -d \frac{2 \cos 2\phi}{b_{0j}}; & a_x &= -\frac{d^2}{b_{1j}} (3 \sin^2 \phi_j - \cos 2\phi_j); & a_z &= -\frac{2d^2 \sin 2\phi_j}{b_{1j}}; \\ a_t &= \frac{4d \sin \phi_j}{b_{1j}}; & a_0 &= -\frac{2d^2 \sin^2 \phi}{b_{2j}}; & d &= \frac{h c_0}{h}; \\ b_{0j} &= 1 + \cos^2 \phi_j; & b_{1j} &= h(i-1) \sin \phi_j (1 + \cos^2 \phi); \\ b_{2j} &= [h(i-1) \sin \phi_j]^2 b_{0j}. \end{aligned}$$

Связь между внутренней и внешней областями устанавливается совместным решением системы уравнений (17), (18), (28) по итерационной схеме, причем поверхностная нагрузка представляется выражениями:

$$p_r = -p_\xi \Psi_r; \quad p_z = p_\xi \Psi_z; \quad p_\xi = p_2^* - p_1^*, \quad (32)$$

где  $p_2^*$  – давление на внешней поверхности, вычисляемое из разностного аналога формулы (19) для деформируемой пластины:

$$p_2^* = p_{i,j,k+1} = p_{i+1,j,k+1} - \rho h_r (\Delta \tau)_k^{-1} \left[ (u_\xi)_k - (u_\xi)_{k-1} \right]. \quad (33)$$

Для неподвижных сеток условия (33) выражаются в снос значений давления на поверхность стенок из приграничных узлов.

#### Расчет акустико-механических характеристик ЭРГУК на ПЭВМ

На рис. 2–4 представлены некоторые результаты расчетов динамических процессов, происходящих при электрическом разряде в камере с упругим днищем, выполненным в виде круговой металлической пластины. Разрядная камера диаметра 0,26 м и высоты 0,165 м погружена в объем

жидкости, ограниченной жесткими стенками бака. Параметры электрического разряда: вводимая энергия  $E_0 = 1$  кДж; длина разрядного промежутка  $l = 4 \cdot 10^{-2}$  м; время выделения энергии  $\tau = 10^{-5}$  с. Кривые 1-3 на рисунках соответствуют пластинам со следующими характеристиками:

- 1)  $R = 0,13$  м;  $h = 10^{-2}$  м;  $E' = 2 \cdot 10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>;  $\rho = 7800$  кг/м<sup>3</sup>;  $\nu = 0,28$ ;
- 2)  $R = 0,13$  м;  $h = 1,8 \cdot 10^{-2}$  м;  $E' = 2 \cdot 10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>;  $\rho = 7800$  кг/м<sup>3</sup>;  $\nu = 0,28$ ;
- 3)  $R = 0,12$  м;  $h = 4 \cdot 10^{-2}$  м;  $E' = 1,16 \cdot 10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>;  $\rho = 4500$  кг/м<sup>3</sup>;  $\nu = 0,32$ .

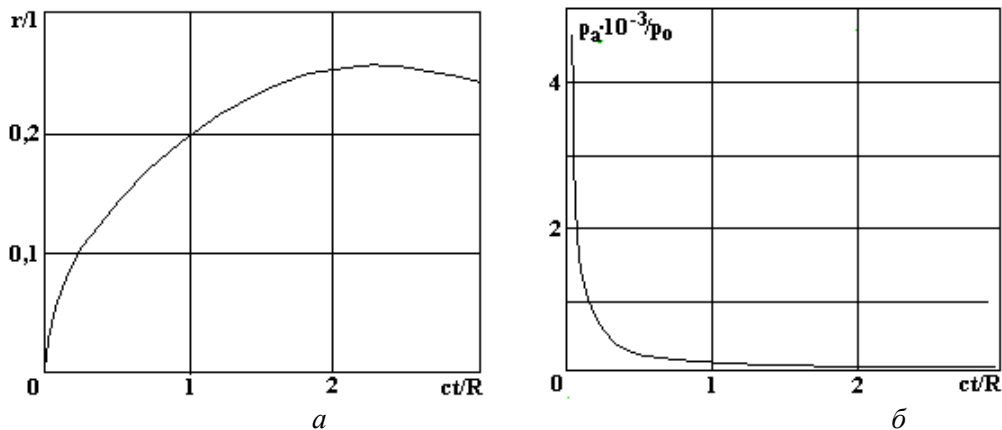


Рис. 2. Динамика парогазовой полости: зависимость относительного радиуса (а), относительного давления (б) от относительного времени.

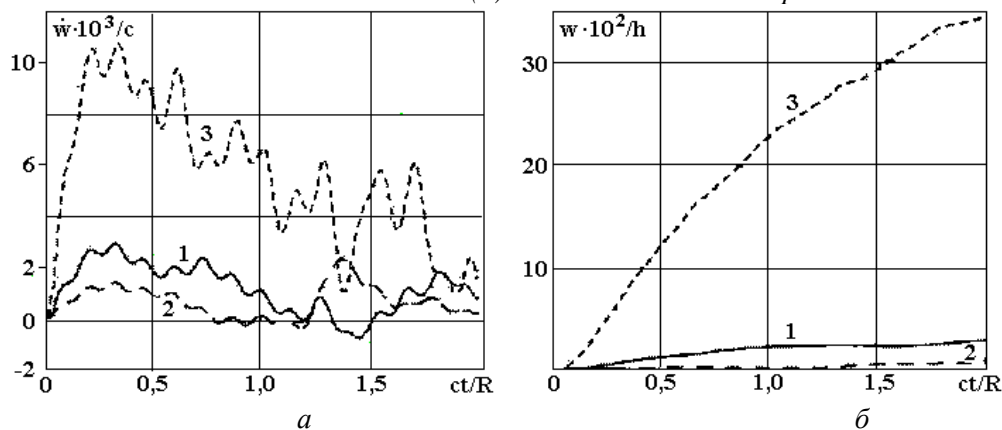


Рис. 3. Динамика днища разрядной камеры ЭРГУК: зависимость относительной скорости (а), относительного смещения (б) от относительного времени.

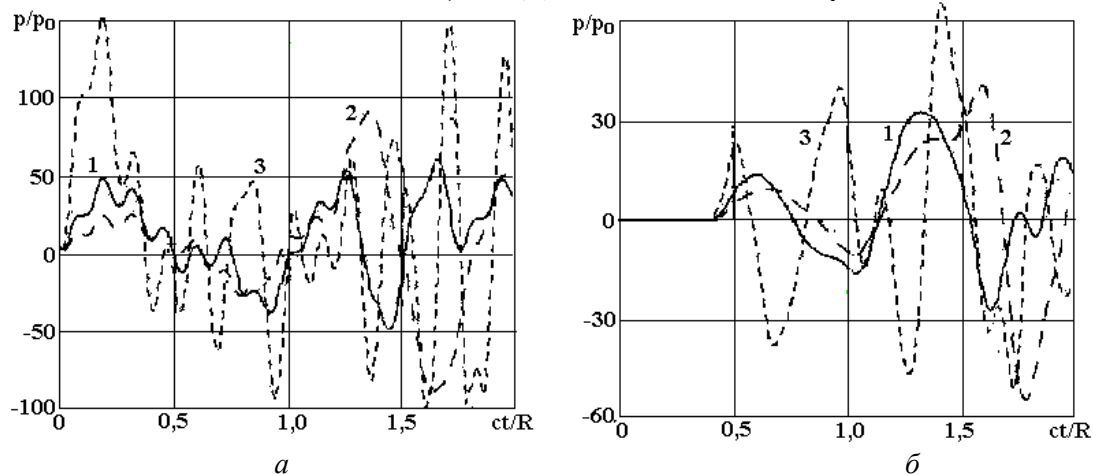


Рис. 4. Относительное давление в жидкости в зависимости от относительного времени: а – центр плиты (днища), б – датчик в жидкости соосный с ЭРГУК.

Давление (рис. 4) относится к центру пластины с ее наружной стороны (а) и точке, находящейся на оси симметрии конструкции и удаленной на расстояние 0,05 м от днища ЭРГУК, в которой устанавливался датчик давления при экспериментальных работах.

Результаты проведенных расчетов свидетельствуют о том, что предлагаемая методика позволяет оценить величины гидро- и эластодинамических характеристик исследуемой конструкции. Для получения качественной картины процессов, сопровождающих дробление бетонных блоков разрядно-импульсным методом, необходимо дополнить предлагаемую модель:

- введением более точных геометрических параметров ЭРГУК (способов крепления деформируемой рабочей пластины к боковым стенкам, переменной толщины днища, возможности перемещения ЭРГУК в некоторых направлениях как жесткого целого), выражающимся в постановке и реализации соответствующих граничных условий задачи;
- учетом кавитационных эффектов по одной из моделей;
- постановкой и решением контактной краевой задачи соударения пластины-днища ЭРГУК – с бетонным блоком.

### Генерирование взаимодействующих ударных волн в рабочей камере

В рабочей камере, заполненной водой, было предложено осуществлять пробой шести разрядных промежутков, расположенных по окружности. КЭР формировались под углом  $60\text{--}70^\circ$  к поверхности передающей плиты. Синхронное расширение каналов приводит к генерации цилиндрических ударных волн, движущихся к поверхности. Перекрытие волн происходит вблизи поверхности углубления мембраны. При взаимодействии с мембраной сначала происходит отражение ударных волн, а затем, под действием отраженного импульса, – упругая деформация мембраны. Движение мембраны приводит к возникновению отрицательных напряжений в воде и к разрывам жидкости около поверхности. Кавитационная зона занимает практически всю площадь углубления мембраны. После образования кавитационной области, деформация мембраны практически прекращается, что приводит к оседанию на ней жидкости из зоны кавитации. При этом давление на мембраны начинает возрастать. Одновременно движущаяся в направлении мембраны волна от расширяющихся парогазовых пузырей (от места разрядных каналов) прижимает зону кавитации к мембране. В результате соударения слоев жидкости у поверхности мембраны формируется интенсивная волна сжатия. Волна сжатия, взаимодействуя с мембраной, передает ей мощный импульс давления, при этом снова образуется зона кавитации, и весь процесс качественно повторяется. Мембрана неоднократно подвергается интенсивной деформации. При определенном взаимном положении разрядных каналов и мембраны, на процесс деформации мембраны может оказать существенное влияние синхронное схлопывание парогазовых пузырей в воде.

Волны сжатия через мембрану попадают на разрушаемый образец. Отражаясь на границах неоднородности материала, они создают в нем растягивающие усилия, оцениваемые, при заданной энергии импульса в каждом канале разряда, не менее 50 МПа, что приводит к его разрушению.

### Угол наклона разряда

Было установлено, что для наиболее полного использования энергии ударных волн необходимо фокусировать их на выемке в дне установки. Если канал разряда перпендикулярен дну, то воздействие на дно минимально (К.П.Д.  $\sim 0$ ). Для того, чтобы цилиндрические ударные волны фокусировались на выемке и не теряли энергии от какой-либо части канала, нужно, чтобы фронт волны от точки  $C$  попадал в точку  $E$ , а от точки  $B$  (по нормали) – в центр выемки (точка  $O$ ). МПа

Как видно из рис. 5, угол наклона КЭР определяется размерами выемки:  $\text{ctg } \alpha = H/r$ . Так как  $BC=OD=l_p$  – межэлектродному расстоянию, из  $\triangle ODE$ :  $l_p=r \cdot \cos(\arctg H/r)$ . Тогда  $CK=h=l_p \cdot \sin(\arctg H/r)$ ,  $BK=\delta=l_p \cdot \cos(\arctg H/r)$ .

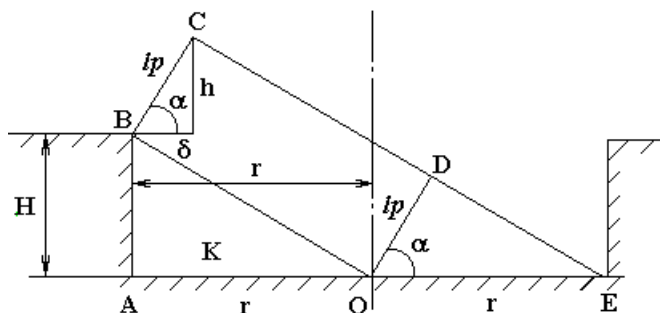


Рис. 5. Схема перемещения фронта ударной волны по выемке плиты.

При заданных  $H = 10$  мм и  $r = 32,5$  мм,  $\text{ctg } \alpha = 0,3$ , то есть  $\alpha = 73^\circ$ , при этом  $h = 8,95$  мм,  $\delta = 2,7$  мм, а межэлектродное расстояние  $l_p = 9,4$  мм.

Угол наклона КЭР желательно сделать острее, однако при  $\alpha = 45^\circ$ ,  $l_p$  увеличивается до 23 мм, что нежелательно (так как при этом  $H = r$  увеличивается расстояние от КЭР и давление на падающем фронте уменьшается). Можно изменить полную высоту выемки так, чтобы  $60^\circ \leq \alpha \leq 70^\circ$ .

### Число электродов

Для нахождения числа электродов  $n$  установки необходимо определить давление на фронте ударной волны, воздействующее непосредственно на выемку в дне установки, площадь, на которую оно действует, а также силу, необходимую для разрушения бетона. В соответствии с ранее установленным экспериментально [15–17] законом затухания амплитуды генерируемого давления  $p_m$  ударной волны в жидкости (для экваториальной плоскости), при  $L^{(0)} = 49,1$  мм (расстояние от центра канала до выемки по нормали) для  $2,5l_p \leq r \leq 5,5l_p$  имеем

$$p_m = p_m b_1(\eta) 1,3 r^{-0,5} (1-0,1r/l_p),$$

$$p_m = (\rho_0 U_0^2 / (L l_p))^{0,5},$$

где  $\rho_0$  – плотность воды,

$$b_0(\eta) = (\gamma - 1) / (2\gamma\alpha) \cdot \eta^{0,3} (1 - 0,85\eta) (1 + \eta^3)^{2\alpha} (0,37 + 0,6\eta^2)^{1,5 - 2\alpha},$$

$$b_1(\eta) = \eta^{0,3} ((0,37 + 0,6\eta^2) / (1 + \eta^3))^{0,5\alpha} \cdot b_0(\eta), \quad r = L/a_m, \quad a_m = (U_0 C)^{0,5} (L/\rho_0 l_p)^{0,25},$$

$$\alpha = 0,73 + 1,22\eta^{3/2} \exp(-1,47\eta^3), \quad \eta = (\pi^2 P_k)^{1/3},$$

$$\gamma = 1,26, \quad P_k = A(l_p/U_0)^2 / \pi(LC)^{0,5}, \quad A = (1,5(1 + 1/\chi)kT + \varepsilon / (3\chi) + eV) / (\mu e),$$

где  $\chi$  – степень ионизации разрядной плазмы;  $\varepsilon$  – энергия диссоциации (для воды  $1,6 \cdot 10^{-18}$  Дж·моль),  $V$  – потенциал ионизации;  $\mu$ ,  $e$  – подвижность и заряд электрона,  $T = 1 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^4$  К – температура плазмы.

Так как в установке инициирование осуществляется высоковольтным пробоем, разряд быстрый, то вычисленную  $A = 0,25 \cdot 10^5$  В<sup>2</sup>·с/м<sup>2</sup>, необходимо увеличить в 4 раза [18–20], то есть  $A = 10^5$  В<sup>2</sup>·с/м<sup>2</sup>. Подставляя в приведенные выражения параметров установки:  $U = 25 \cdot 10^4$  В,  $L = 2 \cdot 10^{-6}$  Г,  $C = 5 \cdot 10^{-7}$  Ф, найдем значения величин:  $P_k \approx 5,1 \cdot 10^{-3}$ ,  $\eta \approx 0,37$ ,  $\alpha \approx 0,98$ ,  $b_1(\eta) \approx 8,65 \cdot 10^{-2}$ ,  $b_0(\eta) \approx 0,042$ ,  $p_m \approx 5,6 \cdot 10^9$  Па, затем, подставляя приведенные значения параметров в выражение для давления, получим среднее значение давления на фронте ударной волны в момент воздействия на дно выемки:  $p_m \approx 10^8$  Па – в точке К, ОК = 0,5r. Так как при отражении от дна давление удваивается, то усредненная амплитуда воздействующего давления будет  $p \approx 10^8$  Па.

Максимальное давление, воздействующее на выемку, будет в центральной области выемки (точка О)  $p_{max} \approx 3,2 \cdot 10^8$  Па.

Определим полезную площадь, на которую действует одновременно приходящий импульс давления от цилиндрической ударной волны, распространяющейся от одного (каждого) электрода –  $s_1$ . На рис. 6 изображено перемещение фронта ударной волны по выемке в виде концентрических полуэллипсов, оси которых  $R_1$  и  $R_2$ , ( $R_1 > R_2$ ) согласно оценке, изменяются в интервалах:  $0 \leq R_1 \leq r$ ,  $0 < R_2 < 0,5r$ . Ширина области, на которую воздействует импульс давления,  $\Delta = c_{зв} \tau_{имп}$ , где  $c_{зв} = 1,5 \cdot 10^3$  м/с – скорость звука в воде,  $\tau_{имп} \sim 10^{-6}$  с – длительность нарастания амплитуды давления. Тогда искомая максимальная площадь  $s_1 = 0,5\pi\{(R_1 + \Delta)(R_2 + \Delta) - R_1 R_2\} = 3/4\pi\Delta r \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>. Из условия равенства сил, воздействующих на пластину и на бетон, следует, что должно выполняться равенство  $p_{max} s_1 n \cos\alpha = p_{разр} S$ , где  $p_{max}$  – максимальное давление на выемку,  $n$  – число электродов,  $S$  – площадь пластины (плиты), граничащей с бетоном  $S = 2,8 \cdot 10^{-2}$  м<sup>2</sup>,  $p_{разр}$  – прочность бетона на сжатие. Найдем число электродов, необходимых для разрушения бетона при образовании микротрещин. Так как длительность импульса давления  $\tau_{имп} \sim 10^{-6}$  с, а время воздействия всего фронта ударной волны на выемку  $\tau \sim 2 \cdot 10^{-5}$  с, то микротрещина, образовавшаяся при максимальном импульсе давления, может вырасти за время прохождения всего фронта ударной волны, хотя давление затухает по мере движения фронта от центра выемки к периферии.

Если считать, что для образования микротрещины необходимо давление  $p \sim 0,1 p_{разр}$ , а  $p_{разр} = 1,5 \cdot 10^8$  Па, то получим следующее число электродов:  $n = 0,1 p_{разр} S / p_{max} s_1 \cos\alpha \approx 33$ .

Таким образом, оценка числа электродов, необходимых для разрушения прочного бетона, дает  $n = 33$  (для разрушения методом создания микротрещин). Для макроразрушения бетона одним импульсом необходимо уменьшить площадь пластины  $S$ , воздействующей на бетон, например, созданием концентрических выступов – гребней, площадь которых должна быть меньше площади пластины примерно в 50 раз.



Таким образом, оптимизация конструкции ЭРГУК по числу электродов показывает, что необходимо либо чрезвычайно усложнять генератор импульсных напряжений-генератор импульсных токов (ГИН – ГИТ) установки (33 разрядных контура, требующих точной синхронизации), либо коренным образом менять форму контактной поверхности с бетоном плиты ЭРГУК, фактически превращая ее в ударно-клиновое устройство.

Последний вариант, подробно описанный в следующей части статьи, был успешно применен для раскола массивной бетонной плиты на блоки, каждый из которых затем фрагментировался ЭРГУК с плоской рабочей поверхностью плиты [21].

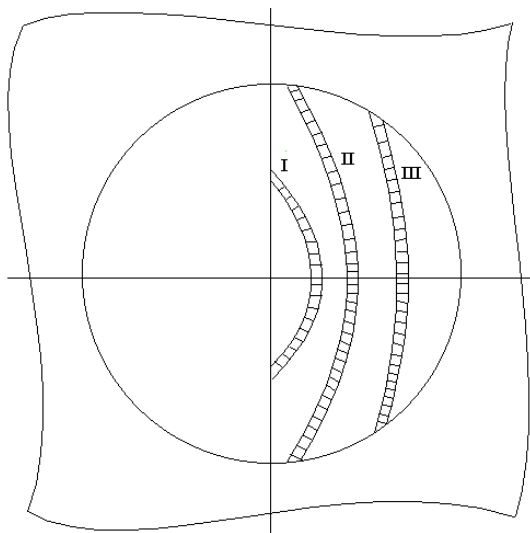


Рис. 6. Схема движения и взаимодействия ударных волн.

### Оптимальность конструкции

Из приведенных оценок следует, что предложенная первоначально конструкция ЭРГУК является не оптимизированной с точки зрения затрат энергии на разрушение бетона. Наклон каналов разряда относительно плоскости выемки приводит к уменьшению давления, действующего на выемку, и в конечном счете давления на бетон в  $(\cos\alpha)^{-1}$  раз (~ в 3,3 раза), что приводит к разрушению бетона только большим числом импульсов и большим числом электродов. Положение усугубляется тем, что в предложенном варианте ЭРГУК очень легкий (около 30 кг) и, воздействуя на массивный бетон, не в состоянии удерживаться у поверхности и отскакивает.

Кроме того, цилиндрические ударные волны, падая на плоскую поверхность выемки под углом, воздействуют на нее не всей своей поверхностью фронта, переносящей импульс давления, а только малой частью – в точках касания. Поэтому конструкцию первоначально предложенного устройства необходимо было изменить так, чтобы по возможности избежать указанных недостатков.

Для этого необходимо:

- изменить принцип фокусировки ударных волн, например, изменив геометрию разрядной камеры;
- значительно уменьшить площадь плиты, граничащую непосредственно с бетоном;
- исключить жесткое закрепление упруго колеблющейся плиты по периметру;
- увеличить жесткость стенок разрядной камеры так, чтобы одновременно увеличился вес ЭРГУК примерно в 5 раз;

Материал плиты, граничащей с бетоном при работе устройства, должен быть прочным ( $p_{разр} \geq 10^9$  Па). Плита может иметь выступы для увеличения давления, производимого на бетон, и обеспечения устойчивости рабочего положения устройства. Высота и толщина выступов и гребней должны подбираться экспериментальным образом, чтобы они не разрушались при производимых нагрузках. Если растрескивание бетона не наблюдается при числе импульсов  $n < 10$ , площадь выступов можно еще уменьшить.

Кроме того, давления в жидкости, вызванные расширяющейся (ПГП) парогазовой послеразрядной полости, в закрытом объеме выше, чем в открытом. Удаление воздушной прослойки из объема устройства существенно изменяет картину развития ПГП. Длительность первой пульсации парогазовой полости в закрытом объеме на порядок меньше, чем в открытом ( $\tau \sim 1$  мкс – в закрытом и

$\tau > 10$  мкс – в открытом), а радиус полости достигает лишь 0,25 радиуса полости в открытом объеме. Было установлено, что в открытом объеме часть энергии теряется на образование поверхностных волн, поэтому предпочтительнее использовать камеру без свободной поверхности, при этом импульсы давления больше по амплитуде. При прочих равных условиях  $p \sim 1,9 \cdot 10^9$  Па, что превышает прочность бетона, при изготовлении которого использовался цемент М-400.

Согласно оценке, при воздействии на бетон предложенных вариантов электроразрядных устройств, разрушение бетона должно осуществляться несколькими (или даже одним) импульсами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Малюшевский П.П., Поздеев В.А. и др.* Электроразрядные генераторы упругих колебаний. Киев, 1985.
2. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С.К.Годунова. М., 1976.
3. *Слепян Л.И.* Нестационарные упругие волны. Л., 1972.
4. *Баженов В.Г.* Нелинейные задачи динамики тонкостенных конструкций при импульсных воздействиях // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Статика и динамика деформируемых систем. Горький, 1981. С. 57–66.
5. *Washizu K.* Variational methods in elasticity and plasticity. New York, 1968.
6. *Баженов В.Г., Ломунов В.К.* Исследование упругопластического выпучивания оболочек вращения при ударном нагружении // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Вып. 2. Горький, 1975. С. 44–50.
7. *Замышляев Б.В., Яковлев Ю.С.* Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., 1967.
8. *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М., 1971.
9. *Friedlander F.G.* On the radiation field of pulse solutions of the wave equation // Proc.Roy.Soc.London. Ser.A. 1962. V.269. P. 53–65.
10. *Bayliss A., Turkel E.* Radiation conditions for wave-like equations // Comm.Pure Appl.Math. 1980. V.33. P. 707–725.
11. *Галиев Ш.У., Барбашова Г.А., Билянский Ю.С. и др.* Взаимодействие электроразрядного генератора колебаний с жидким металлом в ковше // Проблемы прочности. 1991. № 11. С. 78–82.
12. *Барбашова Г.А., Журнов М.В., Косенков В.М.* Осесимметричное деформирование цилиндрических разрядных камер с упругими стенками // Теория, эксперимент, практика электроразрядных технологий. Киев, 1993. Вып.1. С. 38–44.
13. *Малюшевский П.П., Семко А.Н., Чуприн А.Н.* Фокусировка волн сжатия в камере эллипсоидальной формы // Электрофизические и гидродинамические процессы электрического разряда в конденсированных средах. Киев, 1987. С. 91–96.
14. *Перцев А.К., Платонов Э.Г.* Динамика оболочек и пластин. Л., 1987.
15. *Окунь И.З.* ЖТФ. 1971. 41. Вып. 2. С. 292–301.
16. *Шамко В.В.* // Разрядно-импульсная технология. Киев, 1978. С. 21–28.
17. *Шамко В.В.* ЭОМ. 1971. № 5. С. 16–19.
18. *Кривицкий Е.В., Шамко В.В.* Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, 1979.
19. *Кривицкий Е.В.* // ЖТФ. 1972. 42. № 11. С. 2362–2365.
20. *Шамко В.В., Кучеренко В.В.* Теоретические основы инженерных расчетов энергетических и гидродинамических параметров подводного искрового разряда // Препринт №20, ИИПТ НАН Украины. 1991.
21. *Малюшевский П.П., Горелик А.Я., Тихоненко С.М. и др.* Разрядно-импульсная технология разрушения бетоноподобных и топливосодержащих масс электроразрядными генераторами упругих колебаний // Науч-тех. сб. “Проблемы Чернобыля”. 1997. Вып.1. С. 41–43.

Поступила 22.08.01

## Summary

In work are submitted the research of pilot variant of the electrodigit generator of elastic fluctuations intended for use during destruction and removal of radioactive materials from emergency 4-th block of the Chernobyl atomic power station. Lacks of a design and work of the given equipment are established. The common recommendations - requirements for new variant of execution are given.

---

## ИЗ ОПЫТА РАБОТЫ

---

М.М. Сусан\*, П.Г. Думитраш

### ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОВОЛОКИ, ВОЛОЧЕННОЙ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

*Ясский технический университет – Румыния\*,  
Бул. Димитрие Манжерон, 59, г. Яссы, 6600, Румыния  
Институт прикладной физики,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, МД-2028, Молдова*

#### **Введение**

В процессе получения проволоки из железомангнитных материалов путем холодной вытяжки благодаря нагортаниванию изменяются магнитные характеристики и цикл гистерезиса.

Таким образом, коэрцитивная сила ( $H_c$ ) и цикл гистерезиса возрастают равномерно со степенью нагортанивания, а магнитная проницаемость ( $\mu$ ) и остаточная индукция ( $B_{mo}$ ) уменьшаются вместе с увеличением упрочнения под воздействием усилия вытяжки [1].

Авторы [2, 3] продемонстрировали, что наведенные механические напряжения (остаточные) ведут к увеличению коэрцитивного поля частиц прямо пропорционально с их увеличением и обратно пропорционально с магнетизацией (индукцией) насыщения. Названная магнетизация и внутренняя индукция не распределены равномерно по всей поверхности материала, но для практических случаев считается, что распределение равномерное [3].

Внутренняя индукция – это составная часть нормальной индукции, максимальная величина которой ( $B_m$ ), будучи характеристикой железомангнитного материала, зависит от химического состава [3].

Цикл гистерезиса, составленный для данного железомангнитного материала, определяет в основном его магнитные характеристики.

В данной работе нами предлагается сравнительные исследования модификации магнитных характеристик волооченных подшипниковых проволок с ультразвуком и без него (классический процесс вытяжки) в сравнении с отожженным состоянием (проволока – полуфабрикат).

Волочение в ультразвуковом поле реализовалось с помощью колебательных систем с размерами  $n \cdot \lambda/2$  с волокой, находящейся в максимуме колебания волн и активированной параллельно с направлением вытяжки магнестрикционным преобразователем частотой резонанса 17800 Гц при помощи ультразвукового генератора УЗГ 2-4 М, мощностью 2500 Вт.

Принципиальная упрощенная схема колебательной системы представлена на рис. 1. Рабочий цилиндрический ступенчатый концентратор из сплавов титана ВТ-3, с фактором увеличения амплитуды  $(D/d)^2 = 3,20$ , обеспечивает близкий контакт поверхности большого диаметра ( $D$ ) с коническим концентратором магнестрикционного преобразователя типа ПМС15А-18, а в торце маленького диаметра ( $d$ ) запрессована волока.

#### **Метод и результаты исследования**

Для экспериментального исследования изменения некоторых магнитных характеристик волооченных подшипниковых проволок с воздействием ультразвука и без него в сравнении в отожженной (проволока полуфабрикат), таких как коэрцитивное поле, максимальная и остаточная магнетизация, использовался прибор, сконструированный специально для этой цели [4], который работает совместно с осциллографом. Принципиальная схема реализованного прибора показана на рис. 2 [4].

Эксперименты были выполнены совместно со специалистами факультета физики Ясского Университета им. А.И. Кузы. Была использована система по сбору данных, которая обеспечивает передачу их с помощью компьютера с использованием адекватного софта, после предварительного эталонирования установки [5]. В этом плане были приготовлены образцы из проволоки:  $l = 65 \text{ мм} \times 3,80 \text{ мм}$  ( $D_0$ ) в отлаженном состоянии и соответственно  $l = 65 \text{ мм} \times 3,63 \text{ мм}$  ( $D_1$ ), пластически деформированные через вытяжку соответственно условиям, указанным в таблице. Эталонирование проводилось с использованием образцов из никеля, с теми же размерами, как и для исследуемой проволоки.

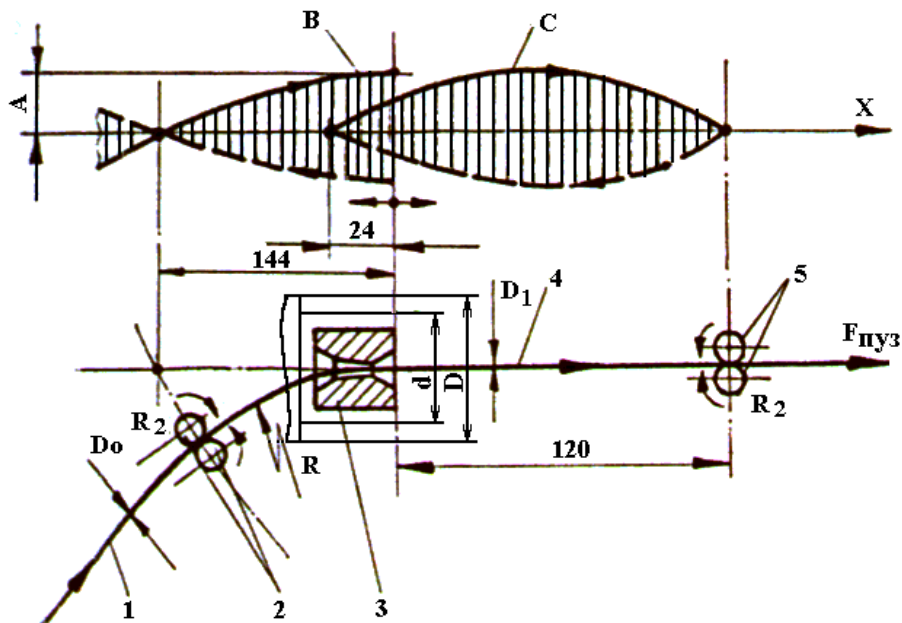


Рис. 1. Схема колебательной системы, использованной для волочения подшипниковой проволоки [4]: 1 – проволока-полуфабрикат; 2 и 5 – отражатели ультразвуковой энергии; 3 – волока; 4 – волоченная проволока; A – амплитуда колебаний волоки; B и C – энтропы амплитуды колебания проволоки.

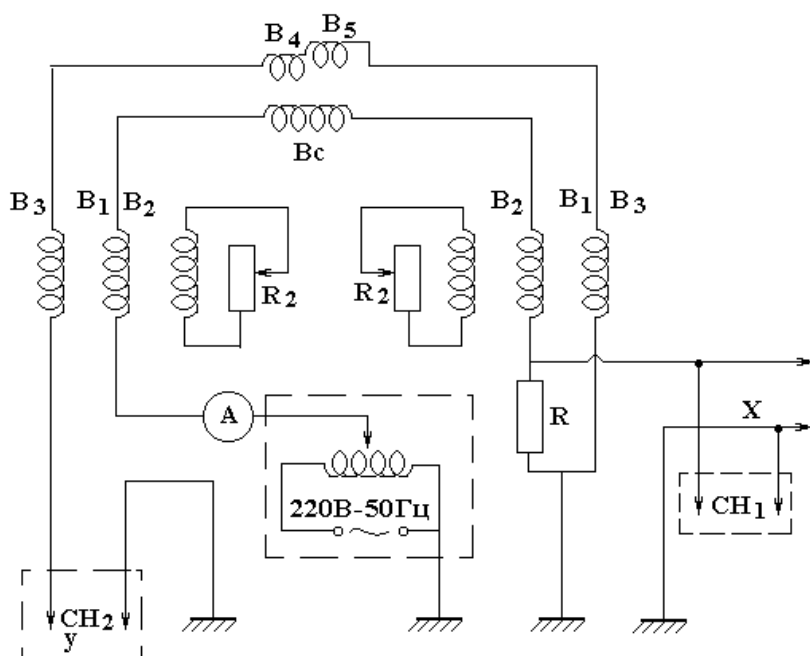


Рис. 2. Принципиальная схема прибора, для определения магнитных характеристик.

Величина магнитных характеристик исследованных образцов ( $B_m$ ,  $B_{mo}$ ,  $H_c$ ), определенных вдоль оси проволоки и учтенных с помощью цикла гистерезиса, сконструированного для каждого образца отдельно, представлены на рис. 3–7 и 8 и соответственно в таблице.

Для начертания кривых гистерезиса одновременно сигналы от осциллографа для входов X и Y были применены каналы CH<sub>1</sub> и CH<sub>2</sub> для систем по сбору данных (см. рис. 2).

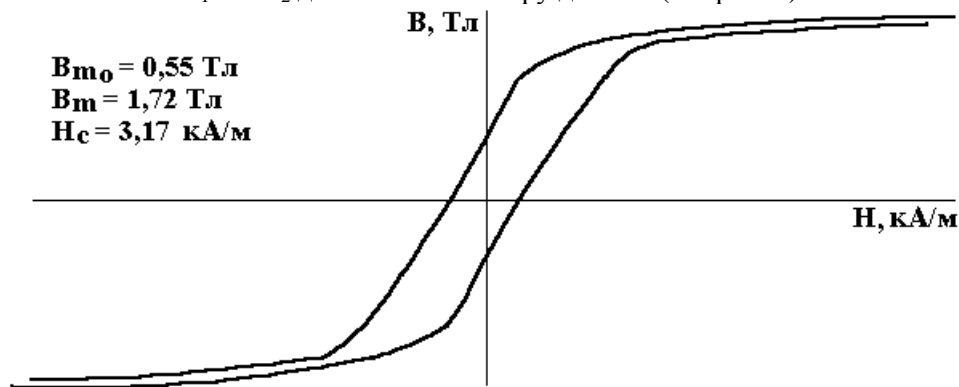


Рис. 3. Цикл гистерезиса для подшипниковой проволоки в отожженном состоянии.

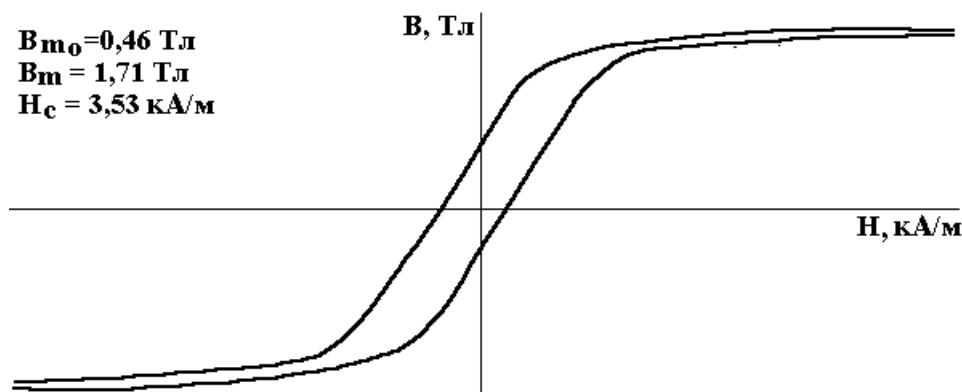


Рис. 4. Цикл гистерезиса для подшипниковой проволоки, волооченной в ультразвуковом поле:

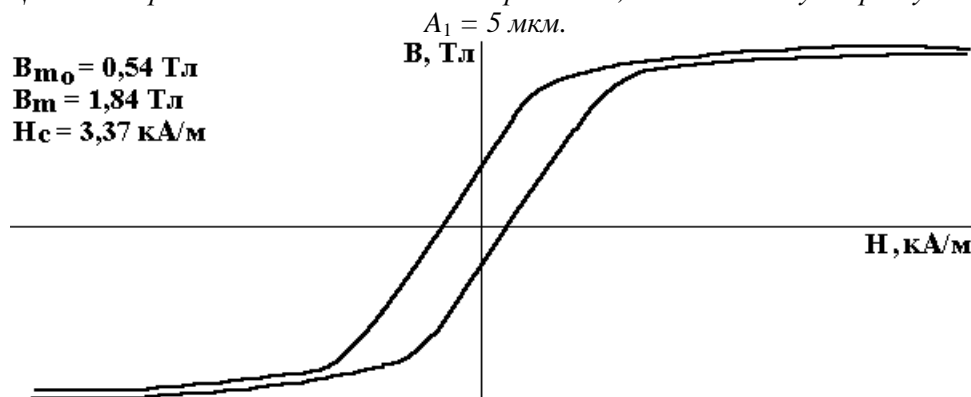


Рис. 5. Цикл гистерезиса для подшипниковой проволоки, волооченной в ультразвуковом поле:

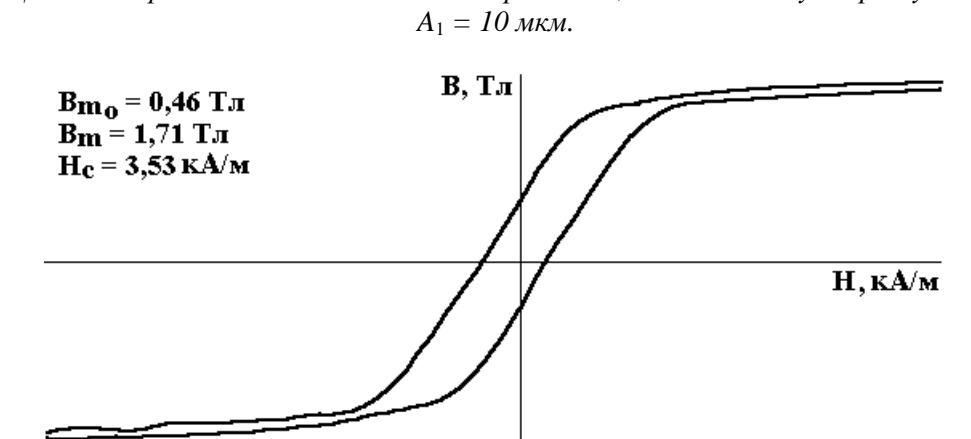


Рис. 6. Цикл гистерезиса для подшипниковой проволоки, волооченной в ультразвуковом поле:

$A_1 = 15$  мкм.

Номер образца	Ультразвуковые параметры			Параметры процесса волочения						Магнитные характеристики			
	$f$ , Гц	$A$ , мкм	$V_V$ , м/с	$D_0$ , мм	$D_1$ , мм	$V_{вол}$ , м/с	$\delta$ , %	$V_{вол}/V_V$	$\alpha$ , °	$B_m$ , Тл	$B_{m_0}$ , Тл	$B_m/B_{m_0}$	$H_c$ , кА/м
0	–	–	–	3,80	–	–	–	–	–	1,72	0,55	3,12	3,17
1	17500	10	1,09	3,80	3,36	0,33	22	0,30	9	1,71	0,46	3,71	3,53
2	17500	15	1,64	3,80	3,36	0,33	22	0,20	9	1,84	0,54	3,40	3,37
3	17500	20	2,19	3,80	3,36	0,33	22	0,15	9	1,74	0,55	3,16	3,25
4	–	–	–	3,80	3,36	0,33	22	–	9	1,70	0,45	3,77	3,65

*Примечание: 0 – отожженные образцы; 1 – 3 – образцы, волоченные в ультразвуковом поле; 4 – образцы, волоченные по классическому методу;  $f$  – резонансная частота;  $A$  – амплитуда колебаний волокна;  $V_V$  – максимальная скорость колебаний инструмента,  $V_V = 2\pi fA$ ;  $\alpha$  – полуугол открытия волокна;  $V_{вол}$  – скорость волочения;  $\delta$  – степень пластической деформации.*

*$\delta = [1 - (D_1/D_0)^2] \cdot 100$  [%];  $D_0, D_1$  – диаметры проволоки полуфабриката и волоченной;  $B_m, B_{m_0}$  – максимальная внутренняя – нормальная и остаточная индукция;  $H_c$  – коэрцитивное поле.*

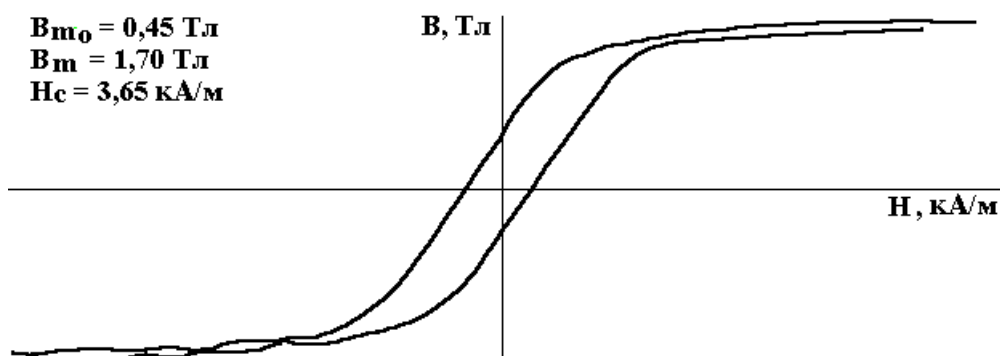


Рис. 7. Цикл гистерезиса для подшипниковой проволоки, волооченной в классических условиях.

Для сравнения на рис. 8 дана вариация магнитных характеристик, полученных на образцах в отожженном состоянии соответственно волооченные с ультразвуком и без него.

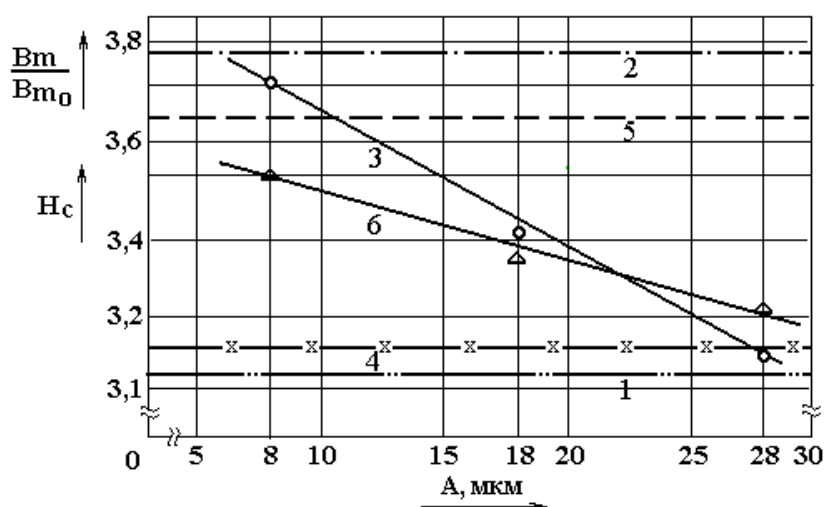


Рис. 8. Вариация магнитных характеристик подшипниковой проволоки в отожженном состоянии, волооченной с ультразвуком и без него.

$B_m/B_{m0}$ : 1 – отожженное состояние; 2 – классическое волочение; 3 – с ультразвуком;  
 $H_c$ : 4 – отожженное состояние; 5 – классическое волочение; 6 – с ультразвуком.

### Выводы

Кривые гистерезиса, как и величина магнитных характеристик, которые их определяют, выявляют некоторые различия, определенные фактически полученными напряженными состояниями впоследствии обработки образцов подшипниковой проволоки. Уменьшение относительной магнитной индукции  $B_m/B_{m0}$  и коэрцитивного поля  $H_c$  с возрастанием амплитуды колебаний инструмента во время волочения в ультразвуковом поле вызвана уменьшением напряженного состояния в проволоке, обработанной этим способом, основанный на "поверхностном эффекте ультразвука" (уменьшение контактного трения металл–инструмент), объясненный на основе "реверсия вектора силы трения" тогда, когда скорость колебания инструмента превышает скорость волочения [4, 6].

### ЛИТЕРАТУРА

1. Malureanu I., Susan M. Trefilarea si Tagerea metalelor. Editura "Rotaprint", I. P. Iasi, 1988.
2. Călugăru Gh. La determinarea de la dispersia de l'anisotropie des couches ferromagnetiques. Thin Solid Films (14), 1972. P. 315–318, Switzerland.
3. Cedighian, S. Materiale magnetice. Editura Tehnică, București, 1967.
4. Susan M. Cercetări privind influența câmpului ultrasonor la trefilarea sârmelor din oțeluri de rulmenți în câmp ultrasonor. Teză de doctorat. Universitatea Tehnică "Gh.Asachi" Iași, 1996.

5. Luca D., Bulea M. A versatile computer – controlled data acquisition system for measurements on feromagnetic materials. *Revue Roumaine de Physique*, Tome 37, nr.1, 1992, p. 75–81.
6. Severdenko, V.P., Klubovici, V.V. *Prokatka i volocenie ultrazvukom*, Nauka i Tehnika, Minsk, 1970.

*Поступила 14.03.02*

### **Summary**

The paper shows some modification of the magnetic characteristics obtained at the wires made from RULIV STAS 1250/SH 15 GOST 801 by drawing in supersounds field with superacoustic systems dimensioned in “ $n \cdot \lambda / 2$ ”, with the drawing direction by rapport with the classical processing. In this way it is been put into evidence the reduction of tensile state for the wires drawn in supersounds field produced by the “surface effect” of supersounds, obtained on the basis of “the friction reversal mechanism”.

---



С.А. Баранов

## **ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ И ТЕРМОПЛАСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, УЧАСТВУЮЩИХ В ФОРМИРОВАНИИ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ МИКРОПРОВОДА**

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

### **Введение**

Основным условием получения литого микропровода методом Улитовского-Тейлора является сцепление капилляра из силикатного стекла с металлической жилой [1]. Существование разности потенциалов между расплавленной металлической каплей и стеклянным тиглем, в который она помещена, предполагает существование электрохимических процессов в активной области формирования микропровода, где происходит окисление металла и создание поверхности оксидного слоя. Эти явления давно известны в электрохимии и относятся к электрокапиллярным эффектам. Уточняющие опыты с включением в цепь расплавленный металл – расплавленное стекло дополнительного внешнего источника постоянного напряжения позволило оценить величину разности потенциалов, которая по порядку величины составляет не более двух вольт.

Данное явление может быть реализовано следующим способом: при соприкосновении расплавленного металла с жидким стеклом на границе происходит химическая (или электрохимическая) реакция, при которой отрицательный ион кислорода (из расплавленного стекла) соединяется с положительным ионом металла. Для интенсификации этих процессов в сплав добавляются поверхностно-активные вещества [2]. С одной стороны получаемая окисная пленка приводит к созданию двойного электрического слоя. Но с другой стороны, именно, данная оксидная пленка и создает сцепление металла со стеклянным капилляром.

Нас интересуют две важные технологические задачи:

1.Создание технического устройства для управления электрохимическим процессом (аспекты этого исследования рассмотрим в другой работе).

2.Изучение влияния "энергии сцепления" металла и стекла на свойства микропровода. Покажем, что энергия электрохимического взаимодействия определяет формирование микропровода. В частности, адгезия металла к стеклу обеспечивает величину и картину распределения остаточных напряжений, которые создают специфическую магнитную структуру. Неучет этого факта привел к неправильным граничным условиям и спорным окончательным выводам. В этом смысле результаты

этой работы отличаются от результатов [3–5], где факт существования поверхностной электрохимической энергии игнорируется.

### Электрoкапиллярные явления в микропроводе

Описание электрoкапиллярности неразрывно связано с представлением о строении двойного электрического слоя. Математическая интерпретация этой идеи может быть основана на использовании уравнений Липпмана: (запишем их в удобной для нас форме)

$$\begin{aligned} -d\sigma_{12} &= qd\varphi \\ \partial^2\sigma_{12}/\partial^2\varphi &= c \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\sigma_{12}$  – дополнительная часть межфазного натяжения, связанная с электрoпотенциалом  $\varphi$  на границе раздела фаз;  $q$  – плотность заряда на границе двух фаз;  $c$  – удельная поверхностная электрoемкость двойного электрического слоя. Решение (1) приводит к следующей формуле для величины удельной электрoкапиллярной энергии [6]:

$$\Delta\sigma_{12} \approx A\Delta\varphi^2, \quad (2)$$

где опустим следующие члены разложения по выбранной нами обобщенной термодинамической координате, которая по физическому смыслу является квадратом разности потенциала –  $\Delta\varphi^2$ . Начало координат (точка, от которой отсчитывается разность потенциалов) соответствует точке нулевого заряда (см. подробнее [6]). Если изучается электрoкапиллярная кривая знак константы  $A$  – отрицательный, а в нашем случае, когда речь идет об адгезии,  $A$  – положительна. Фактически эти кривые являются их зеркальными отражениями.

Как следует из анализа экспериментальных данных [6] порядок изменения энергии  $\Delta\sigma_{12} \sim (0,1-1)$  Дж/м<sup>2</sup>. Энергия поверхностного натяжения между металлом и стеклом порядка – (1–2) Дж/м<sup>2</sup> [2]. Как видно, управляемая внешним электрическим полем, энергия электрoхимического взаимодействия может существенно понизить энергию межфазного натяжения между металлом и стеклом.

### Формирование напряжений в жиле микропровода

Рассмотрим следующую модель формирования напряжений в микропроводе. Благодаря электрoхимическому взаимодействию, наружная поверхность жилы подвержена сильному сцеплению со стеклянной оболочкой. Во внутренней части жилы могут идти еще процессы термопластической релаксации. Рассчитаем остаточные напряжения в рамках простейшей теории [7]. Примем следующую модель: жила микропровода от центра цилиндра до внутреннего радиуса  $b$  подвержена сильным термопластическим релаксациям; от  $b$  до радиуса жилы  $r_{жс}$  “застывает” раньше и в ней существуют только упругие остаточные напряжения. На основании данной модели и используя результаты [8], получим:

А). Если  $r > b$ , но естественно не больше радиуса жилы –  $r_{жс}$ .

$$\begin{aligned} \sigma_r &= P [ 1 - (b/r)^2 ] + \sigma_{rp}, \\ \sigma_\varphi &= P [ 1 + (b/r)^2 ] + \sigma_{\varphi p}, \end{aligned} \quad (3)$$

параметр  $P$  – был задан в [8] и по порядку величины определяется произведением разности коэффициентов термического расширения стекла и металла, на разность температур между началом застывания композита и температурой окончания релаксации (которую можно считать комнатной) и модулем Юнга металла.

Б). Если  $r < b$  остаются только пластические напряжения

$$\begin{aligned} \sigma_{rp} &\sim 2K \ln [r/b], \\ \sigma_{\varphi p} &\sim 2K[1 + \ln [r/b]]. \end{aligned} \quad (4)$$

Из физических соображений применимость (4) ограничена снизу  $r_{кр}$  (см. подробнее в [7]). Отметим, что в жиле существуют и другие напряжения, обусловленные, например, спецификой термической закалки, но с более слабой аналитической зависимостью  $\sigma$  от  $r$ . Параметры  $K$  и  $b$  предполагается получить из экспериментов по нахождению распределений внутренних напряжений методом ферромагнитного резонанса [9]. Оценка  $K$  и  $b$  из сравнения теории с экспериментом [9] для аморфного

микропровода с положительной магнитоотрицательностью  $\lambda$  дает:  $\lambda K \sim 10$  Дж/м<sup>3</sup>, а  $b \sim 1 - 5$  мкм. Параметр максимальных напряжений, определяемый величиной  $\lambda P$  может быть больше на порядок.

### Магнитные свойства

Предположим, что намагниченность микропровода с положительной магнитоотрицательностью направлена вдоль оси цилиндра. Перемагничивание осуществляется движением доменной стенки. Зарождение доменной стенки выгодно в области  $r < b$ , так как там рассчитанная нами анизотропия меньше. Минимизация суммы двух энергий, а именно энергии обменного взаимодействия и деформационной анизотропии по координате  $r$  даст следующее значение для толщины доменной стенки

$$\Delta \approx A_1 / (2\lambda K b) \sim 0,5 - 0,1 \text{ мкм}, \quad (5)$$

где величина обменной энергии  $A_1 \sim 10^{-2}$  нДж/м. Рассмотрим микропровод с двумя цилиндрическими доменами. Радиус внутреннего домена  $r\Delta$  находится из условия равенства объемов доменов, но если  $r\Delta > b$  увеличение внутреннего домена ( для компенсации магнитной энергии внешнего домена) лимитировано возрастанием энергии анизотропии. Минимизация суммы данных энергий дает оценку:

$$r\Delta^2 \sim (r_{\text{жс}} b)B, \text{ где } B^2 = 3 \lambda P / 2\pi M^2. \quad (6)$$

Обычно для материалов с малой магнитоотрицательностью  $B$  будет меньше единицы и микропровод находится в намагниченном состоянии.

### Обсуждение результатов и экспериментальные оценки

Сравним характерные энергии системы. Если считать, что толщина переходного слоя спая металла со стеклом  $d$  меньше микрона, то для характерных плотностей энергий получим неравенства

$$\Delta\sigma_{12}/d > \lambda P > \lambda K.$$

Таким образом, получается логически согласованная картина в количественном отношении. Можно утверждать, что энергии “спая” металла со стеклом, по крайней мере, достаточна для того, чтобы этот “спай” не был разрушен. С другой стороны, достаточно большая энергия  $\lambda P$  должна убывать к центру жилы, благодаря термопластическим процессам. Это приводит к уникальным свойствам микропровода таким, как сохранение остаточной намагниченности микропровода, которое наблюдается экспериментально.

### Выводы

1. С помощью изменения электропотенциала в расплавленной капле металл-стекло можно изменять адгезию, что создает предпосылки улучшения спая металла со стеклом.
2. Возникающие напряжения возрастают на поверхности жилы. Поэтому литой аморфный микропровод (в стеклянной оболочке) может обладать остаточной намагниченностью, обусловленной специфическим распределением внутренних напряжений. Данное свойство микропровода может быть использовано для создания долговременных элементов магнитной памяти и в других электронных устройствах.
3. Управление адгезией электрохимическими методами может изменить магнитные свойства аморфного микропровода.

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность А.И. Дикусару за ценные дискуссии по вопросам электрокапиллярности и помощь в редактировании статьи.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов С.А Производство и свойства аморфного микропровода // Электронная обработка материалов 1999. № 1. С. 66–71.
2. Баранов С.А Получение литого микропровода с аморфной структурой жилы и изучение спая стекло-аморфный металл // Вестник Приднестровского университета 1999. № 2 (11). С. 15–16.
3. Chiriac H., Ovari T. A., Pop Gh. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires. // Physical Review B 1995, v. 52, № 14, p.10 104 – 10 113.

4. *Velasquez J., Vazquez M., Zhukov A.P.* Magnetoelastic anisotropy distribution in glass-coated microwires // *J. Mater. Res* 1996 v. 11. № 10, p. 2499–2505.
5. *Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O.V., Prokoshin A.F., Usov N.A.* Residual quenching stresses in glass-coated amorphous ferromagnetic microwires // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2000, v.33 p.1161–1168.
6. *Попель С.И.* Влияние поляризации на межфазное натяжение в системе металл-оксидный расплав и на адгезию фаз // *Поверхностные свойства расплавов*. 1982. С.78–106.
7. *Боли Б., Уэйнер Дж.* Теория температурных напряжений. М., 1964. С. 479–481.
8. *Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К., Кокоз В.Л., Ларин В.С., Торкунов А.В.* Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах // *ФММ*. 1989. Т.67 . В. 1. С. 73–78.
9. *Баранов С.А.* Оценка распределения остаточных напряжений в жиле аморфного микропровода // *Металловедение и термическая обработка металлов*. 2001. № 3. С. 34–36.

*Поступила 22.08.01*

### **Summary**

The influence of electrochemical of interaction on formation of a microwire is studied. With the help of change of electro potential in molten metal and glass can change connection metal – glass. The connection maintains of the greater energy of residual pressure. The pressures are decrease to the center of a microwire. The microwire becomes magnetized in a zero field. Magnetic microwire can be used for elements of memory.

---

---

## ИНФОРМАЦИЯ

---

### **ПЕРВАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ “ТЕХНИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЭНЕРГЕТИКИ” (г. БАКУ, АЗЕРБАЙДЖАН)**

23 – 25 апреля 2002 года в г. Баку проходила I Международная конференция “Технические и физические проблемы энергетики” (ТРЕ–2002), посвященная памяти выдающегося азербайджанского ученого, основателя азербайджанской научной школы высоковольтников и электрофизиков академика Ч.М. Джуварлы.

Конференция организована по инициативе учеников академика Ч.М. Джуварлы, продолжающих его дело, совместно Институтом физики НАН Азербайджана и Азербайджанским Университетом Тарбият Моаллем (г. Табриз, Иран) по решению Президиума НАН Азербайджана, при содействии АО “Азерэнержи” и Аз.НИИ энергетики и энергопроектирования.

Оргкомитетом были подготовлены сборник докладов и программа конференции, которые вышли в свет до начала ее работы.

Конференцию открыл академик М. Шахтагинский.

Слово было предоставлено президенту НАН Азербайджана академику М. Керимову. Приветствуя участников и гостей конференции, президент рассказал о жизни и деятельности академика Ч.М. Джуварлы, высоко оценил его научные достижения в области производства, передачи и распределения электрической энергии. Он выразил уверенность в том, что Международная конференция, посвященная памяти академика Ч.М. Джуварлы, пройдет на высоком научно-техническом уровне, в доброжелательной, творческой обстановке и пожелал успешной работы участникам.

С приветствием выступил посол Исламской Республики Иран в Азербайджане господин Ахаду Газаи, отметив важность проведения конференции не только в научном плане, но и с точки зрения укрепления дружественных отношений между народами двух соседних государств – Ирана и Азербайджана.

Президент АО “Азерэнержи” Э. Пирвердиев, приветствуя участников столь высокого форума, собравшего ученых и инженеров из многих стран мира, отметил, что конференция посвящена памяти одного из замечательных инженеров–ученых Азербайджана, талантливого организатора, создателя азербайджанской научной школы высоковольтников и электрофизиков, незабвенного академика Чингиза Мехтиевича Джуварлы. Его инженерная и научная деятельность, начиная с 30-х годов, была неразрывно связана с “Азерэнержи”, с проблемами азербайджанской энергетики. Он внес значительный вклад в разработку фундаментальных проблем физико-технического аспекта энергетики, теоретических и технических средств, обеспечивающих надежность энергетических систем и высокую эффективность электронно-ионной технологии. Пожелав успешной работы конференции, президент АО “Азерэнержи” отметил, что весьма перспективно не только объединение энергосистем соседних стран, но и, что особенно важно, координация деятельности ученых и научных центров для успешного решения проблем энергетики. Национальная Академия наук Азербайджана может играть здесь важную роль, что доказывает организация и проведение этой Международной конференции.

На открытии конференции выступили ректор Бакинского Государственного Университета, чл.-кор. НАН Азербайджана Абел Магеррамов, проректоры Азербайджанского университета Тарбият Моаллем доктор Сеид Ахмадиан и доктор Таги Заввар, сопредседатель конференции, д.т.н. А. Гашимов, представитель Российской Федерации проф. М. Халин, представитель Турции проф. Дурул Орен.

В открытии конференции приняли участие представители посольств Исламской Республики Иран, Украинской Республики, Республики Грузия.

Оргкомитетом в программу конференции было включено 186 научных докладов авторов из 10 стран:

Азербайджан – 111 докладов;	Россия – 2;
Иран – 32;	Северный Кипр – 1;
Канада – 1;	Турция – 9;
Китай – 1;	Украина – 3;
Молдавия – 2;	США – 1.

Совместные доклады авторов из разных стран:

Азербайджан – Иран – 6;	Азербайджан – Россия – 4;
Азербайджан – Грузия – 1;	Азербайджан – Турция – 1;

Было зарегистрировано 233 участника и 60 гостей конференции. К сожалению, некоторые участники не смогли принять личное участие в работе конференции. Многие из них прислали в Оргкомитет свои приветствия и пожелания успехов в работе конференции. Среди них академик М.К. Болога (Молдова), профессор Г. Гафури – Фард (Иран), проф. К.П. Кадомская (Новосибирск, Россия), проф. Д. Фаиз (Иран), проф. Лю Мингуан (Китай), проф. Ф.П. Говоров (Украина, Харьков), проф. С.Г. Хоссейни (Иран), проф. А. Голами (Иран), проф. Е.А. Иванов (Санкт-Петербург, Россия), проф. Н.Фахфури (Иран).

На конференции было заслушано более 150 докладов по обширной тематике.

На пленарном заседании – доклады: проф. О. Малика (Канада) “Усовершенствованные стабилизаторы энергетических систем, основанные на технике современного управления и искусственного интеллекта” о проблемах управления и контроля надежностью и устойчивостью энергосистем с помощью нейронных сетей; проф. Л. Велиева (Азербайджан) “Низами Гянджеви о причинах происхождения теплоты и энергии” – о философских воззрениях великого поэта и мыслителя XII века по вопросам энергии, движения и теплоты.

**В соответствии с тематикой конференция проходила в 9 секциях.**

*На секции “Комплексные проблемы энергетики”* были заслушаны доклады, посвященные проблемам повышения надежности и эффективности электроэнергетики в различных регионах, методам оценки состояния больших электрических систем и эффективности межгосударственных электрических связей, вопросам управления качеством электроэнергии, тарифам на электроэнергию при различных моделях рынка и финансовому состоянию предприятий топливно-энергетического комплекса.

*На секции “Электроэнергетика”* рассматривались вопросы математического моделирования режимов токов коротких замыканий и различных перенапряжений и защиты от них электрических сетей, математического анализа и моделирования параметров электроэнергетических систем, моделирования оптимизации схем и режимов электроснабжения, потери мощности в сетях в зависимости от характера нагрузки, анализа сложных электромагнитных процессов, в том числе высокочастотных и феррорезонансных, оптимальных режимов работы сетей и уменьшения в них потерь.

*На секции “Электрические станции”* обсуждались актуальные проблемы теплоэнергетики, в частности, оптимальной организации работы 300 МВт блоков при скользящих параметрах, температурных режимов парообразующих труб прямоточных котлов, созданию экономичной и экологически чистой технологии подготовки добавочной воды на электростанциях, обработки высоко- и слабоминерализованных вод, теплофизическим свойствам водных растворов электролитов, поведения жидкостей при критических и сверхкритических давлениях.

Наибольшее число докладов было заслушано *на секции “Электрофизика”*.

По данной тематике обсуждались вопросы электронно-ионной технологии, исследований электрофизических свойств полимерных и композиционных материалов, процессов электрической зарядки жидких частиц, фото- и термоэлектрических преобразователей энергии, взаимодействия электромагнитных полей и материалов, исследования характеристик электрических разрядов, электроразрядной модификации материалов, электретные, пьезоэлектрические и пироэлектрические свойства диэлектрических композиционных материалов.

*На секции “Электротехнология”* рассматривались вопросы технологии изготовления различных изоляционных материалов и композиционных обогревателей, электрогидродинамического метода конвективного охлаждения высоковольтных трансформаторов, осаждения твердых частиц в турбулентном потоке, снижения потерь при работе электротехнологических установок, исследования процессов в электротермических установках и электромагнитных фильтрах, а также в электролизных установках.

Была отмечена целесообразность продолжения исследований и разработок в области технологического процесса изготовления композиционных электрообогревателей как пластинчатого, так и осесимметричного типов в связи с широкими перспективами их использования во многих областях хозяйства.

*На секции “Управление и контроль в энергосистемах”* представленные доклады касались проблем создания автоматических вычислительных комплексов для анализа режимов электрических сетей, систем электроснабжения, методов и систем диагностики и контроля состояния изоляции, воздушного зазора электрических машин, систем управления параметрами нагрузки, исследования адаптивных систем управления и тестирования в технике, медицине, образовании. Рассматривались вопросы создания различных алгоритмов и алгоритмических структур для использования в системе управления и контроля.

*На секции “Возобновляемые источники энергии”* рассматривались вопросы разработки альтернативных источников энергии – солнечной, геотермальной, подводных течений и других. Приняты решения о расширении фронта исследовательских работ в области нетрадиционных возобновляемых источников энергии, в первую очередь энергии солнца и ветра, с разработкой и внедрением пилотных и промышленных установок, и усилить их координацию в Азербайджане, Иране, России, и Турции. Решено также рекомендовать правительствам указанных стран принять на правовой основе законы, стимулирующие производство и потребление электроэнергии, полученной от возобновляемых источников.

*На секции “Экологические проблемы энергетики”* представленные доклады касались вопросов разработки систем очистки промышленных отходов, твердых, жидких и газообразных, исследования проблемы электромагнитной совместимости воздушных и подводных линий электропередачи с ихтиофауной, протекторного воздействия селена при повреждении электрическим полем эритроцитов животных, разработки детекторов опасного для здоровья электромагнитного излучения.

По результатам дискуссии принято решение считать вопросы обеспечения экологической безопасности объектов энергетики одними из приоритетных в XXI веке, усилить координацию работ по этой проблеме, в том числе в области: мониторинга и снижения вредных выбросов тепловых электростанций; влияния электромагнитных полей на био- и техносферу; защиты водных бассейнов, в том числе такого уникального, как Каспийское море, от загрязнения.

На секционных заседаниях конференции с обширными докладами выступили сотрудники лаборатории “Физика и техника высоких напряжений” Института физики НАН Азербайджана, ученики академика Ч.М. Джуварлы проф. Е. Дмитриев, д.т.н. А. Гашимов, к.ф.-м.н. К. Гурбанов, к.т.н. Р. Мехтизаде, к.ф.-м.н. Ф. Рзаев, к.ф.-м.н. М. Гасанов, аспиранты К. Керимов, Э. Ахмедов, А. Бабаева, С. Гасанова и др.

В заключительный день конференции участниками был прослушан цикл лекций проф. Г. Ораи (Иран) на тему: “Влияние гармоник и нестабильности напряжения сети на эксплуатационный срок электрических двигателей.”

По результатам работы всех 9 секций, которые охватили практически все аспекты тематики конференции, были разработаны рекомендации по современным проблемам энергетики. Результаты конференции будут способствовать организации Международного центра по совместной работе ученых соседних стран в области производства, передачи и распределения электрической энергии.

А. Гашимов, Р. Мехтизаде, К. Гурбанов

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

По решению Ученого совета Института прикладной физики АН РМ и при поддержке Высшего совета по науке и развитию технологий Республики Молдова в 2002 году в г. Кишиневе начала свою работу Международная школа-семинар в области прикладной электрохимии и электрических методов обработки материалов «Петровские чтения». Основными задачами школы–семинара являются: обмен новой информацией в различных областях прикладной электрохимии, электрических методов обработки, демонстрация новейших разработок и методов исследования, консультации ведущих специалистов. Школа-семинар предусматривает проведение тематических семинаров с приглашением известных ученых в данной области.

Работа школы–семинара посвящена памяти известного исследователя и педагога, основателя молдавской школы прикладной электрохимии, а также методов восстановления и упрочнения деталей машин академика АН МССР Юрия Николаевича Петрова. Первое заседание состоялось 25 апреля 2002 года в Институте прикладной физики АН РМ по теме: «Нестационарные процессы в электрохимии и электрохимической технологии». В работе приняло участие около 50 человек из Кишинева, Москвы, Тирасполя.

Во вступительном слове директор Центра электрофизических проблем ИПФ АН РМ академик АН РМ М.К. Болога кратко охарактеризовал задачи школы-семинара, отметил большую роль академика Ю.Н. Петрова в развитии данного направления исследований, создании молдавской школы электрохимиков-технологов, его роль в подготовке кадров высшей квалификации.

В докладе «Академик АН МССР Ю.Н. Петров – основоположник молдавской школы прикладной электрохимии и электрохимической технологии» проф. А.И. Дикусара (ИПФ АН РМ) охарактеризован творческий путь Ю.Н. Петрова – от студента бронетанкового факультета МВТУ им. Н.Э. Баумана до известного специалиста и исследователя в области электрохимических и электрических методов восстановления и ремонта машин, электрохимического формообразования и электрохимической размерной обработки металлов. Научная и педагогическая деятельность Ю.Н. Петрова представлена в контексте развития электрохимии и электрохимической технологии в Молдавии (от А.Н. Фрумкина, родившегося в Кишиневе, до А.И. Шлыгина, Я.И. Турьяна, Ю.С. Ляликова, Ю.Н. Петрова, работавших и создавших в Молдове оригинальные научные школы). Дана краткая характеристика научной школы акад. Ю.Н. Петрова в области прикладной электрохимии. Показано, в какой степени в работах Ю.Н. Петрова и его школы были представлены направления исследований и разработок по теме школы-семинара.

Большой интерес вызвал доклад проф. Ю.Д. Гамбурга (Институт физической химии РАН, г. Москва) «Нестационарные процессы в электрокристаллизации», в котором показано, что в электрокристаллизации время достижения стационарности имеет порядок от 0,1 мс до 10 с, поэтому наиболее важный диапазон частот составляет от 0,1 Гц до 10 кГц. Характерными длительностями при этом являются время заряжения двойного слоя и переходное время диффузионного процесса. Показано, что задачи, связанные с нестационарностью, обычно сводятся к определению нахождения приэлектродных концентраций ионов-реагентов (их зависимости от времени) и величин перенапряжений. Многие задачи этого типа решены к настоящему времени аналитически или численно и полученные решения, обсужденные в докладе, позволяют обосновать оптимальные с той или иной точки зрения режимы электроосаждения.

Показана роль периодов инверсии знака тока, паузы тока, величины концентрационного перенапряжения и перенапряжения переноса заряда. В результате воздействия этих факторов изменяется характер макро- и микрораспределения тока, микроструктура осадков, выход металла по току и кинетика осаждения примесей, а следовательно, и чистота осаждаемых металлов. Причины всех этих явлений подробно обсуждены в докладе. Значительный интерес и большие возможности представляет выделение сплавов при использовании нестационарных электрических режимов, в частности, получение полислоистых осадков; рассмотрены случаи получения покрытий из меди и никеля, а также железа и вольфрама.

Доклад проф. А.И. Дикусара (ИПФ АН РМ) «Нестационарные процессы анодного растворения металлов и электрохимической размерной обработки» посвящен обзору исследований и разработок в области нестационарных процессов высокоскоростного анодного растворения металлов и



импульсных методов электрохимической размерной обработки. Рассмотрены нестационарность как следствие специфических особенностей электрохимического процесса и нестационарность управления, позволяющая регулировать параметрами электрохимической реакции и управлять свойствами поверхностных слоев и технологическими показателями обработки. Представлены теоретические и экспериментальные результаты исследования явления термокинетической неустойчивости электродных процессов и (как следствие) термокинетической неустойчивости поверхностных слоев. Проанализированы различные варианты импульсной электрохимической обработки (импульсная электрохимическая размерная обработка, импульсная обработка с вибрацией электрода-инструмента, ЭХРО импульсами микросекундного диапазона, импульсная анодно-катодная обработка и др.). Показаны их возможности и недостатки.

В докладе д-ра А.Г. Карча (Технический университет Молдовы) «Электроосаждение металлооксидно-гидроксидных композиционных покрытий на основе никеля и кобальта с применением импульсного тока» показано, что в последние годы все больший практический интерес представляет получение композиционных покрытий на основе оксидно-гидроксидных соединений переходных металлов. Представлен метод формирования композиционных покрытий,  $Me-MeOxHy$  ( $Me = Ni, Fe, Co$ ) и бинарных систем  $Me_I - Me_I Ox Hy + Me_{II} OxHy$  ( $Me_I = Ni, Co, Fe; Me_{II} = Ti$ ). Метод состоит в электроосаждении композиционных покрытий из простых хлоридных растворов при комнатной температуре с использованием импульсного тока. Результаты анализа полученных материалов различными физическими и электрохимическими методами показали, что соотношение фаз в покрытии зависит от условий электроосаждения и специальной последующей анодной и термической обработки. Представлены результаты, свидетельствующие о возможностях использования полученных материалов.

Оригинальному методу определения потенциалов нулевого заряда с использованием синусоидального тока с обратным импульсом посвящен доклад проф. В.П. Косова (Научно-исследовательская лаборатория по очистке сточных вод и получению покрытий, (г. Кишинев) «Способ определения потенциала нулевого заряда электрода». Экспериментально установлено, что после разрыва цепи поляризующего тока во времени анодной и катодной частей цикла смещения потенциалов электрода происходят навстречу друг другу, что свидетельствует о перезарядке полной емкости двойного электрического слоя в течение каждого периода тока данной частоты. Показаны невозможность использования классических методов определения потенциала нулевого заряда в активных концентрированных растворах, используемых в производстве, а также возможности предлагаемого метода.

В докладе О.О. Редкозубовой (ИПФ АН РМ) «Импульсная анодно-катодная электрохимическая микрообработка при наличии фоторезистивных масок» показаны возможности увеличения локализации электрохимического травления в условиях микрообработки при наличии масок. Показано, что использование импульсного реверсивного тока в сочетании с определенными гидродинамическими условиями позволяет существенно снизить подтравливание под изоляцию и тем самым увеличить локализацию травления.

Исследованию импульсного электроосаждения хрома как метода повышения рассеивающей способности электролита был посвящен доклад Н.И. Цынцару (ИПФ АН РМ) «Импульсное электроосаждение хрома». Показано, что импульсное электроосаждение позволяет существенно повысить выход по току и скорость электроосаждения. Представлены данные, согласно которым при определенных параметрах импульсного тока наблюдается падающая зависимость выхода по току от средней плотности тока, что может служить основой разработки методов, позволяющих улучшить равномерность электроосаждения хромовых покрытий.

Ряд разработок был представлен в виде стендовых докладов. В процессе работы школы-семинара прошли обсуждения и консультации по различным вопросам электрохимической технологии. Работала выставка-продажа научно-технических новинок. Полные тексты докладов будут публиковаться на страницах журнала «Электронная обработка материалов».

Определена тематика следующих заседаний: «Электрохимия процессов формообразования рабочих поверхностей деталей машин и инструмента» (24 июня 2002 г.); «Электрохимия и экология» (сентябрь 2002 г.); «Электрохимия полупроводников. Новые достижения и перспективы применения» (ноябрь 2002 г.).

А.И. Дикусар