

Samko, V.V., Ivanov, A.V.

NUMERISCHE UNTERSUCHUNG DER HYDRODYNAMISCHEN ERSCHEINUNGEN,  
HERVORGERUFEN DURCH UNTERWASSERFUNKEN

Deutsche Vollübersetzung aus:

Gidromechanika. Moskva, 39 (1979), S. 35 - 40.

Russ.: ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ,  
ВЫЗВАННЫХ ПОДВОДНОЙ ИСКРОЙ

Čislennoe issledovanie gidrodinamičeskich javlenij,  
vyzvannyh podvodnoj iskroj

Die Eignung von Flüssigkeitsfunkenentladungen (FFE) in Bezug auf die Erzeugung starker Druckwellen wird heutzutage auf verschiedensten Gebieten der Technik eingesetzt /1/. Eines der wichtigsten Probleme bei der Untersuchung der FFE ist deshalb die Untersuchung der instationären Bewegung zwischen zwei Grenzflächen: der Stoßwellenfront und der Kontaktfläche des Funkenkanals, die sich zum Zeitpunkt des Durchschlags der Entladungsstrecke bilden, welcher von uns als Beginn der zeitlichen Entwicklung gewählt wurde. Wir nehmen an, die Strömung besitze Axialsymmetrie. Das den Funkenkanal füllende dichte Nieder-temperaturplasma hat einen Druck von  $P(0) = P_0 > P_\infty$ , die Geschwindigkeit  $\dot{a}(0) = \dot{a}_0$  und den Radius  $a(0) = a_0 \neq 0$ .

Der Versuch zeigt, daß die radiale Ausdehnungsgeschwindigkeit des Funkenkanals in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit in Wasser ist /9/. Folglich kann man die Berechnung durch direktes Lösen der klassischen Gleichungen für die Hydrodynamik mit ausgeprägter Stoßwellenfront durchführen. Haupthilfsmittel bei der Lösung derartiger Aufgaben sind die Differenzen-

Übersetzungsstelle  
der Universitätsbibliothek Stuttgart

methoden. Die Art der angewandten Integrationsschemata hängt wesentlich von der Art und Weise ab, wie die hydrodynamische Strömung beschrieben wird.

Bei der vorliegenden Aufgabe wird die Phasenebene  $r, t$ , in der die Bewegung untersucht wird, in einzelne Abschnitte einer glatten Strömung zerlegt. In jedem Bereich werden die Gleichungen der Gasdynamik erfüllt, und an den Bruchstellen die Kompatibilitätsbedingungen. Die verallgemeinerte Lösung ist somit eine Gesamtheit glatter Lösungen, die aneinander durch die Bruchlinie unter Beachtung der Kompatibilitätsbedingungen angrenzen.

Die detaillierte Beschreibung der untersuchten Strömung liefert die Charakteristikenmethode /8/. Verglichen mit anderen Differenzenmethoden liegt ihre Besonderheit in dem minimalen Einsatz von Interpolationsoperatoren und der damit zusammenhängenden maximalen Nähe des Abhängigkeitsbereichs des Systems der Differentialgleichungen. Die Glättung der Profile, die für Differenzenschemata mit fixiertem Netz charakteristisch ist, ist minimal, da das angewandte Netz unter Berücksichtigung des Abhängigkeitsbereichs des Systems aufgestellt wird. Die Flüssigkeitsströmung wird durch hydrodynamische Gleichungen beschrieben, die man wegen der zylindrischen Symmetrie besser in der Form /5/

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\rho) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho V) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\rho V) + \frac{\partial}{\partial r}[r(P + \rho V^2)] = 0 \quad (2)$$

anschreibt. Die Zustandsgleichung für Wasser wählen wir in der Form von Tete

$$\frac{P + B}{\rho^n} = \frac{P_\infty + B}{\rho_0^n}, \quad (3)$$

wobei  $B = 2,984 \cdot 10^8 \text{ II}_a$ ,  $n = 7,15$  und die üblichen anderen Bezeichnungen sind.

Die Grenzbedingungen für die Integration von System (1) und (2) sind die Unstetigkeitsbedingungen der Massenströme, des Impul-

ses und der Energie durch die Stoßfront

$$\rho_1(V_1 - D) = \rho_0(V_0 - D), \quad (4)$$

$$P_1 + \rho_1(V_1 - D)^2 = P_0 + \rho_0(V_0 - D)^2, \quad (5)$$

$$\rho_1(V_1 - D) \left[ \varepsilon_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{(V_1 - D)^2}{2} \right] = \rho_0(V_0 - D) \left[ \varepsilon_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{(V_0 - D)^2}{2} \right] \quad (6)$$

und die Beziehung zwischen dem Druck an der Oberfläche der Kontaktbruchstelle  $P_a$  und der Trajektorie ihrer Bewegung  $a(t)$ , die man für das Modell einer homogenen Entladung in folgender Form schreiben kann:

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{d(P_a S)}{dt} + P_a \frac{dS}{dt} = \frac{N(t)}{l}. \quad (7)$$

Mit dem Index 0 werden die hydrodynamischen Parameter in einer ungestörten Flüssigkeit beschrieben, und mit 1 an der Wellenfront. Der Wert  $N(t)$  stellt die in den Funken eingebrachte Leistung dar,  $S(t) = \pi a^2$  den Kanalentladungsquerschnitt,  $l$  seine Länge,  $\gamma$  den effektiven Adiabatenkennwert /6/. Das System der hydrodynamischen Gleichungen, das wegen der numerischen Lösung transformiert wird, nimmt folgende Gestalt an:

$$\frac{dr}{dt} = V + c, \quad dV + \frac{2dc}{n-1} = -\frac{cV}{r} dt, \quad (8)$$

$$\frac{dr}{dt} = V - c, \quad dV - \frac{2dc}{n-1} = \frac{cV}{r} dt. \quad (9)$$

Da in die transformierten hydrodynamischen Gleichungen (8), (9) in klarer Form nur die Schallgeschwindigkeit und die Geschwindigkeit der Wasserpartikel eingehen, so muß man auch die Bedingungen an der Stoßwellenfront so transformieren, daß zu ihnen außer der Verschiebungsgeschwindigkeit  $D$  der Stoßwellenfront nur die durchgerechneten Werte gehören. Nach entsprechenden Transformationen erhalten wir dann:

$$D = \frac{V_1}{2} + \frac{1}{n-1} \frac{c_1^2 - c_0^2}{V_0}, \quad (10)$$

$$c_1 = \sqrt{c_0^2 + \frac{n-1}{2} V_1} \sqrt{4c_0^2 + \left(\frac{n+1}{2}\right)^2 V_1^2 + \left(\frac{n-1}{2}\right)^2 V_1^2}. \quad (11)$$

Das Gleichungssystem (7) - (11) läßt die Beschreibung der Art der hydrodynamischen Strömung zu, wenn die zugeführte Leistung

bekannt ist. Durch numerische Lösung kann man Druck und Radius des Kanals, Druck, Dichte und Geschwindigkeit der Flüssigkeit in einem beliebigen Punkt zwischen den Oberflächen der starken und der Kontaktbruchstelle zu einem beliebigen Zeitpunkt bestimmen.

Untersuchen wir im einzelnen die einfachste der möglichen Situationen, wo die Joulesche Wärme innerhalb eines Impulses des Entladungsstromes abgetrennt wird: der sogenannte kritische Zustand der Energiedissipation. In diesem Fall kann die Leistung mit großem Genauigkeitsgrad durch ein gleichschenkeliges Dreieck

$$N(t) = \begin{cases} N_m \frac{t}{\tau} \\ 2N_m \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \text{ bei } 0 \leq \frac{t}{\tau} \leq 0,5, 0,5 \leq \frac{t}{\tau} \leq 1, 1 < \frac{t}{\tau} \\ 0 \end{cases} \quad (12)$$

approximiert werden.

Die maximale Leistung wird bestimmt durch die Parameter des Entladungskreises /6/

$$N_m = 0,2U_n^2 \sqrt{C/L}, \quad (13)$$

mit  $U_n$  Spannung zum Zeitpunkt des Durchschlags;  $C$ ,  $L$  Kapazität und Induktivität des Kreises;  $\tau$  Dauer der Energieabgabe.

Bei bekannter Größe der vom Entladungskanal abgegebenen Energie  $W_\tau$  kann die Leistung auch unmittelbar durch  $W_\tau$  errechnet werden:

$$N_m = \frac{2W_\tau}{\tau}. \quad (14)$$

Bei der kritischen Entladung hängt die Dauer der Energieabgabe nur von der Kapazität und der Induktivität des Kreises ab:

$$\tau = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (15)$$

Angemerkt sei, daß die kritische Entladung nach den Angaben in /3, 4/ bei Erfüllung folgender Relation zwischen den Parametern des Entladungskreises eintritt:

$$\frac{\pi A l^2}{U_n^2 \sqrt{LC}} = 1. \quad (16)$$

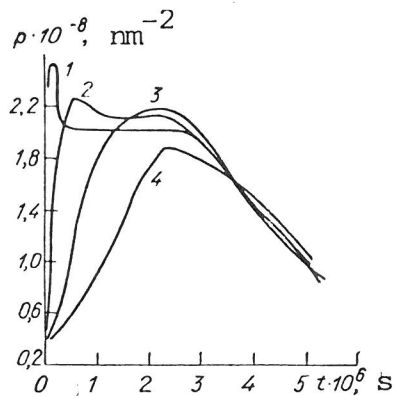


Abb. 1. Zeitliche Veränderung des Drucks im Kanal in Abhängigkeit vom Anfangsradius des Funkens.

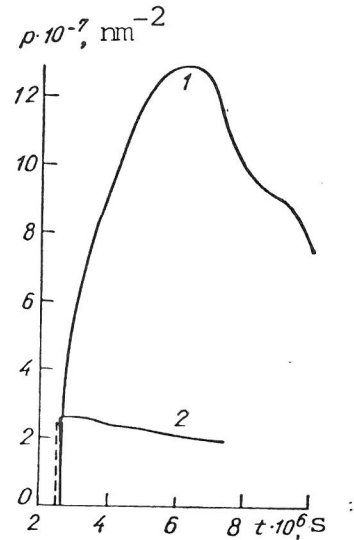


Abb. 2. Druckverlauf in der Druckwelle bei verschiedenen Abständen von der Entladungsachse.

Hier bezeichnet  $A$  die Funkencharakteristik, die gleich  $10^5 B^2 \text{ s/m}^2$  beim Durchschlag der Wasserstrecke mit hoher Spannung und gleich  $0,25 \cdot 10^5 B^2 \text{ s/m}^2$  bei Initiierung der Entladung durch einen "dünnen" Leiter ist.

Verweilen wir bei einigen Ergebnissen der numerischen Lösung. Für die Energie im Impuls, die zur Längeneinheit des Kanals  $W_t/l = 3\,550 \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$  paßt, und ihrer Abgabezeit  $\tau = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  wurde der Druck im Kanal berechnet (Abb. 1). Als Anfangsbedingungen wurden gewählt: die Anfangsgeschwindigkeit der Kanalausdehnung  $a_0 = 25 \text{ m/s}$  und sein Anfangsradius  $a_0 = 0,025; 0,1; 0,3; 0,6 \text{ mm}$  (Kurven 1 - 4).

Wie aus diesen Kurven hervorgeht, "vergißt" das System nur im Bereich der kleinen Werte der Anfangsbedingungen ( $a_0 \ll a(t)$ ) schnell ( $t \ll \tau$ ). Wenn  $a_0 \sim a(\tau)$ , dann wird der Unterschied auch in der Strömung  $t \sim \tau$  festgestellt. Beginnend bei  $t > 3 \text{ Mx}$  unterscheiden sich die Druckkurven im Kanal bei beliebigen  $0,025 \leq a_0 \leq 0,3 \text{ mm}$  tatsächlich praktisch nicht voneinander.

Der Druckabfall beginnt zum Zeitpunkt des Leistungsabfalls ( $t \approx 2,5 \times 10^{-6}$  s) für eine beliebige der Anfangsbedingungen. Die Steilheit des Druckanstiegs nimmt mit zunehmendem  $a_0$  beträchtlich ab. Folglich beobachtet man bei kritischen Entladungen in Wasser mit hoher Leitfähigkeit (unter Beibehaltung des unveränderten Gesetzes der Energiezufuhr) eine Abnahme der "brisanteren" Entladungswirkung.

Angemerkt sei, daß eine Zunahme des Anfangsradius des Entladungskanals bei unveränderter Zufuhrgeschwindigkeit der elektrischen Energie physikalisch gleichwertig ist mit einer Abnahme der Energiedichte im Kanal, was unweigerlich zu einer Abnahme der Druckgröße als auch der Geschwindigkeit seiner Zunahme führt. Der Ausgleich der Drücke am Ende der Entladung (siehe Abb. 1) ist dadurch bedingt, daß bei einer schnelleren Zunahme des Drucks auch die irreversiblen Verluste der in den Kanal eingebrachten Energie zunehmen, da in diesem Fall der Wiederherstellungsprozeß des thermodynamischen Gleichgewichts in der Flüssigkeit nicht rechtzeitig der Veränderung des Flüssigkeitsvolumens folgen kann /2/.

Die bei festem  $a_0$  und variabler Anfangsgeschwindigkeit  $\dot{a}_0 = 25 - 500$  m/s durchgeführten Berechnungen zeigten, daß die Druckausgleichzeit mit abnehmendem  $a_0$  sinkt.

In Abb. 2 sind die rechnerischen Abhängigkeiten des Drucks von der Zeit bei den Abständen 0,04 (Kurve 1) und 0,12 m (Kurve 2) von der Achse des Funkenkanals angegeben. Der Entladungsvorgang zeichnet sich durch folgende Parameter aus:  $W_t/l = 7\,660$  J·m<sup>-1</sup>;  $\tau = 8,8 \cdot 10^{-6}$  s,  $a_0 = 5 \cdot 10^{-5}$  m,  $\dot{a}_0 = 100$  m·s<sup>-1</sup>. Der Ablesebeginn von Kurve 2 wurde mit Kurve 1 gedeckt, die gestrichelte Linie zeigt den Versuchswert der Druckamplitude im Abstand 0,12 m /7/. Wie ersichtlich, beobachtet man eine Veränderung der Form der ausgestrahlten Welle und eine Abnahme ihrer Amplitude. Dies ist dadurch bedingt, daß eine zylindrische Divergenz der Flüssigkeitsströmung vorhanden ist und daß die nicht-linearen Effekte zunehmen.

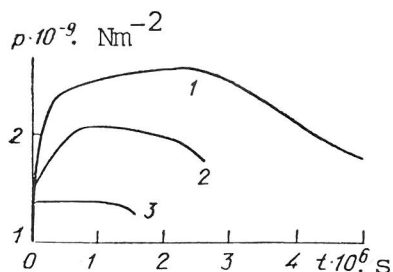


Abb. 3. Zeitliche Druckveränderung im Kanal und in der Druckwelle bei einer starken Entladung.

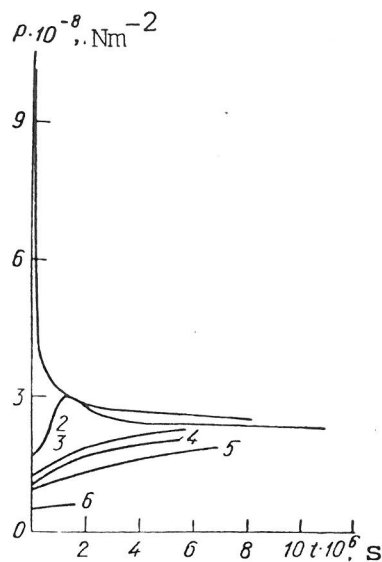


Abb. 4. Druckverlauf in der Druckwelle und im Funkenkanal in Abhängigkeit von der Anfangsgeschwindigkeit seiner Ausdehnung.

In noch krasserer Form stellt man eine Zunahme der nichtlinearen Effekte bei Entladungen mit höherem Energiegehalt fest (Abb. 3). Hier ergibt sich eine Zeitabhängigkeit des Drucks im Entladungskanal (Kurve 1) und des Drucks in der untersuchten Welle in den Abständen  $6 \cdot 10^{-3}$  (Kurve 2) und  $15 \cdot 10^{-3}$  (Kurve 3) von der Kanalachse. Die Zeitachsensprünge der Kurven wurden wie in Abb. 2 gewählt. Die Entladungsparameter betragen  $W_{r/1} = 3,5 \cdot 10^5 \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\tau = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ ,  $a_0 = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  und  $\dot{a}_0 = 300 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Vergleicht man die Ergebnisse der beiden letzten Versuche (siehe Abb. 2, 3), zeigt sich, daß sich die Stoßwelle bei stärkeren Funken (je nach Größe der auf die Längeneinheit des Kanals abgegebenen Energie bei vergleichbaren Dissipationszeiten) in unmittelbarer Nähe vom Funkenkanal bildet, und daß die Größe ihrer Druckamplitude  $\sim 10^4 \text{ atm}$  erreicht.

Wenn der Entladungszustand einen ausgeprägten Schwingungscharakter besitzt, kann das Zufuhrgesetz der elektrischen Energie

in den Funkenkanal in Form von (12) nicht mehr benutzt werden. Als Grenzbedingung an der Kontaktfläche kann man jedoch in diesem Fall die Trajektorie ihrer Bewegung verwenden. Die entsprechenden Gleichungen bei ihrer Bestimmung erhalten wir aus Gleichung (7) und der Relation, die die spezifische innere Energie und die Leitfähigkeit verbindet /4/:

$$\frac{da}{a} = \frac{1}{2(\gamma-1)} \left( \frac{i^2 R^2}{A l^2} + \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \right) dt, \quad (17)$$

mit  $a$  Radius des Funkenkanals;  $i$  Entladungsstrom;  $R$  Funkenwiderstand.

Benutzt man die Gleichung des Schwingungskreises und eliminiert ihn mit Hilfe des Widerstands, so kann man leicht die Verbindung zwischen Bewegungstrajektorie des Kanals und des Entladungsstroms herstellen:

$$a = a_0 \exp \left\{ \frac{1}{2(\gamma-1)} \left[ \frac{1}{\Pi_k} \int_0^1 \left( 1 - \Pi_1 I - \frac{1}{\pi} I' - \pi \int_0^x I dx_1 \right) dx + \ln \Pi_2^{-1} \left( 1 - \Pi_1 I - \frac{1}{\pi} I' - \pi \int_0^x I dx_1 \right) \right] \right\}. \quad (18)$$

Hier bezeichnen  $\Pi_1 = R_k \sqrt{C/L}$ ,  $\Pi_2 = R_0 \sqrt{C/L}$  unabhängige dimensionslose Größen, die aus den Maßkonstanten gebildet sind und die Kinematik des Ausdehnungsvorgangs charakterisieren;  $I = i U_0^{-1} \sqrt{L/C}$  die dimensionslose Funktion des Stromes;  $x = t/\pi \sqrt{LC}$  die dimensionslose Zeit;  $R_k$  den Widerstand des Entladungskreises bei Kurzschlußfunkenstrecke, und  $R_0$  den Anfangswiderstand des Funkenkanals, der durch die physikalischen Parameter des Mediums und seine Durchschlagsbedingungen bestimmt wird.

Bei kleinen Zeiten ( $x < 0,15$ ), wo man den Strom an die lineare Funktion der Zeit approximieren kann /3/, und bei  $R_k/R \ll 1$ , kann man Ausdruck (18) integrieren und eine eindeutige Abhängigkeit des Radius von der Zeit in der Form

$$a(t) = a_0 \exp \left\{ \frac{1 - \exp(-3,6\eta)}{2(\gamma-1)\eta^3} x \left[ 1 - \frac{\pi x}{\Pi_2} + \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{1}{\Pi_2^2} - \frac{\exp(-3,6\eta)}{1 - \exp(-3,6\eta)} \right) x^2 \right] \right\} \quad (19)$$

ermitteln, wobei  $\eta$  den Anteil der gespeicherten Energie bezeichnet, die während der ersten Halbperiode der Stromentladung im Kanal abgegeben wurde und mit  $\Pi_k$  durch die näherungs-



weise Relation

$$\eta^3 = \pi^2 \Pi_k \quad (20)$$

verbunden ist.

Angesichts des geringen Einflusses der Parameter  $\Pi_1$  und  $\Pi_2$  auf die Form der Trajektorie  $a(t)$  während eines großen Zeitraumes der Energieabgabe, kann man Gleichung (18) vereinfachen und, beginnend mit einem bestimmten  $x^*$ , in Form der funktionalen Abhängigkeit

$$a = a(\Pi_k, t).$$

darstellen.

Diese Abhängigkeit wurde experimentell bestimmt anhand von Photogrammen des lichtdurchstrahlten sichtbaren Durchmessers des Funkenkanals. Bei  $x \geq 0,15$  wurde folgende empirische Formel ermittelt:

$$a(t) = 1,65 \left( \frac{U_0^2 C^2 L}{\rho_0 l} \right)^{1/4} \Pi_k^{0,2} \left( \frac{t}{\tau_1} \right)^\alpha, \quad (21)$$

wobei

$$\tau_1 = \pi \sqrt{LC} (1 + 3,3 \Pi^{2/3}), \quad (22)$$

$$\alpha = 0,73 + 3,82 \sqrt{\Pi_k} \exp(-14,5 \Pi_k). \quad (23)$$

Der Anfangsradius  $a_0$  wurde bestimmt aus der Vernetzungsbedingung der Ausdrücke (19) und (21) im Punkt  $x = 0,15$ :

$$a_0 = 1,65 \Pi_k^{0,2} \left( \frac{U_0^2 C^2 L}{\rho_0 l} \right)^{1/4} \left( \frac{0,15}{1 + 1,54 \Pi_k^{2/3}} \right) \exp - \left\{ 0,075 \frac{1 - \exp(-3,6\eta)}{(\gamma - 1) \eta^2} \left[ 1 - \frac{0,15\pi}{\Pi_2} + 0,0075\pi^2 \left( \frac{1}{\Pi_2^2} - \frac{\exp(-3,6\eta)}{1 - \exp(-3,6\eta)} \right) \right] \right\}. \quad (24)$$

Bei initiierten dünnen Entladungsleitern kann man die Größe  $R_0$  mit Hilfe folgender Formel schätzen (Fehlergröße: 20 - 30 %):

Die Berechnung, die unter Verwendung der Bewegungstrajektorie der Kontaktfläche in Form von (19) - (25) bei einer Schwingungsentladung mit den Parametern  $W_\tau/l = 0,6 \cdot 10^5 \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$ ;  $\tau = 6,0 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ ,  $a_0 = 0,15 \cdot 10^{-2} \text{ m}$  durchgeführt wurde, ist in Abb. 4 dargestellt. Die Kurven 1, 2 geben die zeitliche Abhängigkeit des Drucks im Kanal bei  $\dot{a}_0 = 500$  und  $25 \text{ m/s}$  wieder,

die Kurven 3, 4 in der Druckwelle in den Abständen 6 und 8 mm ( $\dot{a}_0 = 25$  m/s), und die Kurven 5, 6 den Druck bei  $r = 10$  und 100 mm bei  $\dot{a}_0 = 500$  m/s.

Somit ist geklärt, daß die numerische Lösung von Gleichungen der Hydrodynamik sehr empfindlich auf die Wahl der Anfangsbedingungen bei Untersuchungen der Unterwasserfunkenentladungen reagiert. Um ein hinreichend vollständiges und zuverlässiges Bild von dem Untersuchungsvorgang durch ein numerisches Verfahren zu erhalten, muß man genaue Anfangsbedingungen vorgeben.

### Literaturverzeichnis

1. Гулий Г. П., Малюшевський П. П., Проценко М. Ф. Потужний електричний розряд у рідині і його практичне використання.— Вісн. АН УРСР, 1975, № 5, с. 60—67.  
Gulij, G.P., Maljuševskij, P.P., Procenko, M.F.: Potužnij élektričnij rozrjad u ridini i jogo praktične vikoristannja. In: Vestnik. Akademija nauk Ukrainskoj SSR. Kiev, 1975, Nr 5, S. 60 - 67.  
(Eine starke elektrische Flüssigkeitsentladung und ihre praktische Anwendung; ukrain.)
2. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей.— Л.: Гостехиздат, 1951.—107 с.  
Kornfel'd, M.  
Uprugost' i pročnost' židkostej.  
Leningrad: Verlag "Gostechizdat", 1951.  
Dt.: Elastizität und Festigkeit der Flüssigkeiten. (Grundlagen der Kavitationsvorgänge. Übers. Ferdinand Riedel, wiss. Red.: Otto Everling).  
Berlin: Verlag "Technik", 1952.
3. Кривицкий Е. В., Шамко В. В. О подобии подводных искровых разрядов.— Журн. техн. физики, 1972, 42, вып. 1, с. 83—87.  
Krivickij, E.V., Šamko, V.V.: o podobii podvodnych iskrovych razrjadov.  
In: Žurnal techničeskoj fiziki. Moskva, 42 (1972), Nr 1, S. 83 - 87.  
Engl.: Similiarity of underwater spark discharges.  
In: Soviet physics. Technical physics. New York, 17 (1972), Nr 1, S. 62 - 65.
4. Кривицкий Е. В., Шамко В. В., Апостали В. Л. Оценка энергетических параметров канала подводного искрового разряда.— Электрон. обраб. материалов, 1971, № 5, с. 48—50.  
Krivickij, E.V., Šamko, V.V., Apostali, V.L.: Ocenka énergetičeskich parametrov kanala podvodnogo iskrovogo razrjada.  
In: Élektronnaja obrabotka materialov. Kišinev, 1971, Nr 5, S. 48 - 50.

Engl.: Evaluation of the energy parameters of an underwater spark discharge channel.

In: Electrochemistry in industrial processing and biology. New York, 1971, Nr 5, S. 47 - 54.

5. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны.— М.: Изд-во иностранной литературы, 1950.—426 с.

Kurant, R., Fridrichs, K.

Sverchzvukovoe tečenie i udarnye volny.

Moskva: Verlag "Inostrannaja literatura", 1950.

Engl.: Supersonic flow and shock waves.

By Richard Courant and Kurt Otto Friedrichs.

New York usw.: Interscience Publ., 1948 (1956).

6. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде.— М.: Наука, 1971.— 155 с.

Naugol'nych, K.A., Roj, N.A.

Élektričeskie razrjady v vode.

Moskva: Verlag "Nauka", 1971.

/Flüssigkeitsementladungen; russ./

7. Окунь И. З. Исследование волн сжатия, возникающих при импульсном разряде в воде.— Журн. техн. физики, 1971, 41, вып. 2, с. 292—301.

Okun', I.Z.: Issledovanie voln szatija, vznikajuščich pri impul'snom razrjade v vode.

In: Žurnal tehničeskoj fiziki. Moskva, 41 (1971), Nr 2, S. 292 - 301.

Engl.: Generation of compression waves by a pulsed discharge in water.

In: Soviet physics. Technical physics. New York, 16 (1971), Nr 2, S. 219 - 226.

8. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике.— М.: Наука, 1968.—592 с.

Roždestvenskij, B.L., Janenko, N.N.:

Sistemy kvazilinejnych uravnenij i ich prilozhenija k gazovoj dinamike.

Moskva: Verlag "Nauka", 1968.

/Quasilineare Gleichungssysteme und ihre Anwendungen auf die Gasdynamik; russ./

9. Скворцов Ю. В., Комельков В. С., Кузнецов Н. М. Расширение канала искры в жидкости.— Журн. техн. физики, 1960, 30, вып. 10, с. 1165—1177.

Skvorcov, Ju.V., Komel'kov, V.S., Kuznecov, N.M.: Rassirenije kanala iskry v židkosti.

In: Žurnal tehničeskoj fiziki. Moskva, 30 (1960), Nr 10, S. 1165 - 1177.

Engl.: Expansion of a spark channel in a liquid.

In: Soviet physics. Technical physics. New York, 5 (1961), Nr 10, S. 1100 - 1112.

Planungs- und Konstruktionsbüro  
für Elektrische Hydraulik der  
Akad.d.Wiss. der Ukrainischen SSR

Redaktionseingang:  
10.2.1976

Stuttgart, den 28. Juni 1983

**Übersetzungsstelle  
der Universitätsbibliothek Stuttgart**

Übersetzt von:

*Ottmar Pertschi*  
(Ottmar Pertschi)  
Dipl.-Übersetzer