

ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД
«ПРИАЗОВСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Федун Віктор Іванович

УДК 533.98+ 533.6.11.72

ДИСЕРТАЦІЯ
ЗБУДЖЕННЯ ПЛАЗМОВИМИ УТВОРЕННЯМИ
ГІДРОАКУСТИЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ

Спеціальність 01.04.08 – фізика плазми
(фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ В. І. Федун

Науковий керівник – **Коляда Юрій Євгенович**,

доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2019

АНОТАЦІЯ

Федун В.І. Збудження плазмовими утвореннями гідроакустичних хвилеводів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми (фізико-математичні науки). – Державний вищий навчальний заклад «Приазовський державний технічний університет»; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Харків, 2019.

Дисертація присвячена вирішенню актуальної наукової задачі, яка полягає у встановленні механізмів і закономірностей формування і взаємодії потужних імпульсних потоків плазми з рідиною, збудження пружних хвиль плазмовими потоками і їх поширення в рідинному хвилеводі, що знайшло практичне використання при інтенсифікації видобутку вуглеводнів.

У **першому розділі** виконаний аналітичний огляд стану питання і обґрунтовано вибір напрямку досліджень. Інтерес до потоків щільної плазми пояснюється перспективами їх використання в наукових дослідженнях і практичних сферах. Особливу увагу приділяють розробці наукових та технологічних основ створення імпульсних плазмотронів та дослідженню створюваних ними плазмових потоків. Аналіз літературних даних показав, що плазмотрони на базі капілярного розряду дозволяють формувати потоки плазми в середовищах високого тиску. При цьому залишається не вирішеною задача про формування та витікання потоків в хвилевід, заповнений рідиною, і про збудження пружних коливань, що супроводжує цей процес. Також залишається відкритим питання щодо розширення парогазової порожнини в циліндричному хвилеводі і щодо можливості реалізації поршневого руху рідини, а також збудження акустичних хвиль з плоским фронтом. Вказані невирішені питання є особливо актуальними з огляду на перспективність застосування потужних плазмових генераторів гідроакустичних імпульсів для інтенсифікації видобутку рідких корисних копалин. При цьому канал свердловини передбачається

використовувати в якості акустичного хвилеводу для транспортування пружної енергії в область продуктивного пласта і зміни його фільтраційних властивостей; ця гіпотеза потребує перевірки в промислових умовах.

Другий розділ присвячено моделюванню процесу збудження плазмовим створенням пружних імпульсів в акустичних рідинних хвилеводах. Запропоновано і обґрунтовано математичну модель роботи плазмового генератора гідроакустичних імпульсів в середовищі з циліндричної геометрією.

Математичним моделюванням визначено динаміку парогазової порожнини (ПГП) в гідроакустичному хвилеводі (ГАХ) і параметри випромінюваного імпульсу. Вперше показано, що при передачі до ПГП енергії вище деякого критичного значення в ГАХ збуджується відокремлений імпульс стиснення. Критичне значення енергії визначається як властивостями рідини, так і умовами інжекції плазми.

Показано, що випромінюваний імпульс є однополярним, тобто присутній тільки імпульс стиснення і відсутній імпульс розрядження.

Встановлено, що при поширенні ПГП в ГАХ залежність максимального тиску стиснення і виділеної в розряді енергії є квадратичною, тобто є сильнішою ніж в випадку утворення ПГП в необмеженому середовищі.

Аналіз моделі показав, що при поршневному розширенні ПГП практично вся робота над рідиною перетворюється в енергію акустичного випромінювання, а к.к.д. трансформації енергії плазмового утворення в пружну енергію рідини може сягати 30 %.

На основі прямого і зворотного Фур'є перетворення розроблено методику розрахунку згасання пружного імпульсу в протяжному ГАХ.

Передбачалося, що кожна гармоніка згасає лише із властивим для неї коефіцієнтом згасання через в'язкість пристінкового шару.

В третьому розділі описано експериментальне обладнання і методику досліджень. Дослідження процесів генерації пружних хвиль при інжекції плазмових згустків в рідину проводилися на експериментальній установці, головним елементом якої є електротермічний плазмовий прискорювач –

плазмова гармата (ПГ), що працює в режимі капілярного розряду з випаровуванням стінок.

В якості ПГ використовували трубчастий розрядник РТФ-6-0,5/10У1. При подачі високовольтного (іскрового) імпульсу напруги на електроди ПГ проміжок між ними пробивається, і створюється струмопровідний канал, який при замиканні ланцюга з ємнісним накопичувачем енергії переходить в потужнострумний дуговий. При проходженні струму під дією високої температури каналу дуги відбувається нагрів повітря, ерозія стінок і інтенсивне виділення газу із зростанням тиску. Розігріті газу, прямуючи до відкритого кінця трубки, утворюють плазмовий потік. Для досягнення максимальної потужності розряду мілісекундної тривалості вперше запропоновано використання магнітного ключа, який за рахунок попереднього ковзаючого розряду мікросекундної тривалості дозволяє ініціювати потужнострумний розряд між електродами на відстані до 16,5 см.

Струм розряду вимірювали поясом Роговського. Параметри плазми визначали за відомими формулами в залежності від струму розряду, радіусу і довжини капіляра. Вимірювання коливань свердловини виконували за допомогою п'єзоелектричного перетворювача від дефектоскопа ДУК-66П. Реєстрацію часу проходження імпульсу і його відносної амплітуди здійснювали за допомогою електродинамічного сейсмодатчика типу GS-20DX, сигнали з яких обробляли за допомогою програмного продукту «PowerGraph».

В четвертому розділі представлено результати вивчення умов формування плазмових згустків з використанням плазмової гармати, а саме процесів передачі енергії від накопичувача до каналу розряду. На підставі експериментальних і теоретичних досліджень розроблено нову конструкцію ПГ на основі трубчастого розряднику, що дозволяє з максимальною ефективністю передавати енергію від ємнісного накопичувача в плазмові утворення.

Напруга на електродах (яка на початку дорівнює напрузі накопичувача) після ініціації розряду по поверхні діелектричної стінки різко падає практично до нульового значення; цей стрибок пов'язаний із падінням напруги на індуктивності ланцюга. Потім через канал розряду починає розряджатися

ємнісний накопичувач, і спостерігається одночасне зростання як струму, так і напруги розряду.

При цьому енергія накопичувача не тільки виділяється в каналі, викликаючи нагрівання газу, але й перетворюється в енергію магнітного поля в індуктивних елементах ланцюга. Після досягнення струмом максимуму напруга розряду ще деякий час може дещо зростати.

При подальшому монотонному падінні струму напруга на розряді має невеликі відхилення від свого максимального значення. Така поведінка напруги викликана тим, що через охолодження газу збільшується опір розряду, а також тим, що на цій стадії розряду енергія магнітного поля виділяється в каналі розряду і може бути витрачена на зарядку конденсаторної батареї.

При досягненні струмом нульового значення розряд переривається, і після цього напруга між електродами не змінюється. Експериментально-аналітичним шляхом встановлено, що температура в каналі розряду становить 1 - 1,5 eV, а тиск сягає сотень атмосфер.

Визначено залежності між конструкційними параметрами ПГ і характеристиками розряду, які дозволяють програмовано управляти амплітудно-часовими характеристиками розрядів.

Аналіз показує, що для капілярного розряду підвищення ємності накопичувача і відповідне цьому зменшення довжини каналу призводять до падіння опору каналу і зменшення к.к.д. Питома електропровідність варіюється у межах 20 %, змінюючись від 1800 Ом·м для розряду в ланцюзі з ємністю 400 мкФ до 2200 Ом·м для розряду в ланцюзі з ємністю 1050 мкФ.

Встановлено, що абляція матеріалу стінки капіляру відіграє ведучу роль в генерації плазми утворюючого газу.

В п'ятому розділі представлено результати досліджень зі збудження та розповсюдження пружних імпульсів у ГАХ (діючих свердловинах).

ПГ герметично з'єднувалася зі штатним фланцем свердловинної арматури. У верхню частину камери ПГ через шланг високого тиску надходив робочий газ.

Надлишки газу, продукти дегазації свердловинного флюїду і рідина евакуйовувалися через отвір в фланці і кран в атмосферу.

Робочий тиск в рідині в свердловині підтримувалося подачею флюїду через допоміжну трубу в ГАХ - свердловину. Встановлено, що при виділенні в каналі розряду впродовж 1 мс енергії ~ 15 кДж в ГАХ формується відокремлений імпульс тиску тривалістю 1,5 мс, форма якого має вигляд несиметричної двуполярної синусоїди, а спектральна щільність зосереджена в інтервалі від 100 до 2000 Гц.

За результатами аналізу поширення відокремлених імпульсів в ГАХ вперше експериментально визначено характер їх еволюції в хвилеводах складної форми довжиною до 4200 м. Експериментально продемонстровано, що відбиття відокремленого двуполярного імпульсу тиску від різких переходів перетину ГАХ підкоряється закону відображення монохроматичних хвиль, а зменшення амплітуди імпульсу викликано згасанням хвиль через в'язкість пристіночного шару.

Показано, що потужні плазмові генератори дозволяють створювати в свердловинах інтенсивні акустичні поля, які не пошкоджуючи свердловинного обладнання, підвищують фільтраційні можливості привибійної зони нафтогазового пласта шляхом збільшення ширини тріщин в гірських породах. Розроблено методику і апаратуру для генерації акустичних полів за допомогою ПГ, які було успішно апробовано для підвищення видобутку вуглеводнів. В ході дослідно-промислових випробувань встановлено, що на свердловинах глибиною в декілька кілометрів розроблений метод дозволяє підвищити продуктивність свердловин в 1,8–47,3 разів – по нафті та в 1,3–2,9 разів – по газу. Цей метод також показав свою перспективність при інтенсифікації та реанімації водонагнітальних свердловин.

Ключові слова: плазма, плазмовий прискорювач, парогазова порожнина, акустична хвиля, свердловина.

ABSTRACT

Fedun V.I. Excitation by plasma formations of hydroacoustic waveguides. – Qualifying scientific paper, manuscript.

Thesis on competition of a scientific degree of the candidate of sciences on a specialty 01.04.08 – plasma physics (Physics and Mathematics). - SHEI «"Priazovsky State Technical University»; V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, 2019.

The thesis is devoted to the solution of the actual scientific problem, which consists in the establishment of mechanisms and peculiarities of formation and interaction of powerful pulsed fluxes of plasma with fluid, the excitation of elastic waves by plasma flows and their propagation in a liquid waveguide, which was practically used for the intensification of oil and gas production.

In the first section an analytical review of the art-state of the issue is conducted and the choice of the direction of research is substantiated. The interest for the dense plasma flux is explained by the prospects for their use in scientific research and practical fields. Particular attention is paid to the development of scientific and technological basements for the creation of pulsed plasma torches and the study of their plasma fluxes. The analysis of literature data showed that plasmotrons based on the capillary discharge allow the formation of plasma fluxes in high pressure media. At the same time, the problem of the formation and flow of the flux into the waveguide, filled with liquid, and the excitation of elastic oscillations, which accompanies this process, remains to be unresolved. Also, the question remains open about the expansion of the vapor-gas cavity in a cylindrical waveguide and the possibility of realizing the piston fluid motion, as well as the excitation of flat-front acoustic waves. These undissolved issues are especially important in a view of the prospect of the use of powerful plasma oscillators of hydroacoustic pulses to intensify the extraction of oil and gas. In this case, the well channel is supposed to be used as an acoustic waveguide for the transportation of elastic energy to the region of the productive stratum in order to change its filtration properties. This hypothesis requires verification in field conditions.

The second section is devoted to the simulation of the process of excitation by a plasma jet of elastic impulses in acoustic liquid waveguides. The mathematical model of the plasma generator of hydroacoustic impulses in a medium with cylindrical geometry is proposed and substantiated.

The mathematical modeling determines the dynamics of the vapor-gas cavity (VGC) in the hydroacoustic waveguide (HAW) and the parameters of the emitted pulse. It is shown for the first time that a solitary compression pulse is excited in the HAW if the VGC energy exceeds a certain critical value. This value is determined both by the properties of the liquid and by the injection conditions of the plasma.

It is shown that the emitted pulse is unipolar, that is, there is only a compression pulse and there is no extension pulse.

It has been established that when the VGC propagates into the HAW, the dependence of the maximum pressure and the emitted energy is quadratic, i.e. it is stronger than that in the case of formation of VGC in an infinite medium.

The analysis of the model showed that, with the piston expansion of the GHP, virtually all work on the liquid is converted into acoustic energy, and the transformation efficiency of plasma energy into the elastic energy of the liquid can reach 30%.

On the basis of direct and inverse Fourier transforms, a method for calculating the impulse fading in a long HAW has been developed.

It was assumed that each harmonic decreases with the corresponding attenuation coefficient only due to the viscosity of the wall layer.

The third section describes the experimental equipment and research methodology. The study of the processes of elastic waves generation under injection of plasma clots into a liquid was carried out on an experimental installation, the main element of which is an electrothermal plasma accelerator (EPA) – plasma gun (PG), which operates in capillary discharge mode with the walls evaporation.

As the PG used a tube arrestor PTΦ-6-0,5/10Y1. When a high-voltage (spark) voltage pulse is applied to the PG electrodes, the gap between them breaks through, and a conductive channel is created which, when the circuit is closed with a capacitive energy

storage unit, is converted into a high-current arc. When the current passes under the influence of the high temperature of the arc channel, air heating, erosion of walls and intensive gas evolution with increasing pressure occur. The heated gases exit through the open end of the tube and form a plasma jet. To achieve the maximum discharge power of millisecond duration, the use of a magnetic key is proposed for the first time, which, due to a preliminary microsecond-duration sliding discharge, allows the initiation of a high-current discharge between electrodes at a distance up to 16.5 cm.

The discharge current was measured by Rogovsky's belt. The parameters of the plasma were determined according to known formulas, depending on the discharge current, radius and length of the capillary. Measurements of well oscillations were performed using a piezoelectric converter from the defectoscope. The registration of the pulse travel time and its relative amplitude was carried out using an electrodynamic seismic sensor of the type GS-20DX, signals from which were processed using the software product "PowerGraph".

The fourth section presents the results of studying the conditions for the formation of plasma clots by using PG, namely processes for transferring energy from the capacitor to the discharge channel. On the basis of experimental and theoretical studies a new design of the PG based on the tubular arrester has been developed, which allows maximum efficient energy transfer from the capacitor to the plasma formations.

The voltage at the electrodes (which at the beginning is equal to the voltage of the capacitive storage) after the initiation of the discharge along the surface of the dielectric wall drops sharply to practically zero; this jump is associated with the voltage drop across the circuit inductance. Then a capacitive storage begins to discharge through the discharge channel, and simultaneous growth of both current and discharge voltage is observed.

In this case, the storage energy is not only released in the channel, causing the gas to be heated, but also transformed into magnetic field energy in the inductive elements of the circuit. After the current reaches a maximum, the discharge voltage may increase slightly for some time.

With a further monotonic decrease in current, the voltage at the discharge has

small deviations from its maximum value. This behavior of the voltage is caused by the increased discharge resistance due to the cooling of the gas, and also by the fact that in this discharge stage the energy of the magnetic field is transmitted in the discharge channel and can be consumed for the charging of the capacitor bank.

When the current reaches a zero value, the discharge is interrupted, and then the voltage between the electrodes does not change. It was established experimentally and analytically that the temperature in the discharge channel is 1-1.4 eV, and the pressure reaches hundreds of atmospheres.

Dependences between construction parameters PG and discharge characteristics are determined, which allow programmably to control the amplitude-time characteristics of discharges.

The analysis shows that for a capillary discharge the increase in the capacity of the storage and the corresponding reduction in the channel length lead to a decrease in the channel resistance and a decrease in the efficiency. The specific electrical conductivity varies within 20%, varying from 1800 ohm·m for discharge in a circuit with a capacity of 0.4 mF up to 2200 ohm·m for discharge in a circuit with a capacity of 1.0 mF.

It was established that the ablation of the wall material of the capillary plays a leading role in the generation of plasma-forming gas.

The fifth section presents the results of studies on excitation and propagation of elastic impulses in the HAW (operating wells).

The PG was hermetically connected to the standard flange of the borehole reinforcement. The working gas was supplied to the upper part of the PG chamber through a high-pressure hose. Excess gas, degassing products of the well fluid and liquid were evacuated through the hole in the flange and the tap into the atmosphere.

The operating pressure of the liquid was maintained by feeding the fluid through the auxiliary pipe in the well. It is established that when a energy of ~ 15 kJ is released in the channel for 1 ms, a solitary pressure pulse with a duration of 1.5 ms is formed in the HAW, whose shape has the form of an asymmetrical bipolar sinusoid, and the spectral density is concentrated in the interval from 100 to 2000 Hz.

Based on the results of the analysis of the propagation of soliton pulses in the GAH, the character of their evolution in waveguides of complex shape up to 4200 m in length has been experimentally determined for the first time. It has been experimentally shown that the reflection of a soliton bipolar pressure pulse from abrupt transitions of the HAW section obeys the law of reflection of monochromatic waves, and the decrease in the pulse amplitude is caused by wave attenuation because of the viscosity of the wall layer.

It is shown that powerful plasma generators allow the creation of intense acoustic fields in wells that do not break the well equipment, increasing the filtration capabilities of the bottom zone of oil-and-gas reservoir by increasing the width of cracks in the rocks. The technique and equipment for generating acoustic fields using EPA were developed, which have been successfully tested under oil/gas production. During the pilot-industrial tests it was established that the method developed allows to increase the productivity of wells (with the depth of several kilometers) by 1,8-47,3 times - for oil outcome and by 1,3-2,9 times - for gas outcome. This method is also promising for the intensification and reanimation of water wells.

Keywords: plasma, plasma accelerator, vapor-gas cavity, acoustic wave, well.

Основні положення дисертації надруковані у наступних наукових працях:

Наукові праці у наукових фахових виданнях України:

1. **В.И. Федун**, Ю.Е. Коляда, О.Н. Буланчук и др., “Электрические характеристики импульсного плазменного гидроакустического излучателя,” Вісник Донецького університету. Серія А: Природничі науки. 1, 89-92 (2000). (Особистий внесок здобувача: участь у розробці методики електротехнічних вимірювань, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті).
2. **В.И. Федун** и Ю.Е. Коляда, “Численное моделирование работы электроискрового генератора упругих импульсов в водонаполненной скважине,” Вісник Харківського національного університету. 710, серія фізична "Ядра, частинки, поля", вип. 3(28), 135-138 (2005). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики моделювання, виконанні розрахунків, в інтерпретації результатів, написанні статті).
3. Ю.Е. Коляда и **В.И. Федун**, “Возбуждение упругих импульсов мощными плазменными сгустками в акустическом волноводе,” Вопросы атомной науки и техники. 4, 260-263 (2008). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики моделювання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Thomson Reuters' Web of Science і Scopus)
4. **V.I. Fedun**, Yu.E. Kolyada and O.N. Bulanchuk, “Acoustic fields generation by plasmoids in the wellbores,” Problems of Atomic Science and Technology. 4, 333-339 (2013). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики вимірювань, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Thomson Reuters' Web of Science і Scopus)
5. Yu.E. Kolyada, A.A. Bizyukov, O.N. Bulanchuk and **V.I. Fedun**, “Pulse electrothermal plasma accelerators and its application in the technologies,” Problems of Atomic Science and Technology. 4, 319-324 (2015). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач досліджень, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Thomson Reuters' Web of Science і Scopus)

Наукові праці у виданнях, які входять до міжнародних наукометричних баз:

6. Yu.G. Chabak, **V.I. Fedun**, T.V. Pastukhova, V.I. Zurnadzhly, S.P. Berezhnyy. and V.G. Efremenko, “Modification of steel surface by pulsed plasma heating,” Problems of Atomic Science and Technology. 4(110), 97-102 (2017). (Особистий внесок здобувача: участь виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Thomson Reuters' Web of Science і Scopus)

Наукові праці у зарубіжних наукових фахових виданнях:

7. E. Kolyada, **V. I. Fedun**, I. N. Onishchenko and E. A. Kornilov, "The Use of a Magnetic Switch for Commutation of High-Current Pulse Circuits," *Instruments and Experimental Techniques*. 44(2), 213-214 (2001). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці та виготовленні обладнання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus)

Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:

8. Yu.E. Kolyada, **V.I. Fedun**, N.I. Onishchenko, in: The 12-th IEEE International Pulsed Power Conference Proceedings, (IEEE, California, USA, 1999), vol.2, p. W - 64. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці та виготовленні обладнання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні тез). (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus)
9. Ю.Е. Коляда, **В.И. Федун** и И.Н. Онищенко, в: Тезисы докладов 16-го международного семинара по линейным ускорителям заряженных частиц (ХФТИ, Харьков, 1999), с.103-104. (Особистий внесок здобувача: участь у розробці та виготовленні експериментального обладнання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні тез).
10. Ю.Е. Коляда, **В.И. Федун**, в: Тезисы докладов Международной научно-методической конференции «Математические методы и информационные технологии в управлении, образовании, науке и производстве» (ПГТУ, Мариуполь, 2005), с. 24-26. (Особистий внесок здобувача: участь у розробці методики моделювання, виконанні чисельного експерименту, в інтерпретації результатів, написанні тез).
11. **V.I. Fedun**, Yu.E. Kolyada and O.N. Bulanchuk, in: 5th International Conference-Workshop Compatibility in Power Electronics CPE-2007 Proceedings, (IEEE, Gdansk, Poland, 2007), pp. 1-4. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики розрахунків, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus)
12. **В.И. Федун** и Ю.Е. Коляда, в: Фізико-математичні дослідження та інформаційні технології в управлінні, науці, освіті та виробництві. Тези доповідей Міжнародної науково-технічної конференції (ДВНЗ «ПДТУ», Маріуполь, 2011), с. 45-47. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці та виготовленні обладнання, розробці та апробації методики обробки свердловин, виконанні експерименту, написанні тез).
13. **В.И. Федун**, Ю.Е. Коляда, В.И. Тютюнников и Н.А. Савинков, в: Международная научно - техн. конф. "Университетская наука-2011": Сб. тезисов докладов (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2011), с. 89. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики

- вимірювань, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні тез).
14. **В.И. Федун**, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2012”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2012), с. 342-343.
 15. Yu.E. Kolyada, **V.I. Fedun** and O.N. Bulanchuk, in: XXII Intern. Conf. «Problems of decision making under uncertainties» Proceedings (КНУ ім. Т.Г. Шевченко, Київ, 2013), с. 278-279. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики спектроскопічних вимірювань моделювання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті).
 16. Ю.Е. Коляда, **В.И. Федун**, в: Актуальні проблеми науки та освіти: збірник матеріалів XV підсумкової науково-практичної конференції викладачів (МДУ, Маріуполь, 2013), с. 98-101. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики моделювання, виконанні розрахунків, написанні доповіді).
 17. **В.И. Федун**, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2013”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2013), с. 278-279.
 18. **В.И. Федун**, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2014”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2014), с. 182-183.
 19. **В.И. Федун**, в: Теоретичні та прикладні аспекти використання математичних методів та інформаційних технологій у науці, освіті, економіці, виробництві: збірник матеріалів Всеукраїнської науково-практичної інтернет – конференції (МДУ, Маріуполь, 2014), с. 207-208.

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

20. **В.І. Федун** та Ю.Є. Коляда; Патент України № 24496А (30 Жовтень, 1998). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, оформленні заявки).
21. **В.И. Федун**, “Расчет параметров магнитного ключа - коммутатора сильноточных импульсных схем,” Технічна електродинаміка. Темат. вип. Част. 3, 44-47 (2006).
22. . С.І. Хомік, А.О. Гордієнко, В.А. Кульчицький, Ю.Є. Коляда та **В.І. Федун** та інш., Патент України на корисну модель № 62300 (25 Серпень, 2011). (Особистий внесок здобувача: участь у розробці та апробації методики обробки свердловин).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	18
ВСТУП	19
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ І ВИБІР НАПРЯМКУ	25
1.1. Генерація пружних імпульсів при інжекції плазмових згустків в рідину	25
1.1.1. Формування та прискорення згустків щільної плазми	25
1.1.2. Абляційні імпульсні генератори плазмових потоків	26
1.1.3. Динаміка затопленого в рідині плазмового згустку	28
1.1.4. Режими роботи генераторів імпульсів струму	30
1.1.5. Особливості комутації електричних ланцюгів імпульсних генераторів щільної плазми	31
1.2. Розповсюдження та згасання пружних імпульсів в гідроакустичних хвилеводах	33
1.2.1. Пружні хвилі в акустичному хвилеводі	33
1.2.2. Загасання пружних хвиль в гідроакустичних хвилеводах	35
1.3. Фізичні основи акустичного методу інтенсифікації видобутку нафти	37
Висновки до розділу 1.	39
РОЗДІЛ 2. МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПРУЖНИХ ІМПУЛЬСІВ В ГІДРОАКУСТИЧНИХ ХВИЛЕВОДАХ	41
2.1. Моделювання розширення парогазової порожнини в гідроакустичном хвилеводі	41
2.1.1. Особливості генерації пружних хвиль в гідроакустичному хвилеводі порожниною, яка розширюється	41
2.1.2. Модель розширення порожнини	46
2.2. Моделювання генерації і розповсюдження пружних імпульсів в хвилеводі	48
2.2.1. Генерація пружних імпульсів при розширенні порожнини в однофазній рідині.	48

2.2.2 Моделювання розповсюдження пружних імпульсів в хвилеводі	51
Висновки до розділу 2.	51
РОЗДІЛ 3. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ	54
3.1. Експериментальна установка для формування плазмових згустків	54
3.1.1. Принципова схема установки	54
3.1.2. Конструкція і принцип роботи плазмової гармати ерозійного типу	57
3.1.3. Ємнісний накопичувач енергії	60
3.2. Методика та результати розрахунку електричного кола установки	61
3.3. Методики вимірювань	68
3.3.1. Методики вимірювань часових залежностей напруг і струмів	68
3.3.2. Методика визначення температури плазми	69
3.3.3. Методика акустичних вимірювань	70
Висновки до розділу 3.	71
РОЗДІЛ 4. ФОРМУВАННЯ ПЛАЗМОВИХ ЗГУСТКІВ	72
4.1. Дослідження електричних характеристик генератора плазми	72
4.1.1. Електроенергетичні характеристики генератора	72
4.1.2. Закономірності розрядів в узгоджених режимах	80
4.2. Ерозійний знос діелектричних стінок плазмової гармати	84
4.3. Параметри плазмових утворень	87
4.3.1. Температура плазмових утворень	87
4.3.2. Умови термодинамічної рівноваги газу в каналі розряду	90
4.3.3. Кінетичні коефіцієнти газу в каналі розряду і в порожнині	94
Висновки до розділу 4.	101

РОЗДІЛ 5. ЗБУДЖЕННЯ ТА РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПРУЖНИХ ІМПУЛЬСІВ В СВЕРДЛОВИНАХ	103
5.1. Збудження плазовими згустками пружних імпульсів	103
5.1.1. Свердловинний плазовий генератор пружних імпульсів	103
5.1.2. Форма і спектральний склад збуджених імпульсів тиску	104
5.2. Розповсюдження відокремлених імпульсів тиску в свердловині	108
5.2.1. Збудження коливань в елементах конструкції свердловини	108
5.2.2. Змінення акустичних властивостей рідини послідовністю пружних імпульсів	113
5.3. Застосування плазового генератора для інтенсифікації видобутку вуглеводнів	115
5.3.1. Методика проведення робіт з обробки привибійної зони свердловини	115
5.3.2. Результати дослідно-промислових випробувань застосування плазового генератора на діючих свердловинах	116
Висновки до розділу 5.	117
ВИСНОВКИ	119
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	122
ДОДАТОК А. Акт випробувань	132
ДОДАТОК Б. Оцінка економічного ефекту	134
ДОДАТОК В. Список публікацій здобувача за темою дисертації	135

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

АІПП	Абляційний імпульсний плазменний прискорювач
ГАХ	Гідроакустичний хвилевод
ГІС	Генератор імпульсних струмів
ІТ	Імпульсний трансформатор
КРВС	Капілярний розряд з випаровальними стінками
НКТ	Насосно - компресорна труба
ПЗП	Привибійна зона пласта
ПГП	Парогазова порожнина
ПГ	Плазмова гармата
ПП	Плазмовий прискорювач
ПІ	Пружний імпульс

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. В даний час низькотемпературна плазма використовується не тільки як об'єкт наукових досліджень, але і як робоче тіло при вирішенні різних виробничих задач. Такі властивості термічної плазми, як велика концентрація енергії в одиниці об'єму і висока температура, дозволяють створювати принципово нові ефективні технологічні процеси, системи та пристрої. Згустки плазми, що виникають у результаті електричного розряду в рідині, використовуються як джерело інтенсивних акустичних полів, що має не тільки науковий інтерес, але і знаходить широке практичне застосування. Так на основі подібних розрядів в останні десятиліття була розроблена низка хвильових способів впливу на продуктивні пласти при добуті рідких вуглеводнів. Однак існуючі на сьогодні способи генерації акустичних полів у рідині носять ряд обмежень, накладен динамікою порожнини, яка виникає при розряді, сферичної або циліндричної форми. Досягнуті останнім часом успіхи в створенні потужних (до 10^{12} Вт) плазмових потоків дозволяють генерувати і транспортувати їх з енергією в імпульсі до 10^6 Дж, що перевищує характеристики всіх відомих керованих джерел енергії.

У зв'язку з цим представляє підвищений інтерес використання потужних плазмових потоків для генерації пружних хвиль (в тому числі з плоским фронтом) в рідких середовищах. Для цього необхідно встановити фізичні принципи генерування пружних коливань з використанням зазначених концентрованих потоків енергії, запропонувати концепцію створення акустичних генераторів і приклади їх технічної реалізації. Тому тема даної дисертаційної роботи є важливою і актуальною.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертація виконана відповідно до тематики науково-дослідних робіт «Програма досліджень впливу гідравлічних імпульсів на привибійну зону пласта з

використанням концентрованих потоків енергії» (на замовлення Нафтогазовидобувного Управління «Охтирканафтогаз») і «Технологія обробки приви́бійної зони пласта плазмовим генератором пружних імпульсів» (на замовлення нафтогазовидобувного управління «Чернігівнафтогаз»), а також робіт, виконаних на кафедрі фізики Приазовського державного технічного університету (0109U006828 «Дослідження фізичних явищ на поверхні твердих тіл, процесів тепломасопереносу у рідинах та розробка наукових основ підготовки інженерів з фізики», 0111U004453 «Нерівноважні, колективні та гідродинамічні процеси на поверхні твердих тіл і в конденсованих середовищах», 0111U009195 «Тепломасоперенос при кристалізації зливків, генерація гідрохвиль в обмеженому об'ємі та методика віртуального фізичного експерименту при вивченні фізики», 0114U004889 «Моделювання нерівноважних фізичних процесів в металургії та особливості технології імпульсного поверхневого модифікування металовиробів»), в яких здобувач брав участь як виконавець.

Мета і завдання дослідження. *Мета роботи* – встановлення механізмів і закономірностей формування і взаємодії потужних імпульсних потоків плазми з рідиною, збудження пружних хвиль плазмовими потоками та їх поширення в хвилеводі, а також впливу цих хвиль на процеси видобутку вуглеводнів.

Відповідно до поставленої мети були визначені наступні наукові та практичні завдання, які необхідно було вирішити в даній роботі:

1. Опрацювати модель розширення плазмового утворення в гідроакустичних хвилеводах; знайти умови, при виконанні яких рух границі «газ/рідина» «газ/рідина» є поршневим та в хвилеводі збуджується відокремлений імпульс стиснення; встановити закономірності;

2. Дослідити процес перетворення енергії плазмового утворення в енергію пружних імпульсів тиску при імпульсній інжекції плазмового потоку в гідроакустичний хвилевод; визначити тиск в парогазовій порожнині і основні характеристики пружних імпульсів;

3. Провести електротехнічні вимірювання параметрів розрядів і на підставі

отриманих результатів визначити оптимальні умови перетворення енергії накопичувача в енергію плазмового утворення для визначення температури плазми і досягнення максимальної потужності розряду;

4. Теоретично та експериментально дослідити еволюції відокремлених пружних імпульсів в гідроакустичних хвилеводах;

5. Розробити методику і апаратуру для генерації акустичних полів в свердловинах за допомогою плазмових утворень; провести їх випробування з метою інтенсифікації видобутку вуглеводнів.

Об'єкт досліджень - фізичні процеси і явища, які відбуваються при формуванні потужних плазмових потоків і генерації акустичних полів, викликаної взаємодією цих потоків з рідиною.

Предмет досліджень - фізичні характеристики плазми і рідини в хвилеводі, а також елементи імпульсних генераторів акустичних коливань.

Методи дослідження. При виконанні дисертації використовувалися наступні методи експериментальної фізики: для визначення параметрів електричного кола генератора плазми - методи вимірювання високих напруг і великих струмів; для вимірювання характеристик пружних імпульсів в рідині - акустичні і сейсмічні вимірювання. Для перевірки запропонованих математичних моделей збудження в циліндричних хвилеводах пружних коливань потоками плазми використовувалися методи чисельного моделювання.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Розроблено теоретичну модель плоского руху границі «газ/рідина» в гідроакустичних хвилеводі, з використанням якої встановлено закономірності розширення плазмового утворення і формування відокремлених імпульсів тиску в рідині. Вперше показано, що існує критичне значення уведеної у парогазову порожнину енергії, вище якої у хвилеводі збуджується відокремлений імпульс стиснення, а розширення порожнини є поршнеvim.

2. При імпульсній інжекції плазмового потоку проведено оптимізацію процесу перетворення енергії плазмового утворення в енергію пружних хвиль. Для досягнення максимальної потужності розряду мілісекундної тривалості

вперше запропоновано використання магнітного ключа. Експериментально-аналітичним шляхом встановлено, що температура в каналі розряду становить 1-1,5 eV, а тиск сягає сотень атм..

3. Вперше продемонстровано збудження плазовими утвореннями відокремленого пружного імпульсу тиску, який поширюється уздовж хвилеводу. Встановлено, що при цьому можливо формування відокремленого імпульсу тиску, форма якого має вигляд несиметричної двополярної синусоїди.

4. Вперше експериментально визначено характер еволюції пружних імпульсів в хвилеводах складної форми довжиною до 4200 м і запропоновано методику розрахунку загасання.

5. Розроблено плазовий ерозійний прискорювач та експериментально підтверджено високу ефективність його використання при інтенсифікації видобутку вуглеводнів. Розроблено методику і апаратуру для генерації акустичних полів за допомогою плазового прискорювача, які були успішно апробовані для підвищення видобутку вуглеводнів.

Практична цінність отриманих результатів.

1. Розроблено спосіб комутації потужних потужнострумів імпульсних схем за допомогою магнітного ключа на основі феромагнітних сердечників з прямокутною петлею гістерезису.

2. Запропоновано методику розрахунку електричних ланцюгів, комутованих за допомогою магнітного ключа. Прийнятність методики підтверджена при розробці, виготовленні та апробування працездатності потужнострумової високовольної установки.

3. Розроблено комп'ютерну програму для розрахунку динаміки розширення плазового утворення в торцевій частині акустичного хвилеводу, заповненого рідиною, яка дозволяє визначити амплітуду і частотний спектр акустичного випромінювання, а також загасання акустичної хвилі при її поширенні уздовж хвилеводу.

4. Розроблено на рівні патенту та апробовано з позитивним результатом методику інтенсифікації видобутку вуглеводнів шляхом генерації пружних

імпульсів на поверхні свердловини з їх поширенням по акустичному хвилеводу (каналу свердловини) до привибійної зони нафтогазового пласту.

Особистий внесок здобувача. Всі наукові положення дисертаційної роботи, що виносяться на захист, сформульовані автором особисто. Автору належить: постановка і обґрунтування мети, планування і проведення досліджень, обробка та аналіз результатів експериментів, підготовка матеріалів до публікації, участь в промисловому апробуванні результатів роботи. Постановка задач та обговорення результатів досліджень виконано спільно з науковим керівником і співавторами статей.

Апробація матеріалів дисертації. Наукові положення і результати роботи повідомлені та обговорені на 15 конференціях і семінарах: the 12-th IEEE International Pulsed Power Conference (California, USA, 1999); XVI Міжнародний семінар по лінійним прискорювачам заряджених частинок (Алушта, 1999); 5th International Conference-Workshop «Compatibility in Power Electronics» (Gdansk, Poland, 2007); Міжнародна науково-методична конференція «Фізико-математичні дослідження та інформаційні технології в управлінні, науці, освіті та виробництві» (Маріуполь, 2005); Міжнародна науково-технічна конференція «Фізико-математичні дослідження та інформаційні технології в управлінні, науці, освіті та виробництві» (Маріуполь, 2011); XV підсумкова науково-практична конференція викладачів МДУ (Маріуполь, 2013); Міжнародна науково-технічна конференція «Университетская наука» (Маріуполь, 2011, 2012, 2013, 2014); XXII International Conference “Problems of Decision Making under Uncertainties” (Yalta-Foros, 2013); Всеукраїнська науково-практична інтернет – конференція «Теоретичні та прикладні аспекти використання математичних методів та інформаційних технологій у науці, освіті, економіці, виробництві» (Маріуполь, 2014), International workshop «Plasma electronics and new acceleration methods» (Kharkov, 2008, 2013, 2015).

Публікації. Основні результати і положення дисертації опубліковані в 22 наукових роботах, у тому числі 8 статей (з них 6 фахових), 2 патенти (один на винахід і один на корисну модель) та 12 тез доповідей на науково-технічних

конференціях. У виданнях, що індексуються в наукометричній базі SCOPUS, опубліковані 5 статей і 2 тези доповідей.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, 5 розділів, загальних висновків, списку використаних джерел та 3 додатків. Обсяг загального тексту дисертації складає 139 сторінок, з них основного тексту 108 сторінок. Робота ілюстрована 9 таблицями та 33 рисунками. Список використаних джерел містить 112 найменувань.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ І ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ

1.1. Генерація пружних імпульсів при інжекції плазмових згустків в рідину

1.1.1. Формування та прискорення згустків щільної плазми

Інтерес до потоків щільної плазми, що спостерігається в даний час, пояснюється як областями їх технологічного застосування, так і перспективами використання в науковому експерименті [1, 2] і можливістю їх більш широкого практичного застосування.

Генератори потоків плазми можна розділити на дві групи: термічні (плазмотрони) і нетермічні (прискорювачі плазми). Крім того, ці джерела умовно поділяються за тривалістю роботи на стаціонарні (> 1 с), квазістаціонарних (від 10^{-3} до 10^{-1} с) і імпульсні ($< 10^{-3}$ с). Імпульсні та квазістаціонарні джерела відрізняються не тільки більш простою конструкцією, відсутністю систем охолодження, але і дозволяють розвивати великі потужності. Плазмові прискорювачі (ПП) прийнято також класифікувати по природі сил, що відіграють основну роль в прискоренні плазми. Тому ПП поділяються на електромагнітні, електростатичні і радіаційні.

В електромагнітних ПП основну роль в процесі прискорення плазми грає взаємодія електричного струму, що протікає по плазмі, з поперечним до нього магнітним полем, утвореним або цим же струмом або створеним зовнішнім джерелом. В результаті такої взаємодії в плазмі створюється пондеромоторна об'ємна сила Ампера.

Першими імпульсні ПП були створені в 50-і роки минулого століття для досліджень в області термоядерного синтезу. У 1956 р. Бостік [3] запропонував плазмову гармату “гудзикового” типу, за допомогою якої ерозійна електродна плазма була прискорена до 2×10^7 см / с. У 1957 р. під керівництвом Л. А.

Арцимовича [4] був створений прискорювач плазми з двома паралельними пластинчастими електродами, між якими відбувалося прискорення плазми, утвореної вибухом дроту. Цей тип прискорювачів отримав назву "рейкотрон". В даний час модифікації "рейкотронів" грають не тільки роль важливого інструменту в дослідженнях термоядерного синтезу [5, 6], а й знаходять практичне [7] і військове [8] застосування.

У термічних (електророзрядних) джерелах струменів плазми для нагріву речовини і отримання плазми використовують імпульсний дуговий розряд. Температура плазми в потужнострумовій імпульсній дузі може досягати 2×10^5 К, а густина - 10^{21} см⁻³. Параметри і склад плазми в цих пристроях досягається реалізацією в них дугового розряду одного з типів: контрагированого, дифузійного або розряду з стінками, які випаровуються. При витіканні плазми з джерела, - імпульсного плазмотрона (ІП), через сопла відбувається перетворення теплової енергії в кінетичну [9-11], тобто механізм прискорення плазми обумовлений газодинамічними процесами.

1.1.2. Абляційні імпульсні генератори плазмових потоків

У абляційних імпульсних плазмових прискорювачах (АПП) плазма утворюється в результаті випаровування ізолятора, оточуючого розрядний проміжок. Такий метод подачі робочої речовини в розрядний проміжок дозволяє забезпечити узгодження витрати речовини і параметрів прискорювача.

АПП здійснюють плазмові потоки з тривалістю від одиниць мікросекунд до мілісекунд, з мінімальним діаметром ~ 1 см, потоком частинок до 10^{26} см⁻²с⁻¹ і швидкостями до $\sim 10^7$ см/с. Вибором геометричних параметрів АПП і параметрів електричного ланцюга можна реалізувати як газодинамічний, так і електродинамічний режими прискорення плазми: Параметри потоку плазми можуть змінюватися в досить широкому діапазоні за допомогою зміни напруги джерела живлення і тривалості імпульсу [12, 13].

Опір розрядів в камерах зі стінками, які випаровуються, зазнає змін тільки на початку розряду і його переривання, і є значний час досить незмінною

величиною для того, щоб вважати його постійним.

Слід зазначити, що в імпульсних джерелах щільної плазми оптична щільність плазми в каналі розряду вельми велика, тому оптичні методи дають інформацію лише про параметри плазми в зовнішніх шарах каналу розряду і в перехідних шарах між дугою і навколишнім газом. Середня температура каналу розряду може бути розрахована по його провідності і тиску, які визначаються з експерименту. Тому при дослідженнях такої плазми важливу роль відіграють вимірювання струму і напруги на розряді [1].

У роботах [17-19] були закладені основи побудови кількісної теорії розряду зі стінками, які випаровуються. У роботах [14, 15] розряд розглядався як одновимірний об'єкт із незмінними в перетині значеннями тиску, густини, температури і швидкості плазми. В роботі [15] проводилося чисельне моделювання процесів в розряді, який розглядався як двовірний об'єкт. При цьому в одних випадках [14] течія усередині капіляра вважалася ізотермічною, а в інших [15, 16] – адіабатичною. В роботі [16] отримані розрахункові формули для температури і тиску плазми в залежності від струму розряду, його радіусу і довжини, а в роботі [17] показана досить хороша прийнятність використання цих формул.

Електричні розряди, обмежені діелектричними стінками, можуть протікати: по-перше, в газі, яким попередньо заповнюється камера [18]; по-друге, в парах матеріалу електродів [19]; і, по-третє, в парах матеріалу стінки [20]. Вплив кожної складової плазмоутворюючого середовища визначається відносним кількісним вкладом цих компонент. Втрати матеріалу стінки в капілярному розряді з випаровувальними стінками (КРВС) безпосередньо вимірювалися в експериментах або визначалися на основі різних моделей. Наприклад, для поліетиленових капілярів це питання розглядалося в роботах [21, 22], а для капілярів з оргскла - в роботах [19, 23]. Ерозійні втрати матеріалу стінки були оцінені в межах $(10 - 50) \text{ г см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

З вище наведених даних випливає, що АІПП на базі КРВС дозволяють формувати потоки плазми в середовищах високого тиску, в тому числі при

стіканні їх в рідину. При цьому АППІ може служити джерелом пружних хвиль в рідині і мусить володіти перевагою перед іншими джерелами, що полягає в тому, що за допомогою концентрованих потоків плазми можна виділити не тільки значну енергію (до 10 МДж), але і управляти швидкістю її виділення. Це дозволить створити в рідині акустичний імпульс з необхідними характеристиками, а також усунути вплив електропровідних властивостей рідини на процеси ініціації розряду.

1.1.3. Динаміка затопленого в рідині плазмового згустку

Вперше електричний розряд в воді був реалізований Г. Лейном і Дж. Прістлі в 1769 р [25]. Однак практичне застосування цього ефекту почалось в середині минулого століття в [26]. Початок досліджень ефективності розряду покладено в роботі Р. Фрюнгеля [27], а також винаходів Л. Я. Юткіна [26, 28]. Там же показано, що ударна хвиля, яка формується під час електричного розряду, в ряді випадків надає досить сильний механічний вплив на навколишні об'єкти. Завдяки цій особливості електричний розряд в рідині знайшов широке застосування в народному господарстві [28, 29], зокрема, при інтенсифікації видобутку нафти [30-32], а також при генерації потужних низькочастотних акустичних полів [25, 33].

Як відомо, електричний високовольтний розряд в рідині може протікати по-різному [25, 34]. Якщо напруга, ємність і індуктивність контуру, відстань між електродами підібрані так, щоб відповідати критичним значенням, то станеться потужний швидкий електричний розряд. Неузгодженість цих параметрів призводить до падіння потужності розряду, що тягне за собою збільшення теплових втрат і зменшення ефективності перетворення електричної енергії в акустичну.

За своїми властивостями плазма струмопровідного каналу є неідеальна [35]. Експериментальне вивчення неідеальної плазми утруднено відсутністю надійних методик вимірювання параметрів щільної плазми, відсутністю відповідної апаратури і малими часом існування [36,37]. Концентрація електронів в воднево-

кисневої плазмі електричного розряду в рідині може досягати величини $n_e \sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а температура $T \sim 2 \text{ еВ}$.

При реалізації розряду за короткий проміжок часу частина рідини, що знаходиться в безпосередній близькості від каналу розряду, перетворюється в парогазову порожнину. Обмеженість в часі розряду в деяких випадках ставить питання про встановлення рівноваги енергії частинок за ступенями свободи [25]. Докладний розгляд релаксаційних процесів в газах наведено в [38-40].

Завдання про високовольтному електричному розряді в рідині включає в себе як внутрішню задачу формування плазмової порожнини в каналі, так і зовнішню гідродинамічну задачу формування поля тиску, обумовленого розширенням каналу [25].

В даний час досить добре розроблені три моделі поширення порожнини в безмежній рідині. Якщо $l < R_0 < \lambda$, то вважається, що форма каналу близька до сферичної (тут l - відстань між електродами, R_0 - характерний радіус каналу, λ - довжина акустичної хвилі). Якщо $R_0 < l < \lambda$, то для розрахунку гідродинамічних величин поблизу каналу розряду використовують модель короткого циліндру. Якщо ж $R_0 < \lambda < l$, то можна застосувати модель довгого циліндра.

Система рівнянь для опису внутрішнього завдання зводиться до співвідношення виду [41]

$$F_1 \left(R(t), V_R(t), P_R(t), N(t) \right) = 0, \quad (1.1)$$

де t - час; $R(t)$ - закон зміни радіусу каналу (порожнини) в часі;

$V_R(t)$ - швидкість розширення порожнини, яка для непроникного кордону дорівнює похідній від функції радіуса;

$N(t)$ - закон введення потужності в канал розряду;

$P_R(t)$ - функція тиску в каналі.

Рішення зовнішньої гідродинамічної задачі про хвильовий рух рідини, викликаний розширенням каналу розряду, описується співвідношенням

$$F_2(R(t), V_R(t), P_R(t)) = 0. \quad (1.2)$$

Спільне рішення рівнянь (1.1) і (1.2) дає можливість визначити кінематичні і динамічні характеристики розряду в рідині, а потім знайти (в деякому наближенні) викликане хвильове поле тиску в рідині.

Слід зазначити, що питанню розширення парогазової порожнини в циліндричному хвилеводі, що приводить до виникнення поршневого руху рідини і акустичної хвилі з плоским фронтом приділялося надто мало уваги.

1.1.4. Режими роботи генераторів імпульсів струму

Процеси, які протікають в генераторі імпульсних струмів (ГІС) зручно описати за допомогою спрощеної схеми ГІС, наведеної на рис. 1.1. На цій схемі елементом R є активний опір (опір розрядного проміжку ПГ), C_H - ємність накопичувача і L_k - індуктивність кола. Диференціальне рівняння, отримане з закону Ома, для цього контуру має вигляд [42, 43]:

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{1}{L_k} \frac{dU_R}{dt} + \frac{I}{L_k C_H} = 0, \quad (1.3)$$

де U_R - напруга на розрядному проміжку.

Вважаючи відповідно до роботи [13] опір досить постійною величиною $R \approx const$ маємо $U_R = IR$. Тоді рівняння (1.3) набуде вигляду:

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R}{L_k} \frac{dI}{dt} + \frac{I}{L_k C_H} = 0. \quad (1.4)$$

Рішення даного рівняння (1.4) при початкових умовах показують, що можливі три режими розряду конденсатора [44]: аперіодичний, критичний (узгоджений) та періодичний. Найбільший інтерес для питання перетворення

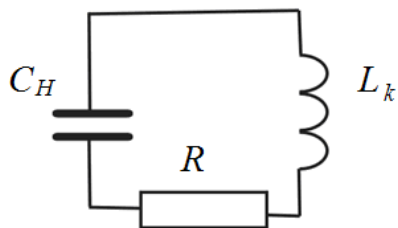


Рис. 1.1. Спрощена схема ГІС

досягається за умови, що:

$$R = 2\sqrt{L_k / C_H}, \quad (1.5)$$

У цьому випадку струм I підкоряється закону

$$I(t) = \frac{U_0}{L_k} t \exp\left(-\frac{R}{2L_k} t\right), \quad (1.6)$$

і в момент часу $t = \frac{2L_k}{R}$ спостерігається максимум струму

$$I_{\max} = \frac{2U_0}{eR}, \quad (1.7)$$

де e - число Непера.

Очевидно, що для найбільш ефективного збудження плазовими утвореннями імпульсів в рідині необхідно прагнути до виконання умови (1.5).

1.1.5. Особливості комутації електричних ланцюгів імпульсних генераторів щільної плазми

Система комутації є одним з відповідальних елементів накопичувачів енергії, від якої залежить надійна робота плазового прискорювача і його основні характеристики.

електричної енергії в енергію плазового утворення становить критичний режим [25], в якому потужність електричного струму, що виділяється в опорі має найбільшу величину і досягається найбільш швидкий розряд конденсатора. Цей режим

Залежно від виду накопичувача енергії в імпульсних генераторах використовуються замикаючі і розмикаючі комутатори. Перші використовуються в генераторах з ємнісним накопичувачем енергії, а другі - з індуктивним [42]. В якості замикаючих комутуючих елементів потужнострумівих ланцюгів використовуються іскрові і псевдо іскрові розрядники, імпульсні тиратрони, напівпровідникові комутатори. Крім того, в імпульсних генераторах з ємнісним накопичувачем енергії в якості комутуючих пристроїв можуть застосовуватися магнітні безконтактні активні елементи, що володіють високою надійністю і відносною простотою конструкції. Методи формування та перетворення імпульсів за допомогою нелінійних магнітних елементів (магнітних ключів) були спочатку запропоновані в [45].

Вибір комутатора залежить також від способу ініціації потужнострумівого розряду. Струмопровідний канал між електродами в робочій камері ерозійного прискорювача найчастіше створюють наступними способами: по-перше, за допомогою вибуху тонких провідників [46]; по-друге, використовуючи додатковий електрод [47], і, по-третє, в наслідок електричного пробоя проміжку між електродами. Перші два способи, як правило, реалізується в стаціонарних прискорювачах.

Електричний пробій проміжку між електродами можна реалізувати ініціацією іскрового [48] або ж (поверхневого) розряду, який ковзає по поверхні діелектрику [49]. При величині розрядного проміжку 1...2 см напруга пробоя U_{np} для цих видів розряду має однакову залежність від величини відстані між електродами. При збільшенні міжелектродного зазору або тиску газу вище деякої величини, залежної від складу газу, властивостей діелектрика і його геометрії, напруга пробоя U_{np} для змінного розряду змінюється слабо [50].

Довжину каналу l_{cr} ковзного розряду в залежності від прикладеної напруги U_{np} і питомої поверхневої ємності C_{BR} можна визначити за емпіричною формулою Теплера [51]:

$$l_{cr} = \chi_{BR} C_{BR}^2 U_{np}^5 \left(dU_{np} / dt \right)^{0.25}, \quad (1.8)$$

де (dU_{np} / dt) - крутизна імпульсу напруги U_{np} ,

χ_{BR} - коефіцієнт, який визначається дослідним шляхом.

Для ковзних розрядів в повітрі при довжині розрядного проміжку менше критичної величини $l_{cr} < 0,79$ м тиск газу, починаючи з 26,66 кПа, не робить ніякого впливу на U_{np} [50, 52].

З вище наведеного випливає, що при розробці мобільного плазмового ерозійного прискорювача, робоча камера якого в початковому стані заповнена газом під атмосферним (або вище) тиском, перевагу слід віддати таким конструкціям, в яких проміжки між електродами можуть перекриватися розрядом, який ковзає. І, отже, необхідно використовувати такий спосіб комутації, який би дозволив здійснити високовольтний пробій проміжку з подальшим переходом в потужнострумний дуговий розряд.

1.2. Розповсюдження та згасання пружних імпульсів в гідроакустичних хвильоводах

Поширення акустичних збурень в хвильоводах відбувається в умовах, коли пружні хвилі збуджуються в області простору, обмеженій незамкненою поверхнею, по обидва боки від якої середовище має різні акустичні властивості. На відміну від вільного середовища, для якого характерно ослаблення звукового поля внаслідок поширення хвиль в усіх напрямках, при хвильоводному поширенні таке ослаблення або відсутнє, або проявляє себе щонайменше.

Характер хвильоводного поширення досить складний: він визначається геометрією хвильоводу, властивостями обмежуючих поверхонь і способом збудження акустичних коливань.

1.2.1. Пружні хвилі в акустичному хвильоводі

Широке поширення хвильоводів циліндричної конфігурації (свердловини, трубопроводи тощо) привертає до себе значну увагу дослідників. Хвилі в таких

системах можуть збуджуватися джерелом, що знаходиться усередині хвилеводу [53], в тому числі, на його стінці [54], а також за його межами [55].

Вперше завдання про поширення пружних хвиль в рідкому циліндрі, оточеному пружним середовищем, була розглянута Лембом в 1898 р [56]. Більш детально це завдання було вивчена М. Біо в 1952 р [57]. У своїй роботі М. Біо розглянув моделі порожнього циліндра в пружному середовищі і рідкого циліндра, оточеного пружним середовищем. При цьому швидкості хвиль в рідині c і у пружному середовищі (v_p – поздовжніх P і v_s – поперечних S хвиль) вважались відомими.

Вирішення цього завдання дозволило визначити сімейства хвиль в хвилеводах різного виду [58]. Так, в безмежному середовищі, яке оточує хвилевід принципово можливе існування трьох типів поверхневих хвиль: Релея, Стоунлі і Лява.

Хвиля Релея має вертикальну поляризацію (під вертикальною поляризацією мається на увазі, що вектор коливального зміщення частинок середовища в хвилі спрямований по нормалі до граничної поверхні). Хвиля Релея може поширюватися уздовж кордону твердого тіла з розрідженим простором. Енергія хвилі Релея локалізована в поверхневому шарі твердого тіла товщиною порядку довжини хвилі λ . Якщо хвилевід заповнений рідиною, то хвиля Релея безперервно випромінює енергію в рідину, утворюючи в ній неоднорідну поверхневу хвилю, що викликає сильне затухання цієї хвилі. Швидкість поширення v_R хвилі Релея визначається переважно швидкістю поперечної хвилі в твердому тілі ($v_R \sim 0,9v_s$).

Хвиля Лява з горизонтальною поляризацією поширюється уздовж кордону твердого півпростору з твердим шаром (аналог - обсаджена свердловина з зацементованою колоною). Вона являє собою чисто зсувну хвилю і володіє дисперсією швидкості. Якщо товщина шару прямує до нуля, швидкість хвилі прагне до швидкості поперечної хвилі в необмеженому просторі, а хвиля перетвориться в звичайну об'ємну S хвилю.

Хвиля Стоунлі (tube waves [58]) також є хвилею з вертикальною поляризацією, але має іншу, в порівнянні з хвилею Релея, форму коливань. Вона складається з слабо неоднорідної хвилі в рідині, амплітуди якої повільно зменшуються при видаленні від кордону, і двох (поздовжньої і поперечної) сильно неоднорідних хвиль в твердому тілі. З цієї причини енергія хвилі і рух частинок локалізовані, в основному, в рідині. Така хвиля слабо загасає; її фазова швидкість збільшується з частотою, але не перевищує швидкості звуку в рідині.

У пружному хвилеводі з вільними межами поширюються нормальні хвилі - поздовжні (хвилі Лемба в класичному їх розумінні) і поперечна. При малій товщині стінок хвилеводу δ і кругової частоті хвилі ω , коли $\omega \delta / v_s \ll 1$, в хвилеводі можливе поширення тільки нормальних хвиль нульового порядку: двох хвиль Лемба і однієї поперечної хвилі. Симетрична поздовжня хвиля Лемба відповідає хвилі в необмеженому просторі. У ній переважає поздовжня компонента зсуву, і тільки тому, що поверхні хвилеводу (колони) вільні, з'являється невеликий поперечний зсув, який в $v_s / (\omega \delta)$ менше поздовжнього. Фазова швидкість цієї хвилі трохи менше швидкості хвилі в необмеженому просторі.

Антисиметрична хвиля Лемба (згинальна хвиля), що володіє яскраво вираженою дисперсією швидкості і нормальна поперечна хвиля нульового порядку, в якій деформація часток представляє чистий зсув, є швидко затухаючими.

З порівняння властивостей перерахованих вище хвиль випливає, що тільки хвилі Стоунлі і симетричні подовжні хвилі Лемба слабо загасають. Однак, тільки хвилі Стоунлі можуть існувати у всіх типах хвилеводів. Тому ці хвилі викликають найбільший інтерес.

1.2.2. Загасання пружних хвиль в гідроакустичних хвилеводах

Поглинання звуку - явище незворотного переходу енергії звукової хвилі в інші види енергії, в основному в теплоту. Поглинання звуку зазвичай характеризується коефіцієнтом поглинання звуку α , який визначається як

зворотна величина тієї відстані, на якій амплітуда плоскої звукової хвилі зменшується в e раз. Амплітуда такої хвилі, що біжить уздовж осі x , зменшується з відстанню як e^{-ax} , а інтенсивність - як e^{-2ax} . При поширенні звуку в середовищі коефіцієнт поглинання звуку для поздовжньої хвилі дорівнює [59]:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^2} \left[\frac{4}{3}\eta + \xi + \kappa \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right], \quad (1.9)$$

де ρ - густина середовища,

c - швидкість звуку,

η і ξ - коефіцієнти зсувної і об'ємної в'язкості,

κ - коефіцієнт теплопровідності,

C_P і C_V - теплоємності середовища при постійному тиску і об'ємі відповідно.

В області низьких частот коефіцієнти η , ξ і κ не залежать від частоти. Поглинання звуку, обумовлене зсувної в'язкістю і теплопровідністю, називають класичним. Частина коефіцієнта поглинання звуку, яка пропорційна об'ємній в'язкості, пов'язана з релаксаційними процесами.

Поняття об'ємної в'язкості використовується в акустиці для пояснення втрат при деформаціях всебічного стиснення, якими супроводжуються звукові хвилі в рідині [60]. На високих частотах коефіцієнт об'ємної в'язкості a_p починає залежати від частоти, внаслідок чого α має частотну залежність, що відрізняється від ω^2 [61].

Слід зазначити, що для води релаксаційне поглинання звуку відсутнє при частотах менше 1 кГц [62]. Однак, поглинання звуку в розчинах електролітів, наприклад в морській воді, яке пов'язане з хімічної релаксацією і дисоціацією розчинених речовин, помітно перевищує поглинання в прісній воді [63].

Виміряні значення поглинання звуку в водоймах на низьких частотах часто помітно перевищують розрахункові. Таке відхилення викликано наявністю в рідині парогазових бульбашок. У такій рідині поглинання звуку носить

резонансний характер. У таких випадках коефіцієнт поглинання звуку зростає і являє собою суму коефіцієнтів поглинання для чистої рідини і величини, що залежить від розміру і концентрації бульбашок, а також значень параметрів стану газу і рідини [64].

Загасання звуку також може бути викликано наявністю нерухомих жорстких кордонів. Так при поширенні звуку в хвилеводі в пристінковому шарі рідини виникає великий градієнт дотичній складової швидкості, який є причиною в'язкої дисипації енергії [65]. При цьому коефіцієнт поглинання α_{WG} дорівнює енергії, яка втрачається в одиницю часу на поверхні стінок одиниці довжини хвилеводу, поділеної на подвоєний повний потік енергії через поперечний переріз хвилеводу. Для циліндричного хвилеводу:

$$\alpha_{WG} = \frac{\sqrt{\omega}}{\sqrt{2}R_T c} \left[\sqrt{\nu} + \left(\frac{C_P}{C_V} - 1 \right) \sqrt{\chi} \right], \quad (1.10)$$

де ω - кругова частота хвилі,

R_T - радіус труби,

ν і χ - кінематична в'язкість і коефіцієнт температуропровідності рідини.

Наведене вище різноманіття механізмів загасання акустичних хвиль вказує на те, що завдання з розповсюдження акустичних імпульсів уздовж хвилеводу на великі відстані повинне враховувати не тільки дисперсійні властивості середовища поширення, але також геометрію завдання.

1.3. Фізичні основи акустичного методу інтенсифікації видобутку нафти

Багатьма дослідниками останнім часом доведено, що навіть такі прості, на перший погляд, колектора, як пісковики (породи з відносно простою будовою, представленою, в основному, міжзерновим типом пористості), можуть зазнавати значних змін структури порового простору в ході розробки родовища [66]. Крім того, за допомогою програми багатофакторного кореляційного аналізу авторами [67], ще на початковій стадії розробки для пісковиків, виявлено наяву

подвійного типу пористості (міжзернового і міжблочного), що може свідчити про її природне походження, приурочене, наприклад, до періоду структурного формування покладів. Нафта в такому колекторі може перебувати як в системі тріщин, так і в блоці матриці. Пористість матриці більше пористості тріщин, однак, проникність мікротріщин, як правило, значно більше проникності блоків і тому фільтрація на початковій стадії відбувається в основному за тріщинами.

В результаті розробки родовища нафта може витіснятися з тріщин, але в процесі видобутку вуглеводнів пластовий тиск знижується, що сприяє змиканню мікротріщин і нафта виявляється «затисненою» в блоці матриці. За рахунок змикання тріщин колектора, щільність упаковки зерен збільшується, структура колектора змінюється, він стає більш консолідованим, в ньому виникають зони напруженого стану, і в таких місцях формуються зони залишкового нафтонасичення. Поступово, напруги ростуть, поки не досягають свого критичного значення. Скидання напруги в цьому випадку сприяє утворенню нових відкритих тріщин, через які гірська порода розпадається на мікроблоки, що призводить до формування нових фільтраційних каналів. Скидання напруг може відбуватися як природним шляхом (спонтанно, наприклад, в результаті протікання геодинамічних процесів - припливно-відливних явлень, технічні зрушення і т.п.), або штучним шляхом за рахунок активізації техногенних процесів. Деякими дослідниками [68] відмічається, що процес штучного скидання (релаксації) напруг може викликати більший промисловий ефект. Отримані результати дозволяють зробити висновки про те, що для теригенних пісковиків можна застосувати модель блочно-ієрархічної будови гірських порід [69, 70], яка застосовувалася раніше, в загальні тільки для карбонатних відкладень. Відповідно до цієї моделі можна пояснити механізм формування зон залишкового нафтенасичення, викликаних впливом діючої системи розробки.

Процес скидання напруг, на думку авторів [66], можна викликати шляхом впливу на гірську породу джерелом пружних коливань з метою ініціювання в ній явища сейсмоакустичної емісії, коли блоки різних розмірів починають реагувати на випромінювання, потрапляючи в резонанс з джерелом коливань і породжуючи

вторинне випромінювання, яке викликає відповідні коливання, що приводить до лавиноподібного розтріскування гірської породи або відкриття тріщин. При цьому на породу можна впливати або з поверхні землі за допомогою вибухових або невибухових ударних джерел (вібросейсмічний вплив), або в свердловині (віброударну дію), шляхом кидання на забій (ковадло) колони бурильних труб.

При розгляді динаміки зміни пластових тисків, було встановлено, що в процесі проведення віброударних впливів дійсно відбувається скидання пластових напруг, що викликає зростання припливу нафти за рахунок створення в пласті зон тріщинуватості і залучення в розробку залишкових запасів нафти з затиснених блоків матриці [66].

У даній роботі з метою відновлення гідродинамічної зв'язку (ГДЗ) пласта і свердловини пропонується проводити обробку приви́бійної зони пласта (ПЗП) гідроімпульсами в умовах квазістаціонарної репресії.

При такій обробці можливі такі наслідки. По-перше, тому що при поступовому зростанні напруги в породах колектора вони можуть досягти свого критичного значення, а їх скидання, викликане впливом акустичних хвиль, сприяє утворенню нових тріщин, і, як наслідок, привести до утворення нових фільтраційних каналів і відновлення ГДЗ.

По-друге, впливаючи на блоки порід квазістаціонарним репресією і періодично гідроімпульсами через нелінійність співвідношень напруга - деформація і значної асиметрії навантаження і розвантаження, можна домогтися накопичення залишкових переміщень на міжблокових контактах і розширити тріщини, які існували раніше.

Висновки до розділу 1.

Постановка завдання і вибір об'єктів дослідження. Резюмуючи існуючі на сьогоднішній день роботи, присвячені АПП, як ефективним перетворювачам електричної енергії в енергію плазових потоків в широкому діапазоні параметрів навколишнього середовища, можна зробити висновок, що АПП на базі КРВС дозволяє формувати потоки плазми в середовищах високого тиску. В

даному розділі описані переваги такого прискорювача і розглянуті завдання по ініціації розряду, формуванню і закінченню потоків плазми в вакуум або атмосферу.

При цьому залишилося не вирішеною завдання про формування та стікання потоків в хвилевід, заповнений рідиною, і збудженням пружних коливань, яке супроводжує цей процес.

Слід зазначити, що залишається відкритим питання про розширення парогазової порожнини в циліндричному хвилеводі і можливості реалізації поршневого руху рідини, а також збудження акустичної хвилі з плоским фронтом.

Аналіз властивостей, перерахованих вище в цьому розділі, хвиль в хвилеводі показує, що тільки хвилі Стоунлі і симетричні подовжні хвилі Лемба розповсюджуються зі слабким згасанням. При цьому тільки хвилі Стоунлі можуть існувати у всіх типах хвилеводів. Дані хвилі знаходять широке застосування при діагностиці свердловин, але характерні дальності поширення таких хвиль становлять десятки довжин хвиль. Експериментальних досліджень на великі відстані (тисячі довжин хвиль) в вертикальних хвилеводах не проводилося. Тому становить інтерес досліджувати таке поширення в цілях передачі енергії коливань по хвилеводу.

Слід зазначити, що рішення задачі по поширенню і загасанню акустичних імпульсів вздовж хвилеводу на великі відстані повинно враховувати не тільки дисперсійні властивості середовища поширення, але також геометрію завдання.

Застосування потужних плазмових генераторів гідроакустичних імпульсів може виявитися вельми перспективним для інтенсифікації видобутку рідких корисних копалин. При цьому канал свердловини передбачається використовувати в якості акустичного хвилеводу для транспортування пружної енергії в область продуктивного пласта і зміни його фільтраційних властивостей. Дана гіпотеза вимагає перевірки в промислових умовах.

Дана дисертаційна робота присвячена вирішенню перерахованих вище і пов'язаних з ними, невирішених завдань.

РОЗДІЛ 2

МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПРУЖНИХ ІМПУЛЬСІВ В ГІДРОАКУСТИЧНИХ ХВИЛЕВОДАХ

2.1. Моделювання розширення парогазової порожнини в гідроакустичному хвилеводі

Порушення пружних хвиль в рідині можна здійснити зміщенням кордону розділу рідини і дотичної з нею іншого середовища - середовища випромінювача. Теоретичний опис збудження хвиль за допомогою твердотілого випромінювача носить досить простий характер. Однак генерація хвиль великої інтенсивності таким способом викликає ряд технічних труднощів. До того ж ефективність перетворення енергії в акустичну знижується при збільшенні маси поршня [40]. Тому в якості поршня в вертикальному ГАХ вигідно використовувати парогазову порожнину високого тиску. Таку ПГП можна отримати, наприклад, за допомогою електричного розряду.

Незалежно від електричних властивостей рідини розряд можна реалізувати в газі, здійснивши попереднє заповнення їм (газом) деякої області у верхній частині вертикального хвилеводу [75-81].

2.1.1. Особливості генерації пружних хвиль в гідроакустичному хвилеводі порожниною, яка розширюється

Можливі два випадки розширення попередньо заповненої газом області при протіканні через неї струму. У першому випадку, як показано на рис. 2.1 а, область, яка заповнена газом, повністю перекриває перетин хвилеводу[80]..

Протікання розрядного струму між електродами А і К призводить до підвищення температури і тиску газу і його витіканню з розрядного проміжку.

Будемо вважати, що за час розряду τ_D тиск в ПГП досягає максимального значення $p_{\max}$, зростаючи зі швидкістю $\frac{\partial p(t)}{\partial t} \approx p_{\max} / \tau_D$.

Зауважимо, що при різниці тисків Δp в ПГП і рідини межа розділу середовищ зміщується зі швидкістю:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\Delta p}{\rho_l c_l}, \quad (2.1)$$

де ρ_l - густина рідини,

v_l - швидкість звуку в рідині.

Характерний час поширення збудження в плазмоутворюючому середовищі:

$$\tau_1 \sim d_B / v_s, \quad (2.2)$$

де d_B - діаметр хвилеводу,

v_s - швидкість звуку в газовому середовищі.

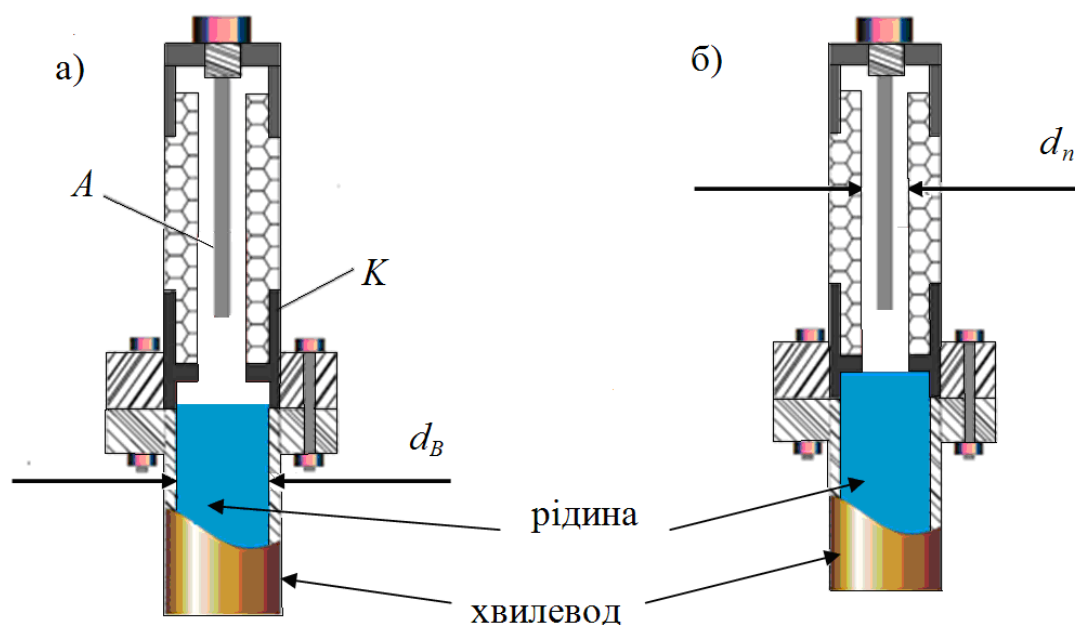


Рис. 2.1. Газова порожнина (плазмового генератора пружних імпульсів) на верхньому торці хвилеводу: а) повне перекриття газової порожниною поперечного перетину хвилеводу; б) часткове перекриття порожниною поперечного перетину хвилеводу

За цей час різниця в зміщенні кордонів рідини в різних точках її поверхні складе величину:

$$\Delta x \approx \frac{\partial p(t)}{\partial t} \frac{1}{\rho_l c} \tau_1^2 \approx \frac{p_{\max}}{\tau_D} \frac{1}{\rho_l c_l} \left(\frac{d_B}{v_s} \right)^2 = \frac{p_{\max}}{\rho_l c_l v_s} \frac{d_B}{v_s \tau_D} d_B \quad (2.3)$$

Приймаючи для величин наступні значення $p_{\max} \sim 10^7$ Па, $\rho_l = 1000$ кг/м³, $c_l = 1450$ м/с, $v_s \sim 300$ м/с, $d_B = 5$ см, отримуємо, що:

$$p_{\max} / (\rho_l c v_s) \sim 0,1 \ll 1 \quad \text{і} \quad d_B / (v_s \tau_D) \sim 0,1 \ll 1.$$

Отже, $\Delta x \ll d_B$ і межу розділу середовищ можна вважати плоскою. Тобто, при реалізації розряду в проміжку, наповненому газом, в хвилеводі можна збудити однополярний пружний імпульс з плоским фронтом [95].

У другому випадку (рис. 2.1 б) формування газового поршня відбувається при інжекції плазмового потоку, що надходить в рідину з області, яка лише частково перекриває перетин хвилеводу. Нехай область, яка заповнена газом, має циліндричну форму висотою x і діаметром $d_n \ll d_B$, який менше діаметра хвилеводу d_B . Для простоти будемо вважати, що осі ГАХ і порожнини збігаються.

Будемо вважати, що порожнина теплоізована. Тоді після ініціації розряду в газовому проміжку енергія, яка виділяється по деякому закону $E(t)$, перетворюється у внутрішню енергію W плазмового утворення, а також витрачається на здійснення роботи A :

$$E = W + A. \quad (2.4)$$

Відомо, що для ідеального газу внутрішня енергія W виражається формулою [40]:

$$W = \frac{pV}{\gamma - 1}, \quad (2.5)$$

де p – тиск газу;

$\gamma = c_p / c_v$ - показник адіабати;

c_v и c_p - теплоємності газу в ізохорному і ізобарному процесах.

У разі плазми відношення c_p / c_v виявляється змінним, проте зміни його в цікавих для нас діапазонах тисків і температур невеликі, що дозволяє, як це зазвичай робиться [40], ввести деяку ефективну сталу γ , яка апроксимує реальні значення цієї величини. В якості такої ефективної γ для розрядів у воді було прийнято середнє значення [25] $\gamma = 1,26$ в діапазоні тисків від 500 до 1500 атм і температур від 15000 до 25000 К.

Якщо межа розділу середовищ не є плоскою, то кінетична енергія інерційного руху рідини після закінчення введення енергії в порожнину частково переходить в потенційну енергію розтягнення рідини.

Якщо границю розділу середовищ можна вважати плоскою, то процес перетворення кінетичної енергії рідини в потенційну енергію розтягнення стає неможливим [40], і розширення газу призведе до випромінювання відокремленого імпульсу стиснення.

Тоді робота A газу над рідиною дорівнює кінетичної енергії E_k рідини і зміни потенційної енергії $\Delta\Pi$ порожнини (через витіснення рідини газовою порожниною), тобто:

$$A = E_k + \Delta\Pi. \quad (2.6)$$

З практики відомо [25], що розряд в рідині, реалізований на поверхні жорсткої площині призводить до утворення порожнини, яка має форму півсфери. Закон руху такої порожнини такий же, що і для порожнини в безмежній рідині, але в якій було виділено вдвічі більше енергії. При цьому на початковій стадії розширення швидкість зміни радіуса R сфери [25]:

$$\dot{R} = \sqrt{p / \rho_l} \quad (2.7)$$

Отже, критерієм порушення відокремленого імпульсу в циліндричному хвилеводі є виконання таких умов, при яких межу розділу середовищ можна вважати плоскою, а її рух - поступовим, тобто коли діаметр газової порожнини перевищить діаметр хвилеводу:

$$2R > d_B \quad (2.8)$$

Оцінимо параметри розряду, при яких буде виконано цю умову. Нехай протягом проміжку часу τ_D при проходженні електричного струму в газі була виділена енергія E_0 . При цьому згідно з (2.8) об'єм газу V на момент припинення розряду повинен бути таким, що:

$$V > \pi d_B^3 / 12 \quad (2.9)$$

Тоді середня гідродинамічна швидкість рідини через поперечний перетин хвилеводу площею $S = \pi d_B^2 / 4$:

$$\langle v \rangle = \frac{V}{\tau_D S} = \frac{4V}{\tau_D \pi d_B^2} > \frac{1}{12} \pi d_B^3 \frac{4}{\tau_D \pi d_B^2} = \frac{1}{3} \frac{d_B}{\tau_D}. \quad (2.10)$$

При цьому кінетична енергія E_K рідини, зміна потенційної енергії порожнини $\Delta\Pi$ і внутрішня енергія W газу:

$$E_K \approx S \rho_l c_l \frac{\langle v \rangle^2}{2} \tau_D = \frac{\pi d_B^2}{4} \rho_l c_l \frac{d_B^2}{2 \cdot 9 \tau_D^2} \tau_p = \frac{\pi}{72} \rho_l c_l \frac{d_B^4}{\tau_D}, \quad (2.11)$$

$$\Delta\Pi \approx p_0 V = \pi d_B^3 p_0 / 12, \quad (2.12)$$

$$W = pV / (\gamma - 1) > \pi p_0 d_B^3 (\gamma - 1)^{-1} / 12, \quad (2.13)$$

де p_0 - статичний тиск рідини;

V - кінцеве значення об'єму газу.

Тоді згідно (2.4-2.6) і (2.11-2.13) отримуємо, що енергія, яку треба виділити в розряді при інжекції плазмового утворення в рідину з метою генерації

відокремленого пружного імпульсу в рідині:

$$E_0 > E_K + \Pi + W = \frac{\pi}{72} \rho_l c_l \frac{d_B^4}{\tau_D} + \frac{1}{12} \pi d_B^3 p_0 + \frac{\pi p_0 d_B^3}{12(\gamma - 1)},$$

$$E_0 > \frac{\pi}{12} d_B^3 \left(\frac{\rho_l c_l d_B}{6 \tau_D} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_0 \right) \quad (2.14)$$

Приймаючи для величин наступні значення $p_0 = 10^5$ Па, $\rho_l = 1000$ кг/м³, $c_l = 1450$ м/с, $\tau_D = 10^{-3}$ с, $d_B = 5$ см, отримуємо, що $E_0 > 500$ Дж.

2.1.2. Модель розширення порожнини

Розширення порожнини в хвилеводі можна розглянути в рамках класичного завдання про поршень, яке в нашому випадку буде формулюватися таким чином [75,76,81]. Однорідна рідина заповнює напівнескінченний вертикальний

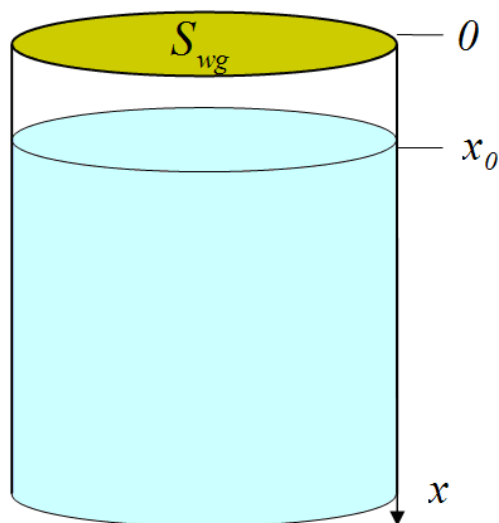


Рис. 2.2. Пояснювальний рисунок до моделі розширення порожнини

циліндр з абсолютно жорсткими стінками. У верхній частині циліндра є тонкий шар газу (див. рис. 2.2.), що займає рівноважний $V_0 = S_{wg} x_0$ (де x - поточна позовжня координати кордону порожнина-рідина S_{wg} - площа поперечного перетину циліндра, x_0 - товщина газового шару), і знаходиться під тиском p_0 .

При виділенні в шарі (порожнини) енергії газ нагрівається і розширюється, здійснюючи механічну роботу над рідиною.

Під дією надлишкового в газі тиску відбувається зміщення верхньої межі рідини. Викликане розширенням газу збудження в рідині поширюється уздовж циліндра зі швидкістю звуку [40]. Отже, в збуджених областях рідини тиск буде відрізнятися від рівноважного (на верхній межі від тиску p_0) на величину звукового тиску.

Тоді тиск в порожнині дорівнює тиску на межі поділу двох середовищ (газ - рідина), яка рухається зі швидкістю $\mathcal{G} = dx/dt$ і може бути записаний у вигляді:

$$p = p_0 + \rho_l c_l \mathcal{G} = p_0 + \rho_l c_l \frac{dx}{dt}, \quad (2.15)$$

Елементарна робота розширення ПГП δA визначається виразом:

$$\delta A = p \frac{dV}{dt} = p S_{wg} \frac{dx}{dt}. \quad (2.16)$$

де $V = S_{wg} x$ - поточний об'єм ПГП.

Тому рівняння балансу енергії (2.4) після диференціювання з урахуванням (2.5) для електричного розряду приймає вигляд

$$\frac{d}{dt} \frac{pV}{\gamma - 1} + p \frac{dV}{dt} = N(t), \quad (2.17)$$

де $N(t) = dE(t)/dt$ - швидкість виділення енергії в каналі.

Експериментальні результати показують, що можна вважати, що струм розряду змінюється за синусоїдальним законом, а напруга на розрядному проміжку майже постійна [27, 29]. Тоді закон введення енергії може бути представлений у вигляді:

$$E(t) = \frac{\pi E_o}{2\tau_D} \int_0^t \left(1 - \Theta(t - \tau_D) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_D}\right) \right) dt \quad (2.18)$$

де $\Theta(t)$ - функція Хевісайда.

Таким чином, система рівнянь (2.15), (2.17) і (2.18) дозволяє визначити закон розширення парогазової порожнини, тиск всередині неї, а так само форму випромінюваного імпульсу тиску при заданих початкових параметрах:

$$\begin{aligned}x(0) &= x_0, \\x'(0) &= 0, \\p(0) &= p_0.\end{aligned}\tag{2.19}$$

При цьому положення кордону розділу є рішенням диференціального рівняння:

$$x \frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{\gamma p_0}{\rho c} \frac{dx}{dt} = \frac{2E_o(\gamma-1)}{\rho c d_B^2 \tau_p} \sin \left(\frac{\pi t}{\tau_p} \right)\tag{2.20}$$

2.2. Моделювання генерації і розповсюдження пружних імпульсів в хвилеводі

2.2.1. Генерація пружних імпульсів при розширенні порожнини в однофазній рідині

Дана задача вирішувалася методом кінцевих різниць за явною схемою Ейлера [71, 72]. При вирішенні зменшення кроку обчислень вдвічі припинялося, якщо відносна помилка обчислень не перевищувала 0,1%.

Нижче наводяться результати чисельних розрахунків [75,79]. На Рис. 2.3 представлені залежності руху фронту парогазової порожнини в хвилеводі – $x(t)$, при значеннях виділеної енергії 5; 10 і 40 кДж і початковим газовим об'ємом, визначеним значенням координати $x_0 = 1$ см та $S_{wg} = 78,5$ см².

На Рис. 2.4 наведені залежності тиску в порожнині (тобто амплітуди хвилі випромінювання) від часу, які отримані при тих же параметрах E_0 , x_0 і S_{wg} . Характерним для всіх залежностей є відсутність процесу пульсації парогазової порожнини: присутній тільки імпульс стиснення і відсутній імпульс розрядження. Це повністю узгоджується з особливістю випромінювання плоскої діафрагми в трубі (поршень в трубі), для якої приєднана маса середовища дорівнює нулю і має місце збудження плоскої хвилі [33, 73]. Аналіз представлених графіків показує, що амплітуда випромінюваного імпульсу виявляється пропорційною енергії, яка виділилась в порожнині.

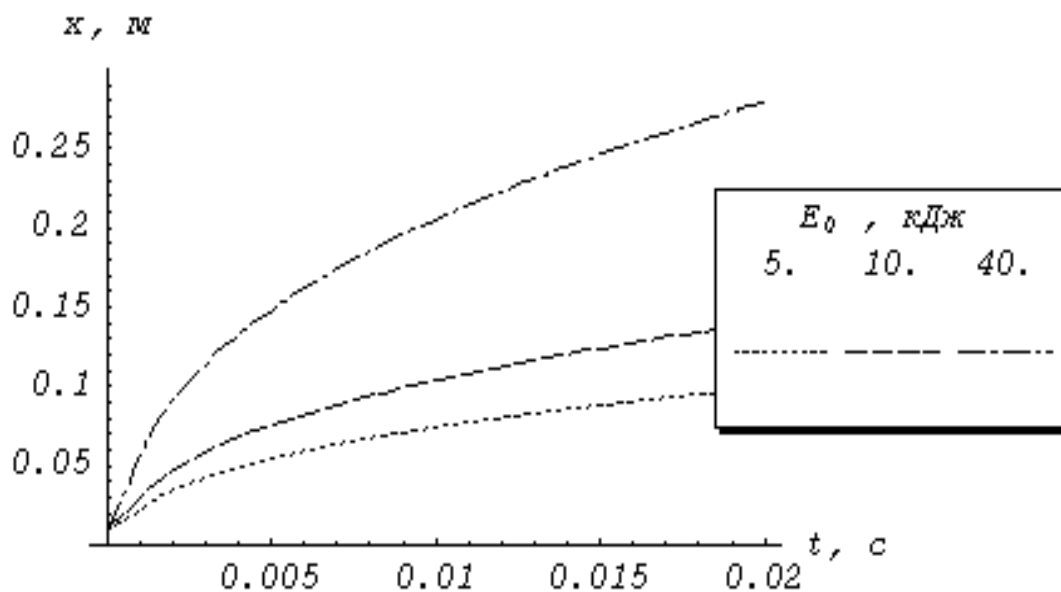


Рис. 2.3. Динаміка товщини ПГП для різних енергій E_0

Істотний вплив на амплітуду хвилі випромінювання надає наявність початкового об'єму в порожнині $S_{wg}x_0$. На рис. 2.5 представлені імпульси хвиль випромінювання при значенні введеної енергії 20 кДж і початкових координатах порожнини $x_0 = 0,1; 1; 5$ см.

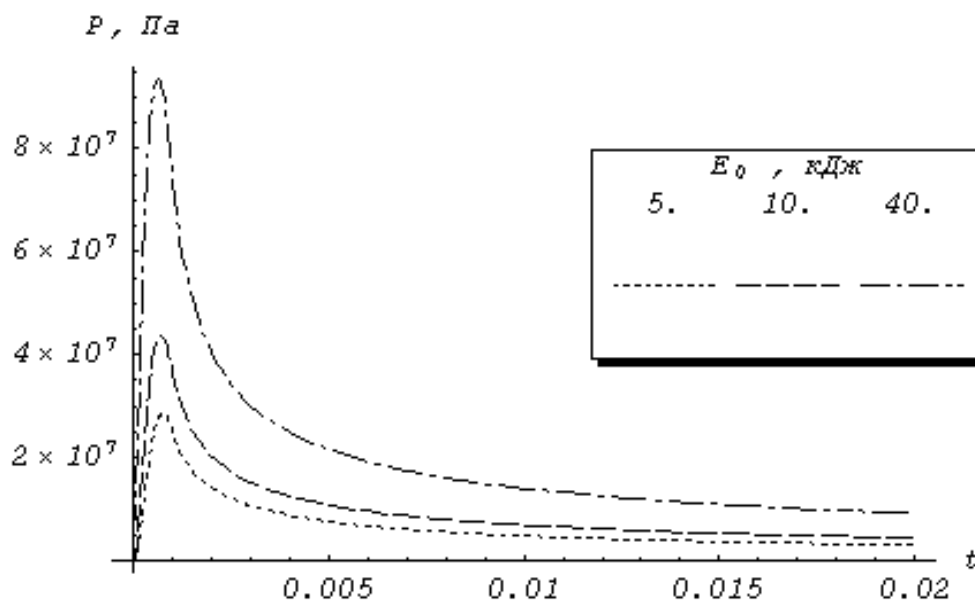


Рис. 2.4. Залежності тиску в порожнині від часу при різних значеннях виділеної енергії E_0

Слід зазначити, що на цьому і наступних графіках зміна амплітуди наведена не в залежності від часу, а від супутньої (яка рухається зі швидкістю обурення в рідині) координати ζ . Тобто фактично, представлена не тривалість імпульсу, а його довжина. З отриманих результатів випливає, що для збільшення амплітуди імпульсу початкову товщину (тобто початковий обсяг порожнини) доцільно зменшувати.

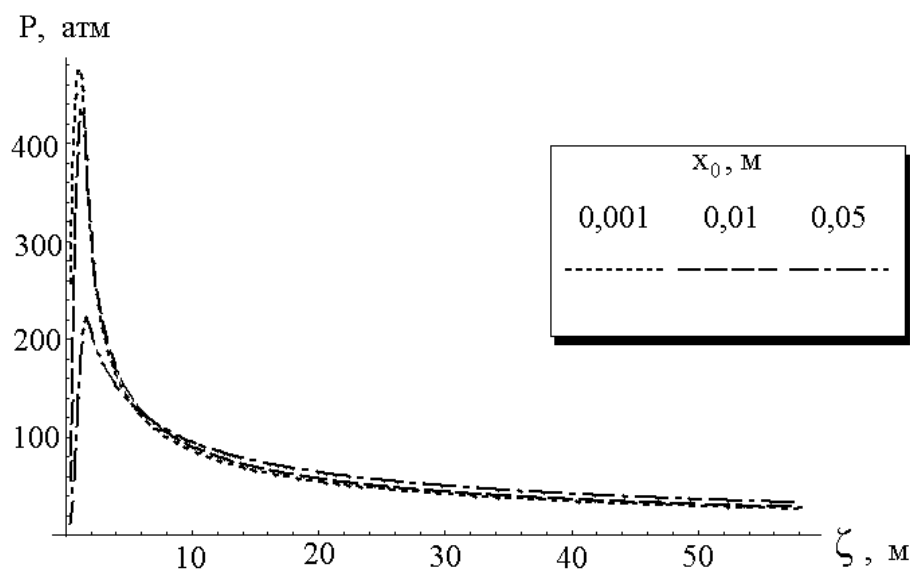


Рис. 2.5. Імпульси тиску при значенні введеної енергії 20 кДж і різних початкових об'ємах порожнини

Однак межею початкового об'єму є той, що забезпечує роботу випромінювача в режимі лінійної акустики при заданому законі введення енергії в порожнину, який визначається параметрами: E_0 , τ_p , dE/dt – швидкістю введення енергії. При цьому швидкість руху фронту циліндричної парогазової порожнини, або максимальна швидкість частинок рідини dx/dt , не повинна перевищувати швидкість звуку в середовищі. В іншому випадку виникає ударна хвиля, дисипація якої призводить до її поглинання і виділення тепла на незначній відстані від випромінювача. Крім того, значна частина акустичної енергії трансформується в високочастотні гармоніки.

Обчислення також показують, що акустичний ККД може досягати величин $\sim 30\%$ [78].

2.2.2. Моделювання розповсюдження пружних імпульсів в хвилеводі

Дослідження загасання відокремленого акустичного імпульсу при поширенні його в хвилеводі (в тому числі такому техногенному ГАХ як водонаповнена свердловина) на значну відстань $\sim 10^3$ м і більше представляє як науковий так практичний інтерес. При виконанні даної роботи проводилися теоретичні дослідження цього питання наступним чином. Порухуваний гідро імпульс, опис якого отримано раніше, спочатку піддавався швидкому Фур'є - перетворенню [74]. Передбачалося, що кожна гармоніка загасає тільки з властивим їй коефіцієнтом загасання. Оскільки при поширенні в трубі основна частка поглинання обумовлена ефектом, пов'язаним з наявністю стінок, то коефіцієнт поглинання визначався за формулою (1.12).

Після цього за допомогою зворотного Фур'є - перетворення на необхідній відстані відновлювалася форма імпульсу [75,79,81]..

На графіках рис. 2.6. представлені амплітудно-просторові залежності імпульсів, отримані зазначеним способом на глибинах 1 і 3 км для різних енергій, що вводяться в парогазову порожнину.

З представлених результатів випливає, що максимальна амплітуда імпульсів зменшується майже в 10 разів. Однак при цьому способі їх генерації амплітуди на глибині навіть 3 км залишається значною і сягає величини 30 - 100 атм.

Висновки по розділу 2:

Таким чином, результат чисельного моделювання роботи плазмового генератора пружних імпульсів в водонаповненому хвилеводі зводиться до наступного.

1. Запропонована і обґрунтована система рівнянь, що дозволяє описувати роботу генератора гідроакустичних імпульсів в середовищі з циліндричною геометрією. Вперше в вигляді критерію визначено умови збудження плазмовими

згустками відокремлених пружних імпульсів.

2. Встановлено, що динаміка парогазової порожнини в системі із циліндричною геометрією і параметри випромінюваного імпульсу суттєво відрізняються від аналогічних параметрів, що реалізуються при пульсації ПГП в

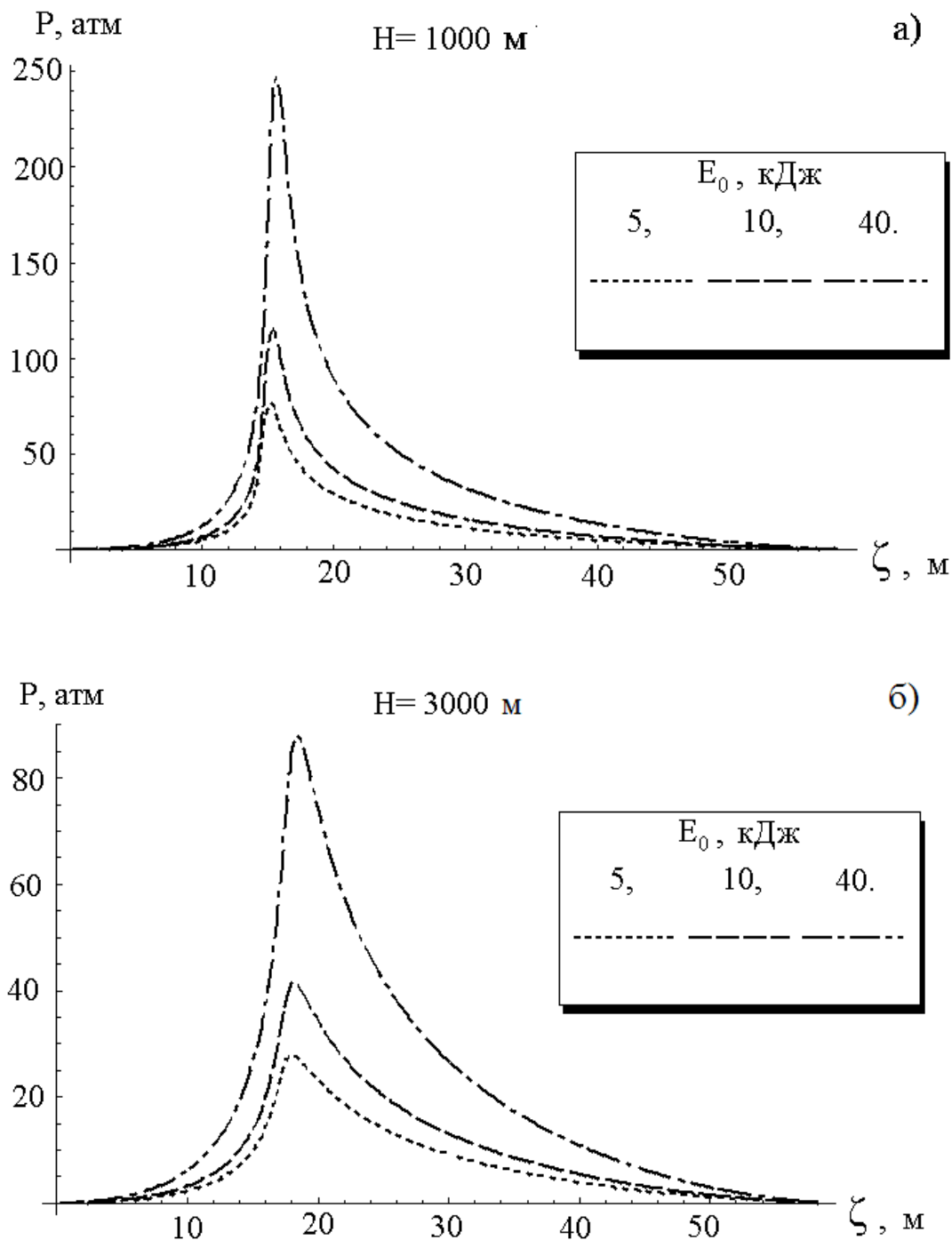


Рис. 2.6. Амлітудно-просторові залежності імпульсів на глибинах а) -1000 та б) -3000 м для різних енергій, що вводяться в парогазову порожнину за допомогою електрогідравлічного розряду в парогазову порожнину.

необмеженому середовищі - в «відкритій воді» з ідентичними енергетичними характеристиками. Зокрема, випромінюється тільки імпульс стиснення, амплітуди якого залежить від введеної в порожнину енергії, часу її введення і величини початкового об'єму порожнини. Введення в парогазову порожнину енергії в кілька десятків кДж дозволяє досягти тиску газу в кілька сотень атмосфер.

3. Показано, що при роботі електроіскрового джерела в водонаповненій свердловині залежність максимального тиску від величини виділеної енергії лінійна і суттєво відрізняється від розширення порожнини в необмеженому середовищі, коли тиск в імпульсі стиснення пропорційний кореню п'ятого ступеня зі значення енергії розряду.

4. Запропоновано метод розрахунку загасання гідроакустичного імпульсу в водонаповненому хвилеводі, який дозволяє визначити амплітуду імпульсу на заданому видаленні. Показано, що загасання обумовлено наявністю стінок.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора [75-81].

РОЗДІЛ 3

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

3.1. Експериментальна установка для формування плазмових згустків

Лабораторні дослідження процесів генерації пружних хвиль при інжекції плазмових згустків в рідину проводилися на експериментальній установці, зовнішній вигляд якої представлений на рис. 3.1, а блок-схема - на рис. 3.2 [82,85]. Установка включає наступні основні частини: ерозійний плазмовий торцевий електротермічний прискорювач - плазмову гармату (ПГ), що працює в режимі КРВС, ємнісний накопичувач енергії, блок джерела живлення накопичувача, блок ініціації розряду, безконтактний комутатор - магнітний ключ, акустичний басейн, засоби вимірювання напруги і струму в електричному ланцюзі (дільник напруги і пояс Роговського, засоби акустичних вимірювань і реєструючу апаратуру). При дослідженнях поширення пружних імпульсів (ПІ) в акустичних хвилеводах, заповнених рідиною, проведених в польових умовах на діючих свердловинах, реєстрація викликаних в хвилеводі коливань здійснювалася за допомогою сейсмічних датчиків.

Експериментальна установка призначена для перетворення електричної енергії в енергію плазмового утворення, що в подальшому в акустичному басейні створює парогазову порожнину, яка при своєму розширенні в рідині створює пружні збурення.

Експериментальна установка дозволила в лабораторних умовах провести електроенергетичні дослідження процесів в плазмовій гарматі і генерації ПІ в рідині, а в польових - провести дослідження по розповсюдженню та згасанню ПІ в хвилеводах, а також домогтися сприятливого впливу на продуктивні пласти.

3.1.1. Принципова схема установки

Перетворення електричної енергії в енергію плазмового утворення відбувається в електричному ланцюзі установки (ланцюзі ГІС), принципова схема якої

приведена на рис. 3.3. Живлення плазмові гармати *ПГ* відбувалось ємнісним накопичувачем енергії C_H ємністю 1500 мкФ, що попередньо заряджався до 5 кВ. Оскільки такої напруги недостатньо для пробою *ПГ*, то не було потреби у комутаторі струму.



Рис. 3.1. Зовнішній вигляд експериментальної установки



Рис. 3.2. Блок-схема експериментальної установки.

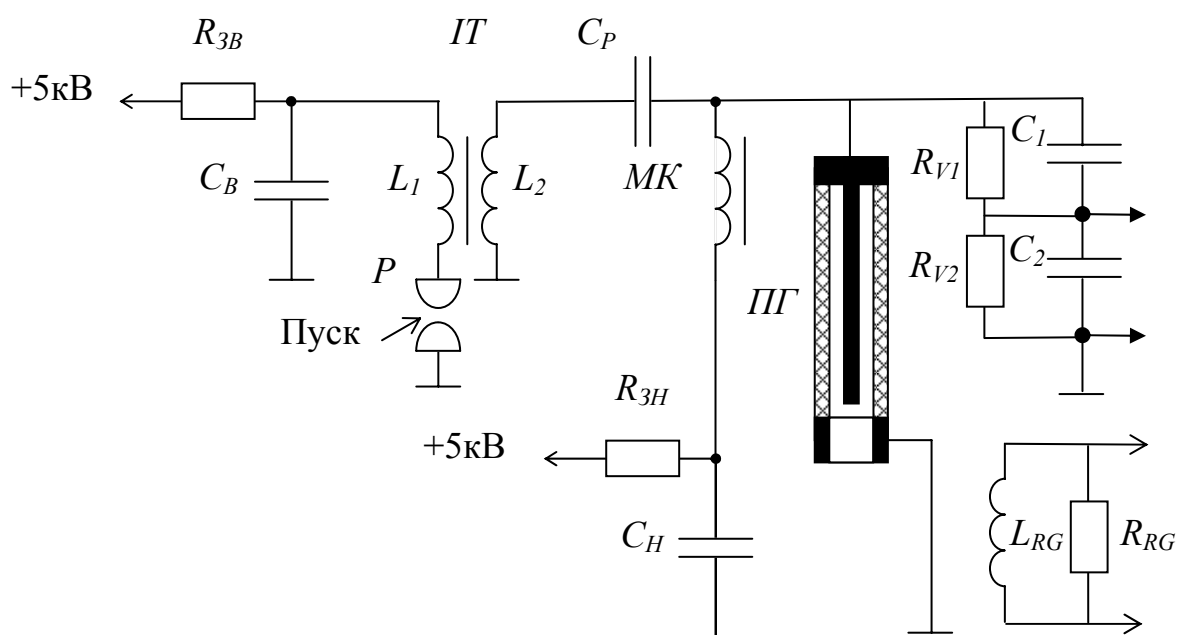


Рис. 3.3. Принципова електрична схема експериментальної установки

Для збудження розряду напруга на електродах $\Pi\Gamma$ на короткий час збільшувалась до 50 кВ за рахунок високовольтного імпульсу мікросекундної тривалості від системи ініціації розряду. Високовольтний імпульс формувався вторинною обмоткою L_2 імпульсного трансформатора IT після спрацьовування керованого розрядника P (розряд ємності C_B через первинну обмотку L_1).

З метою запобігання закорочення високовольтного імпульсу ємністю C_H використовувався магнітний ключ MK (індуктивність зі спеціально підібраними параметрами, яка змінює свій опір залежно від того, знаходиться її сердечник у насиченні чи ні). На час високовольтного імпульсу опір MK досить великий (немає магнітного насичення сердечника), а при розряді накопичувача C_H сердечник переходить в режим насичення і опір MK різко падає. Конструктивно імпульсний трансформатор IT і магнітний ключ MK виконані на пермалоевих сердечниках.

Для запобігання розряду конденсаторної батареї C_H через обмотку L_2 в ланцюзі є розв'язуючий конденсатор C_P .

трубки відстань між електродами регулюванню не підлягає і становить 233 мм. Усередині розрядника між фібробакелітовою трубкою і бакелізованим папером є провідний циліндр 5, з'єднаний з кільцевим електродом і виконаний з тонколистової міді товщиною 0,5 мм. Найменша відстань між мідним циліндром 5 і кришкою 3 (див. рис. 3.5) становить 55 мм. Циліндр 5 призначено для сприяння виникненню ковзного розряду всередині трубки.

Принцип роботи плазмової гармати полягає в наступному. При подачі високовольтного (іскрового) імпульсу напруги на електроди проміжок між ними пробивається, і створюється струмопровідний канал. Цей канал здатний замкнути ділянку ланцюга з ємнісним накопичувачем енергії (див. рис. 3.3). При цьому іскровий розряд переходить в потужнострумовий дуговий. При проходженні струму по каналу відбувається нагрів газу і, отже, збільшення перетину каналу. При перекритті каналом перетину внутрішнього отвору трубки під дією високої температури каналу дуги імпульсного струму в трубці відбувається інтенсивне виділення газу і тиск сильно зростає. Газ, прямуючи до відкритого кінця трубки (кільцевого електроду), утворюють потік. Крім того, в стандартному РТ відбувається стиснення (накопичення) газу в камері, розташованій усередині наконечника 3 (див. рис. 3.4). При прямому використанні трубчастих розрядників газу, що накопичилися в камері, спрямовуються до вихлопного отвору, посилюючи поздовжнє дуття і сприяючи гасінню дуги [86].

При використанні РТ для генерації акустичних імпульсів для збільшення тиску в каналі розряду, яке, вочевидь, сприяє зростанню амплітуди пружних хвиль, в експериментах замість стандартних стержневих електродів діаметром 4,5 мм використовувалися спеціально виготовлені електроди збільшеного до 7,5 мм діаметра (рис. 3.6). Збільшення діаметра електродів перешкоджає течією плазми в напрямку протилежному до кільцевому електроду.

Для успішного гасіння дуги необхідно досить інтенсивне генерування газу в трубці, яке залежить від величини прохідного струму. У зв'язку з цим є нижня межа струмів, які надійно відключаються трубчастим розрядником. При великих

токах занадто інтенсивне газоутворення може призвести до надмірного підвищення тиску і розриву трубки або зриву наконечників. Тому для трубчастих розрядників встановлюється також верхня межа відключення струмів. Значення верхньої і нижньої меж струмів, які вимикаються, залежить від розмірів внутрішнього каналу розрядника і для РТФ-6-0,5/10 У1 відповідно становлять 0,5 і 10 кА [87]. Зменшення довжини внутрішнього проміжку, а також збільшення діаметру каналу призводять до зміщення обох границь в сторону більших значень струмів, які вимикаються.

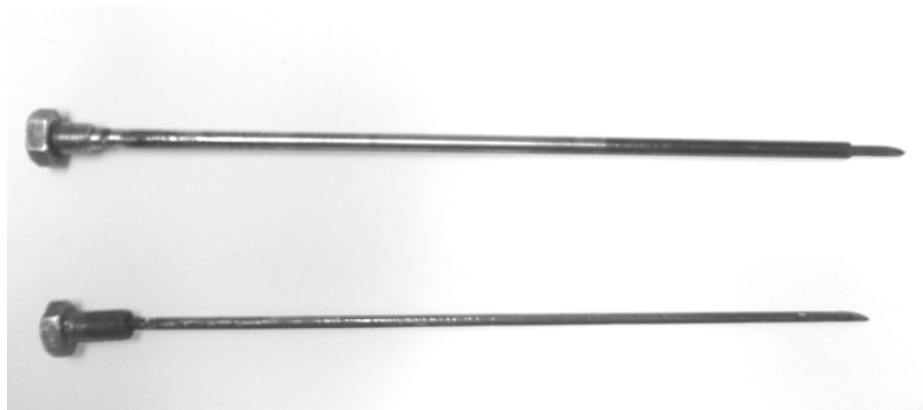


Рис. 3.6. Стандартний (знизу) і спеціально виготовлений (зверху) центральні стержневі електроди

Величина імпульсної напруги, яка ініціює розряд, для стандартного РТ становить 88 кВ [88]. При використанні центрального електрода діаметром 7,5 мм найбільш вірогідний пробій по поверхні діелектрика. При цьому (коли відносна діелектрична проникність $\varepsilon \approx 4$ [89]) і швидкості наростання напруги $dU_{np} / dt \sim 10^{11}$ В/с при відстані між електродами в 10 см) розрахунки, проведені відповідно до формули (1.8), дають величину напруги пробою для бакелітової трубки рівну 40 кВ:

$$U_{np} = \chi_{BR}^{-1/5} \cdot l_{cr}^{1/5} \cdot C_{BR}^{-2/5} \cdot \left(\frac{dU_{np}}{dt} \right)^{-0.05}; \quad (3.1)$$

$$U_{np} = 135,5^{-1/5} \cdot 0,1^{1/5} \cdot 10^{124/5} \cdot 10^{-11 \cdot 0,05} \approx 50\,000 \text{ [В]}$$

Тут прийнято, що ємність, яка припадає на одиницю довжини циліндричного конденсатора, обкладинками якого служать центральний електрод і мідний циліндр, дорівнює $C = 10^{-12}$ Ф, а, згідно з [90], значення коефіцієнта χ_{BR} приймається рівним (найменшому значенням двох величин 135,5 і 139,5, які відповідають позитивній та негативній полярності потенціалу на центральному електроді).

3.1.3. Ємнісний накопичувач енергії

Згідно з відомостями, викладеними в (див. п.1.2.2), загасання пружних імпульсів у хвилеводах зростає зі збільшенням частоти. Тому дослідження з розповсюдження таких імпульсів доцільно проводити в діапазоні порівняно низьких частот. Ця обставина дозволяє використовувати елементи електричного кола з параметрами досить широких діапазонів. Зокрема, на відміну від часто пропонованої вимоги малості власної індуктивності конденсаторів, що використовуються як накопичувач енергії потужнострумових розрядів з мінімально можливою тривалістю, для виконання завдань, поставлених в даній роботі, цей фактор можна не брати до уваги. Тому ємнісний накопичувач енергії був зібраний на конденсаторах И41-К7.

Конденсатори И41-К7 належать до класу конденсаторів з паперово-масляною ізоляцією, які на частоті $10^4 - 10^5$ Гц мають добротність 10 - 15 і призначені для роботи в режимі одиничних імпульсів [91]. Згідно рекомендацій вони використовуються при повторенні імпульсів не більше 2 разів на хвилину. При цьому імпульс струму розряду повинен мати аперіодичну форму або коливальну форму з великим декрементом коливаний 2-10 і більше. Електрична ємність одного конденсатора И41- К7 дорівнює 100 мкФ, а власна індуктивність - 0,04 мГн. Енергія, що запасється в одиниці об'єму (питома енергоемність), для таких конденсаторів становить величину 100 Дж/дм³. Конденсатори з'єднані в батарею мідним провідником перетином $5 \times 2,5$ мм. На рис. 3.7 приведена фотографія накопичувача енергії ємністю 1500 мкФ.



Рис. 3.7. Ємнісний накопичувач енергії

Заряд накопичувача енергії здійснювався за допомогою високовольтного блоку живлення БП-140.

Опір, що обмежує струм заряду накопичувача енергії, склав $R_{ZH} = 5$ кОм.

3.2. Методика та результати розрахунку електричного кола установки

Раніше без участі з автором даної роботи магнітний ключ для комутації потужнострумів ланцюгів не розглядався. Тому тут слід приділити більшу увагу методиці розрахунку таких ланцюгів [92,93].

Розглянемо роботу потужнострумової електричної схеми (див. рис. 3.3.) з ємнісним накопичувачем енергії, яка комутується за допомогою магнітного ключа. Схема працює таким способом. У ланцюзі генератора високовольтних імпульсів, в який входять ємність C_B , первинна обмотка L_1 ІТ і керований розрядник P , при спрацьовуванні розрядника P починає розряджатися C_B через L_1 та в сердечнику ІТ виникає магнітний потік, який змінюється в часі. При цьому у вторинній обмотці L_2 виникає Е.Р.С електромагнітної індукції. З

вторинної обмотки IT імпульс напруги через розв'язуючий конденсатор C_p подається на один з електродів гармати і на послідовно з'єднанні магнітний ключ MK і ємнісний накопичувач енергії C_H .

До моменту пробою міжелектродного проміжку $ПГ$ струм через гармату відсутній. Токи в ланцюзі живлення IT I_1 і в ланцюзі ємнісного накопичувача I_2 можна знайти з рішення рівнянь законів Ома. У разі, якщо в перетині сердечника IT магнітне поле можна вважати однорідним, ці рівняння мають вигляд:

$$\begin{cases} I_1 R_1 = \frac{q_1}{C_B} - \frac{d}{dt} \left(\mu \mu_0 N_1 S \frac{N_1 I_1 - N_2 I_2}{l} \right) \\ 0 = -\frac{q_2}{C_p} + \frac{q_3}{C_H} - \\ - \frac{d}{dt} \left(\mu \mu_0 N_2 S \frac{N_2 I_2 - N_1 I_1}{l} \right) - \frac{d}{dt} (L_k I_2) \end{cases}, \quad (3.2)$$

де q_1, q_2, q_3 - заряди на обкладинках конденсаторів C_B, C_p, C_H відповідно ,

N_1 і N_2 - кількість витків первинної і вторинної обмоток IT ,

l - довжина середньої лінії сердечника,

R_1 - опір розрядника, S - площа поперечного перетину сердечника IT .

За допомогою системи (3.2) зручно провести якісний аналіз роботи схеми (див. рис. 3.3). Для досягнення мети - ініціації потужнострумовевого дугового розряду в гарматі $ПГ$, необхідно до її електродів прикласти різницю потенціалів $\Delta \varphi$ не меншу за величину, ніж напруга пробою, яка залежить від геометрії і конструктивних особливостей гармати [35]. Вважаючи потенціал Землі нульовим, для потенціалу φ_A незаземленого електрода маємо:

$$\Delta \varphi = -N_1 \frac{q_2}{C_p} - I_1 R_1 N_2 + N_2 \frac{q_1}{C_B}, \quad (3.3)$$

Помноживши перше рівняння системи на N_1 , а друге на N_2 , а потім, взявши їх різницю, отримуємо:

$$I_1 R_1 N_2 = N_2 \frac{q_1}{C_B} - N_1 \frac{q_2}{C_p} + N_1 \frac{q_3}{C_H} + N_1 \frac{d}{dt} (L_k I_2).$$

Звідси з урахуванням виразу (3.3) знаходимо

$$\Delta\varphi = N_2 \frac{q_1}{C_B} - N_1 \frac{q_2}{C_p} - I_1 R_1 N_2, \quad (3.4)$$

$$\Delta\varphi N_1 = N_2 U_B \pm N_1 U_p - I_1 R_1 N_2, \quad (3.5)$$

де U_B і U_p -- напруги на конденсаторах C_B і C_p відповідно.

Знак "+" або "-" залежить від початкового розподілу заряду на обкладинках конденсатора C_p .

Для ефективної передачі енергії конденсатора C_B в ланцюг вторинної обмотки IT повинні виконуватися нерівності $N_2 \gg N_1$ і $I_1 R_1 \ll U_B$. Тоді з (3.5) отримуємо:

$$\Delta\varphi \simeq \frac{N_2}{N_1} U_B. \quad (3.6)$$

Таким чином, в цьому випадку можна вважати, що різниця потенціалів між електродами гармати дорівнює напрузі холостого ходу трансформатора IT з одновитковою первинною обмоткою.

З огляду на те, що $I_2 = dq_3 / dt = -dq_2 / dt$, з другого рівняння системи (3.2) для моменту часу τ маємо

$$\frac{1}{C_H} \int_0^\tau I_2 dt - \frac{d}{dt} (L_k I_2) = -\frac{1}{C_p} \int_0^\tau I_2 dt + N_2 \frac{d}{dt} \left(\mu \mu_0 S \frac{N_2 I_2 - N_1 I_1}{l} \right),$$

де μ_0 - магнітна стала;

$\mu = \mu(I_1, I_2)$ - відносна магнітна проникність.

Оскільки ємність накопичувача енергії в багато разів більше ємності розв'язуючого конденсатора ($C_H \gg C_p$), то справедливо:

$$\frac{d}{dt}(L_k I_2) = \frac{1}{C_p} \int_0^\tau I_2 dt - N_2 \frac{d}{dt} \left(\mu \mu_0 S \frac{N_2 I_2 - N_1 I_1}{l} \right). \quad (3.7)$$

В роботі імпульсний трансформатор і магнітний ключ виконувались на однакових сердечниках (що зручно через взаємозамінність елементів). Зауважимо, що магнітний ключ в потужнострумових ланцюгах для усунення динамічних навантажень вигідно виконувати на кільцевому сердечнику. Тому індуктивність магнітного ключа можна визначити за формулою індуктивності соленоїда:

$$L_k = \mu_k \mu_0 N_k^2 / l_k,$$

Де N_k - кількість витків,

μ_k - відносна магнітна проникність,

S_k - площа поперечного перерізу,

l_k - довжина середньої лінії сердечника магнітного ключа.

Тоді з останнього рівняння (3.7) отримуємо

$$\frac{1}{C_p} \int_0^\tau I_2 dt = \frac{d}{dt} \left(\mu_k \mu_0 S_k \frac{N_k^2 I_2}{l_k} + \mu \mu_0 S \frac{N_2^2 I_2 - N_1 N_2 I_1}{l} \right), \quad (3.8)$$

Оскільки тривалість τ процесів порівняно мала ($\tau \approx 10^{-6} c$), а для

пермаллоєвих сердечників при малих струмах $\mu_k \approx \mu \approx 10^3$, то аналізуючи цей вираз, робимо висновок, що:

$$\mu_k \mu_0 S_k \frac{N_k^2 I_2}{l_k} + \mu \mu_0 S \frac{N_2^2 I_2 - N_1 N_2 I_1}{l} = const$$

Виходячи з того, що в початковий момент часу $I_1 = I_2 = 0$, звідси отримуємо

$$\mu_k \mu_0 S_k \frac{N_k^2 I_2}{l_k} + \mu \mu_0 S \frac{N_2^2 I_2 - N_1 N_2 I_1}{l} = 0.$$

Отже, струм в колі вторинної обмотки:

$$I_2 = \mu \frac{S N_1 N_2}{l \left(\mu S \frac{N_2^2}{l} + \mu_k S_k \frac{N_k^2}{l_k} \right)} I_1. \quad (3.9)$$

У разі виконання трансформатора IT і магнітного ключа MK на однакових сердечниках, тобто коли $S = S_k$ і $l = l_k$, з (3.9) отримуємо

$$I_2 = \mu \frac{N_1 N_2}{\mu N_2^2 + \mu_k N_k^2} I_1. \quad (3.10)$$

Тоді напруга у вторинній обмотці:

$$\varepsilon_2 = S \mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} \frac{d}{dt} \frac{\mu \mu_k N_k^2}{\mu N_2^2 + \mu_k N_k^2} I_1 \quad (3.11)$$

Зауважимо, що ε_2 зростає при збільшенні числа витків в магнітному ключі, що грає позитивну роль при ініціації розряду. Однак, таке збільшення числа

витків, а, отже, і збільшення індуктивності L_k , тягне за собою зростання часу основного дугового розряду в гарматі ПГ і зниження потужності розряду. Тому необхідно вимагати для комутації ланцюга і досягнення максимальної потужності розряду виконання умови:

$$U_{np} \leq \varepsilon_2 = S \mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} \frac{d}{dt} \frac{\mu \mu_k N_k^2}{\mu N_2^2 + \mu_k N_k^2} I_1, \quad (3.12)$$

де U_{np} - напруга пробою проміжку між електродами гармати ПГ.

Застосування пермаллоєвих сердечників з значенням відносної магнітної проникності, яка мало змінюється, дозволяє записати (3.12) так:

$$U_{np} \leq S \mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} \frac{\mu \mu_k N_k^2}{\mu N_2^2 + \mu_k N_k^2} \frac{dI_1}{dt}. \quad (3.13)$$

Поведінка струму I_1 досить добре апроксимується гармонійними функціями. Тому при розрахунках можна вважати

$$\frac{dI_1}{dt} \approx \frac{d^2 q_1}{dt^2} = \omega_0^2 q_1,$$

де $\omega_0 = (L_1 C_B)^{-1/2}$ - власна частота коливального контуру, що складається з ємності C_B і індуктивності L_1 .

Тоді максимальна похідна струму I_1

$$\left(\frac{dI_1}{dt} \right)_{\max} \approx \frac{1}{L_1 C_B} q_1 = \frac{U_B}{L_1},$$

При підстановці цього виразу в (3.13) отримуємо

$$U_{np} \leq S \mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} \frac{\mu \mu_k N_k^2}{\mu N_2^2 + \mu_k N_k^2} \frac{U_B}{L_1},$$

або з огляду на те, що $L_k = \mu \mu_0 N_1^2 / l$

$$U_{np} \leq \frac{N_2}{N_1} \frac{\mu_k N_k^2}{\mu N_2^2 + \mu_k N_k^2} U_B,$$

Запроваджуючи параметр $m = U_{np} / U_B$, звідси отримуємо

$$N_k \geq N_2 \sqrt{\frac{\mu}{\mu_k} \frac{m}{(N_2 / N_1) - m}}. \quad (3.14)$$

Диференціюючи (3.14), в якому замінимо знак нерівності на сувору рівність, по параметру m , а потім, прирівнявши похідну $\partial N_k / \partial N_2$ до нуля, з рішення отриманого рівняння знайдемо значення співвідношення N_2 / N_1 для екстремального (мінімального) значення N_k . Маємо:

$$\frac{\partial N_k}{\partial N_2} = \frac{1}{2} \left(\frac{N_2}{N_1} - 2m \right) \left(\frac{N_2}{N_1} - m \right)^{-3/2} \sqrt{\frac{\mu}{\mu_k} m} = 0.$$

звідки:

$$\frac{N_2}{N_1} = 2m = 2 \frac{U_{np}}{U_B}. \quad (3.15)$$

Підставивши отримане значення в (3.14) отримуємо

$$N_k \geq N_2 \sqrt{\mu / \mu_k}, \quad (3.16)$$

Таким чином, формули (3.15) і (3.16) дозволяють визначити необхідну кількість витків в індуктивностях розглянутого ланцюга.

При значеннях $U_B = 5$ кВ, $U_{np} = 50$ кВ за формулами (3.15) і (3.16), вважаючи $\mu / \mu_k \approx 1$ та $N_1 = 1$ знаходимо:

$$\frac{N_2}{N_1} = 16, \quad N_k = 16.$$

3.3. Методики вимірювань

3.3.1. Методики вимірювань часових залежностей напруг і струмів

У даній роботі передбачалось вимірювати струм розряду за допомогою пояса Роговського. Вибір даного приладу був обумовлений наступним. Важливою перевагою вимірювань струму за допомогою поясу Роговського є відсутність безпосереднього електричного зв'язку вимірювального кола з контуром вимірюваного струму, а самі вимірювання можуть бути виконані в будь-якій точці контуру струму. Той факт, що за допомогою такого пристрою неможливо виміряти постійну складову струму, не впливає на результати вимірювань одноразових імпульсів струму при відсутності його постійних складових [94].

Пояс Роговського виконаний на ферритовом сердечнику, середня лінія якого становила 46 см, а площа поперечного перетину - $1,5 \text{ см}^2$. Котушка L_{RG} (див. рис. 3.3) пояса містила $N_{RG} = 1000$ витків мідного дроту діаметром 0,3 мм і була замкнена на опір навантаження $R_{RG} = (0,5 \pm 0,05) \text{ Ом}$. Вимір опору навантаження проводився з допомогою моста Уїнстона. Індуктивність пояса $L_{RG} \sim 0,1 \text{ Гн}$, а величина реактивного опору при характерному часі зміни струму $\sim 10^{-3}$ с по порядку величини $Z_L \sim 10^2 - 10^3 \text{ В/А}$, що значно перебільшує її омичний опір $R_L = 10 \text{ Ом}$. У цьому випадку напруга на навантаженні:

$$U_H = \frac{I \cdot R_{RG}}{N_{RG}}, [\text{В}] \quad (3.17)$$

де I - вимірюваний струм, який охоплений поясом Роговського.

Похибка вимірів струму, яка виникає при такому методі з урахуванням похибки, що виникають при осцилографування, не перевищує 15%.

Вимірювання напруги на розряді проводилися за допомогою компенсованого подільника напруги. У високовольтне плече дільника включений резистор КЭВ-5 опором $R_{V1} = (5,0 \pm 0,5) \text{ МОм}$, а в низьковольтне плече - резистор С2-29 опором $R_{V2} = (1,00 \pm 0,05) \text{ кОм}$ (див. рис. 3.3). Коефіцієнт розподілу подільника, рівний відношенню вхідної напруги U_1 до вихідної напруги U_2 :

$$k = \frac{U_1}{U_2} = \frac{R_{V1} + R_{V2}}{R_{V2}} = 1 + \frac{R_{V1}}{R_{V2}}; \quad (3.18)$$

$$k = 1 + \frac{R_{V1}}{R_{V2}} = 1 + \frac{5 \cdot 10^6}{10^3} \simeq 5000.$$

Оцінки показують, що струм, який протікає через плечі дільника при $U_1 = 5 \text{ кВ}$ становить величину $I_d \sim 1 \text{ мА}$, що задовольняє вимогам [95,96].

Дільник, який використовується в експериментах, дозволяє проводити вимірювання з урахуванням похибок осцилографування з відносною помилкою, що не перевищує 20%.

3.3.2. Методика визначення температури плазми

Режими експлуатації обладнання та його конструкційні особливості при проведенні експериментів і пошукових робіт, а також особливості діагностики щільної плазми [1], яким приділялася увага в п.1.1.2, накладають обмеження у виборі засобів вимірювання параметрів плазми.

У зв'язку з цим для визначення параметрів плазми застосовуються приведена в роботі [16] розрахункова формула, які дозволяє оцінити температуру плазми в центрі капіляра в залежності від струму розряду I , радіусу r і довжини капіляра l (струм вимірюється в А, інші величини - в одиницях системи СГС):

$$T_0 = 318 \frac{I^{0,39}}{r^{0,55} l^{0,04}}, [K]. \quad (3.19)$$

Розбіжність в оціночних значеннях, виконаних за цими формулами, і величинами, отриманими в натурних і чисельних експериментах, не перевищують 30% [17].

3.3.3. Методика акустичних вимірювань

Вибір методики акустичних вимірювань також визначався умовами, в яких проводилися експерименти і пошукові роботи, а, саме, їх проведення на діючих свердловинах (хвильоводах). Оскільки акустичні вимірювання всередині свердловин можуть проводити тільки спеціалізовані організації, то була обрана наступна методика. Враховуючи властивості хвиль Стоунлі та Лемба [57] можна вимірюючи радіальні зміщення стінки хвильоводу отримати часову залежність тиску акустичного імпульсу в рідині. Для цієї мети використовувався стандартний п'єзоелектричний перетворювач від дефектоскопа ДУК-66П. Оскільки тривалість пружного імпульсу в тисячі разів менше часу поширення збудження вздовж хвильоводу, то реєстрація часу проходження імпульсу і його відносна амплітуда здійснювалася за допомогою електродинамічного сейсмоматчику типу GS-20DX, що реагує на коливання свердловини у вертикальному напрямку.

Сигнали з цих датчиків поступали на лінійний вхід звукової карти комп'ютера, яка виконує роль АЦП, записувалися і оброблялися за допомогою програмного продукту «PowerGraph».

Висновки по розділу 3:

1. Предметом досліджень обрані плазмові згустки, що формуються в електротермічному плазмовому прискорювачі, і акустичні поля в хвилеводі, які збуджуються при інжекції плазми в рідину.
2. Вибрано методику досліджень плазмових утворень, яка заснована на електротехнічних вимірах: залежностях струму і напруги розряду від часу, подальшої їх обробки з метою отримання динамічних вольт-амперних характеристик, залежності опору розряду від часу, а також температури плазми.
3. В роботі вибрано методику досліджень акустичного випромінювання, яка дозволяє провести спектральний аналіз коливань, які збуджуються, як в рідині, так і елементах конструкції хвилеводу (свердловини).
4. При розробці установки вперше запропоновано використовувати потужнострумівий безелектродний комутатор - магнітний ключ. Запропоновано методику розрахунку ланцюгів, що включають в себе такі комутатори.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора [82-85,92-93].

РОЗДІЛ 4

ФОРМУВАННЯ ПЛАЗМОВИХ ЗГУСТКІВ

Першочерговим з поставлених завдань є питання про перетворення енергії накопичувача у внутрішню енергію плазми. Тоді за рахунок внутрішньої енергії можливе розширення і інжекція плазмового згустку в рідину, утворення парогазової порожнини і супроводжуюча ці процеси генерація пружних імпульсів. Очевидно, що завдання про генерацію пружних хвиль в рідині при інжекції в неї плазмового потоку близька до питання про збудження акустичних полів електричним зарядом в рідині.

Як відомо [25], електричні параметри розряду в рідині пов'язані з характеристиками пружних хвиль. Виділення енергії в каналі розряду призводить до випаровування рідини, швидкого розширення газу і пульсаціям парогазової порожнини в рідині. Ці процеси супроводжуються випромінюванням пружних хвиль.

Тому видається дуже важливим знайти такі режими розряду і відповідні їм параметри ланцюга, при яких можна було б досягти найбільш повного перетворення електричної енергії в акустичну і досягти найбільшої інтенсивності пружної хвилі. Пошук рішення цих проблем, очевидно, слід почати з дослідження процесів передачі енергії від накопичувача до каналу розряду [82].

4.1. Дослідження електричних характеристик генератора плазми

4.1.1. Електроенергетичні характеристики генератора

Під терміном «електричні характеристики каналу» прийнято розуміти залежності розрядного струму і напруги на каналі від часу, залежності від часу опору каналу, потужності і енергії, що виділяється в каналі, тобто такі характеристики, які можуть бути знайдені по електричним вимірюванням [16, 26].

На рис. 4.1 представлені характерні осцилограми струму I і напруги U на міжелектродному проміжку. У таблиці 4.1 наведені параметри цих розрядів: напруга U_H і ємність C_H накопичувача енергії, відстань l між електродами, тривалість розряду τ , залишкова напруга $U_{H,ост}$ накопичувача енергії та ставлення η енергії, що виділилася в ланцюзі до енергії ємнісного накопичувача (к.к.д.).

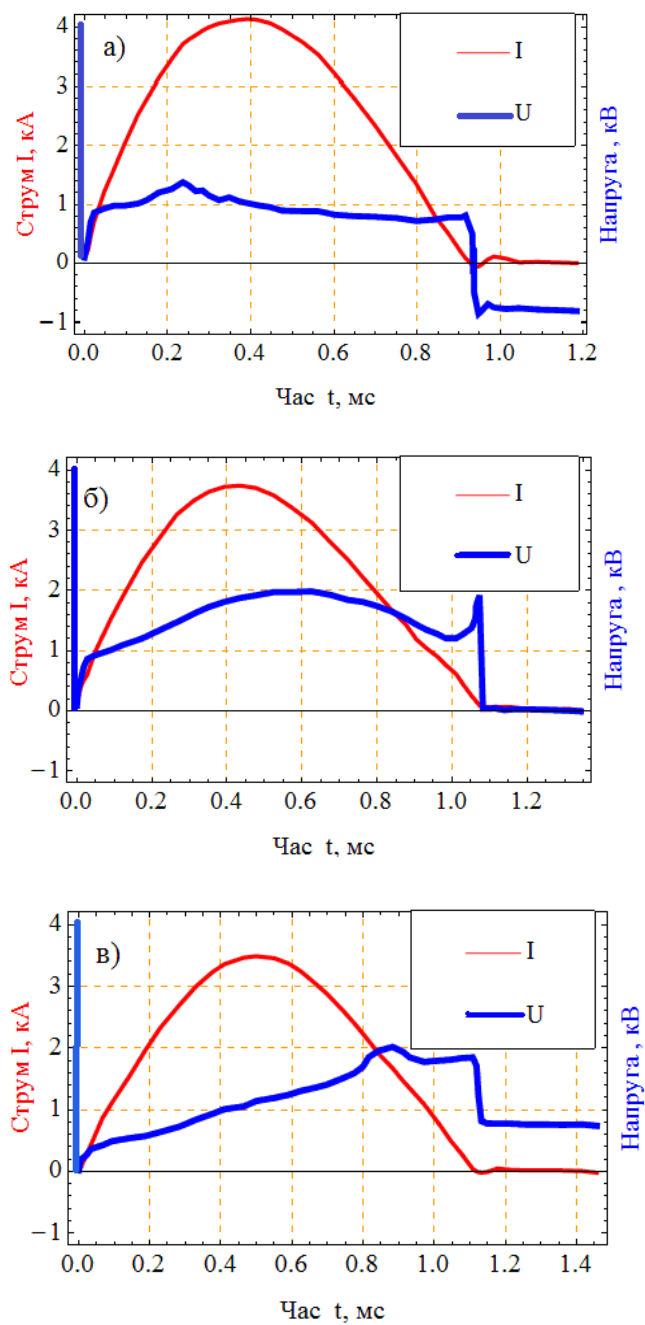


Рис. 4.1. Осцилограми струму і напруги розрядів при режимах: а) “періодичному”; б) “критичному”; в) “аперіодичному”

Параметри розрядів при різних режимах
(1 - “періодичному”, 2 - “критичному”, 3 - “аперіодичному”)

Номер розряду	U_H , кВ	C_H , мкФ	l , мм	τ , мс	$U_{H,ост}$ кВ	η
1	4,2	600	120	0,92	-0,8	0,46
2	4,2	600	150	1,06	0	0,77
3	4,2	600	160	1,15	0,5	0,53

Осцилограми показують, що напруга на електродах після ініціації розряду по поверхні діелектричної стінки різко падає майже до нульового значення. Цей стрибок зобов'язаний падінню напруги на індуктивності ланцюга. Потім через канал розряду починає розряджатися ємнісний накопичувач, і спостерігається одночасне зростання, як струму, так і напруги розряду.

Після досягнення струмом максимуму і подальшому монотонному падінні струму напруга на розряді може не тільки залишатися майже незмінною (рис. 4.1а), але також відчувати або падіння (рис. 4.1б), або зростання (рис. 4.1в). Така поведінка напруги можливо викликана тим, що через охолодження газу збільшується опір розряду, і тим, що на цій стадії розряду енергія магнітного поля перетворюється в інші види: виділяється в каналі розряду і витрачена на передачу електричного заряду конденсаторній батареї. При досягненні струмом нульового значення розряд переривається, а напруга на розряді змінюється стрибком і після цього не змінюється.

Як видно з осцилограм (рис. 4.1) можливі три режими розряду накопичувача. У першому з них, коли відстані між електродами має досить малу величину, відбувається перезарядка батареї конденсаторів (рис. 4.1а). При збільшенні відстані між електродами, точніше при певному співвідношенні параметрів електричного ланцюга, реалізується другий режим, коли при досягненні струмом нульового значення відсутня залишкова напруга на

електродах (рис. 4.1б). Подальше підвищення відстані між електродами призводить до реалізації третього режиму, в якому відбувається неповний розряд конденсаторів накопичувача енергії (рис. 4.1в). Очевидно, що перший режим є різновидом періодичного режиму КРВС: другий режим близький до критичного (узгодженого), а третій - до аперіодичного.

Аналіз таблиці 4.1 показує, що в другому - узгодженому режимі досягається найбільш повна передача енергії від ємнісного накопичувача в канал розряду. Тому найбільший інтерес представляють такі розряди, по завершенні яких заряд ємнісного накопичувача близький до нуля. Відміна к.к.д. η від 100 %, очевидно, пов'язана з тим, що енергія електричного струму виділяється не тільки в каналі розряду, а й частково перетворюється в джоулево тепло в сполучних провідниках ланцюга.

У наступній серії експериментів для різних значень ємностей накопичувача були досягнуті за допомогою зміни відстані між електродами плазмової гармати режими розрядів з мінімальною залишковою напругою.

На рис. 4.2 представлені осцилограми струму I і напруги U цих розрядів, а в таблиці 4.2 наведені параметри цих розрядів: ємність C_H накопичувача енергії, відстань l між електродами, тривалість розряду τ , максимальне значення струму $I_{\max}$. Для всіх зазначених розрядів напруга $U_H = 4,5$ кВ, залишкова напруга накопичувача енергії $U_{H,ост} = 0$, а індуктивність ланцюга $L = 0,3$ Гн.

Особливий інтерес представляє залежність опору каналу від часу, оскільки відомі геометричні розміри каналу і його опір дозволяють оцінити питому електропровідність іонізованого газу, а, отже, зробити наближені оцінки параметрів плазми. З практичного боку встановлення залежності величини опору каналу від інших параметрів ланцюга дозволяє прогнозовано керувати режимами розряду і його амплітудно-часовими характеристиками.

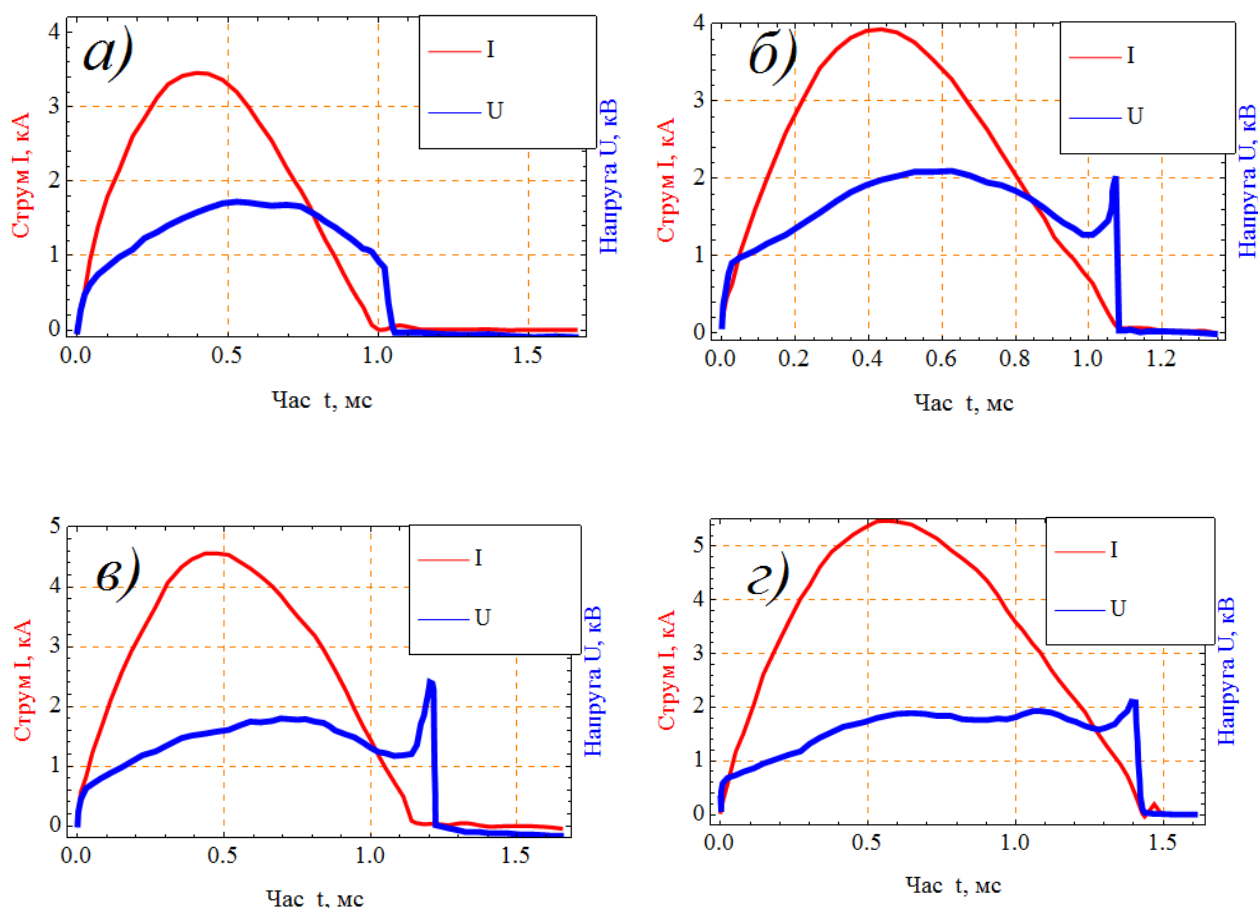


Рис. 4.2. Осцилограми розрядів в узгодженому режимі (табл. 4.2) при $U_H = 4,5$ кВ: а) розряд 2; розряд 4; розряд 5; розряд 6

Обробка осцилограм (рис. 4.2) дозволила отримати залежності опору розряду від часу. Поведінка опору каналу, знайденого як відношення напруги на каналі до разрядного току в відповідні моменти часу, показано на рис. 4.3, а в таблиці 4.3 наведені довжина каналу l , мінімальні значення опору $R_{\min}$ каналу, відношення цього опору до величини, яка визначається за формулою (1.5) і максимальні значення питомої електропровідності σ каналу. При визначенні електропровідності σ враховувалося, що діаметр каналу становив 10 мм.

Протягом розряду опір каналу зазнає наступні зміни. Після утворення каналу його опір досить швидко падає, потім в більш плавному темпі досягає мінімуму приблизно до моменту максимального струму, а потім зростає при зменшенні струму.

Параметри елементів електричного кола і розрядів критичного режиму

Номер розряду	C_H , мкФ	l , мм	τ , мс	$I_{\max}$, кА
2	600	150	1,06	3,8
4	400	165	1,0	3,5
5	800	130	1,22	4,5
6	1050	110	1,42	5,3

Аналіз рис. 4.3 і даних таблиці 4.3 показує, що для критичних режимів підвищення ємності накопичувача і відповідне цьому зменшення довжини каналу, призводить до падіння опору каналу. При цьому відношення мінімального опору каналу до величини, яка визначається за формулою (1.5) не відчуває значних змін, тоб то мінімальне значення опору каналу $R_{\min}$ в ~ 4 рази менше опору ПІСа R , що працює в критичному режимі ($R = 2\sqrt{L_k / C_H}$). Розкид значень цієї величини складає порядку 10%. В таких же межах змінюється і питома електропровідність змінюючись від $\sim 1800 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для розряду в ланцюзі з ємністю 400 мкФ до $\sim 2200 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для розряду в ланцюзі з ємністю 1050 мкФ.

Слід зауважити, що поведінка опору каналу протягом розряду може визначатися не тільки такими факторами, як індуктивність розрядного контуру, ємність накопичувача енергії, геометрія межелектродного проміжку, але і величиною початкової напруги. З метою визначення ролі початкової напруги на накопичувачі енергії були реалізовані розряди при незмінних параметрах ланцюга: ємність накопичувача енергії $C_H = 1500 \text{ мкФ}$, індуктивність ланцюга $L = 0,23 \text{ Гн}$, відстань між електродами $l = 80 \text{ мм}$.

На рис. 4.4 представлені осцилограми струму I і напруги U цих розрядів, а в таблиці 4.4 наведені параметри цих розрядів: вихідна напруга U_H на

накопичувачі енергії, тривалість розряду τ , величина максимального струму I_{max} в ланцюзі.

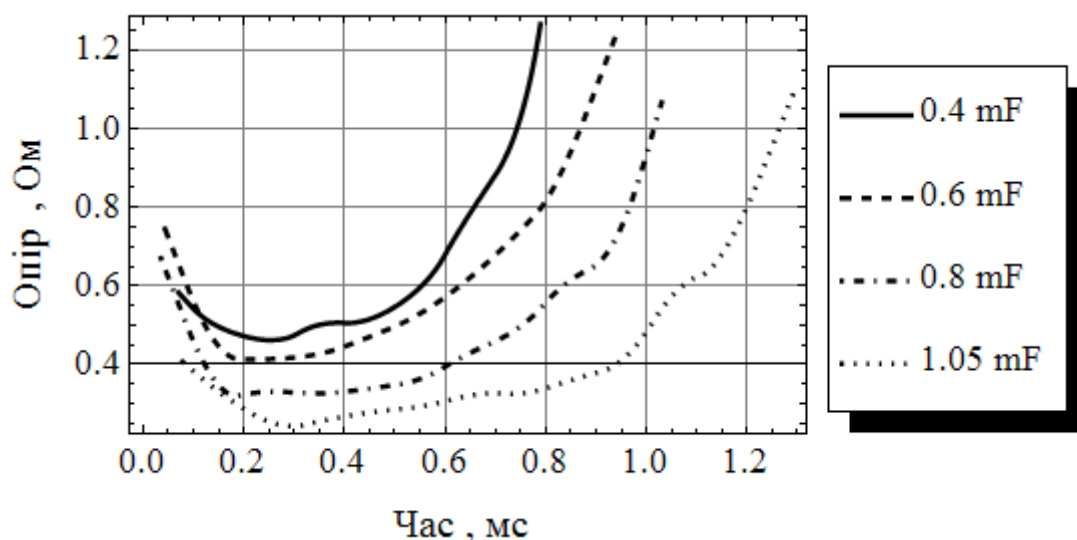


Рис. 4.3. Опір розрядів в критичному режимі

Як видно з рис. 4.4 і таблиці 4.4 значення максимального струму I_{max} прямо пропорційні величині U_H . Слід також зазначити, що при збільшенні напруги U_H спостерігається незначне (в межах 10%) збільшення тривалості розряду, і значно менше, ніж у струму I_{max} , зростання напруги на розряді.

Таблиця 4.3

Параметри розрядів при критичному режимі і питома електропровідність їх струмопровідних каналів

Номер розряду	l , м	R_{min} , Ом	$R_{min} / (2\sqrt{L/C})$	σ , Ом ⁻¹ •м ⁻¹
2	150	0,41	0,26	1824
4	165	0,45	0,29	1820
5	130	0,32	0,26	2021
6	110	0,24	0,25	2176

Таблиця 4.4

Електротехнічні параметри розрядів при критичному режимі

Номер розряду	U_H , кВ	τ , мс	$I_{\max}$, кА
7	2,9	1,21	5,5
8	3,3	1,2	6,2
9	4,2	1,23	7,5
10	5,0	1,21	9,6

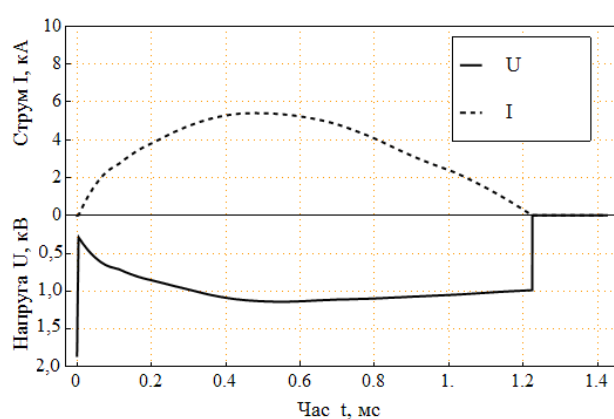
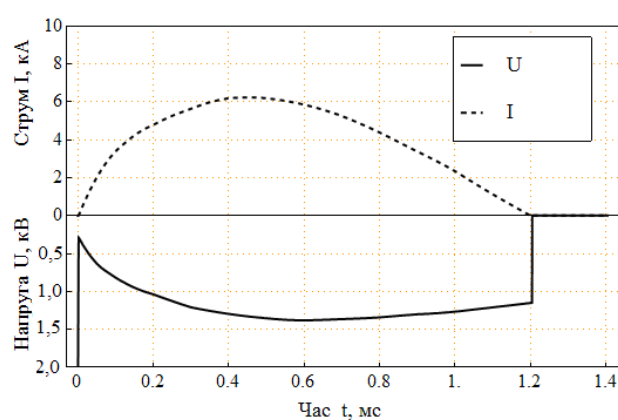
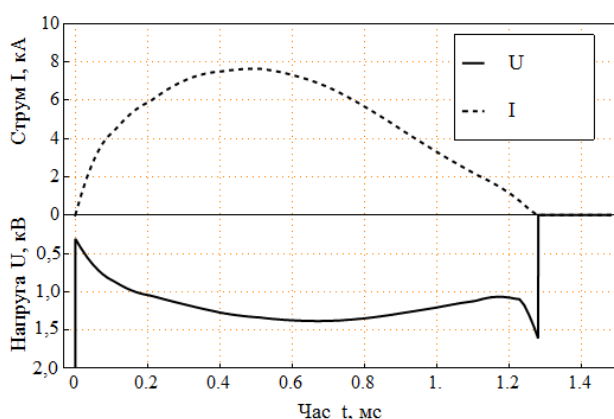
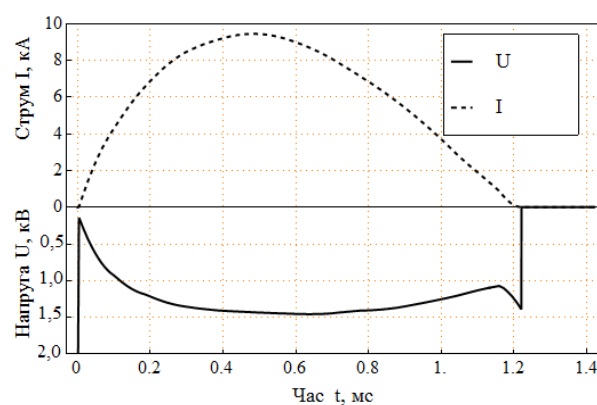
а) Розряд № 7. $U_H = 2,9$ кВб) Розряд № 8. $U_H = 3,3$ кВв) Розряд № 9. $U_H = 4,2$ кВг) Розряд № 10. $U_H = 5,0$ кВ

Рис. 4.4. Осцилограми струму (пунктирні лінії) і напруги (суцільні лінії) розрядів в критичному режимі (таблиця 4.4)

На рис. 4.5 представлені залежності опору каналу від часу для розрядів 7,

8,8 та 10. З цього малюнка видно, що опір каналу при збільшенні напруги U_H також зазнає досить малу зміну в бік зменшення.

Оскільки закон введення енергії в канал розряду може відігравати важливу роль при дослідженні генерації пружних хвиль, які виникають при інжекції плазмового потоку з ПГ в рідину, слід встановити, як змінюється тимчасова залежність потужності розряду від параметрів ланцюга. На рис. 4.6 наведені такі залежності для розрядів, які наведені в таблиці 4.2.

Як видно з рис. 4.6 всі тимчасові залежності потужності розряду носять дзвоникоподібний характер і можуть бути апроксимовані першої половиною синусоїди. Характер цих залежностей вказує на можливість програмовано керувати за допомогою елементів ланцюга законом введення енергії в канал розряду.

Отримані таким чином дані дозволяють встановити деякі закономірності для вище описаних розрядів.

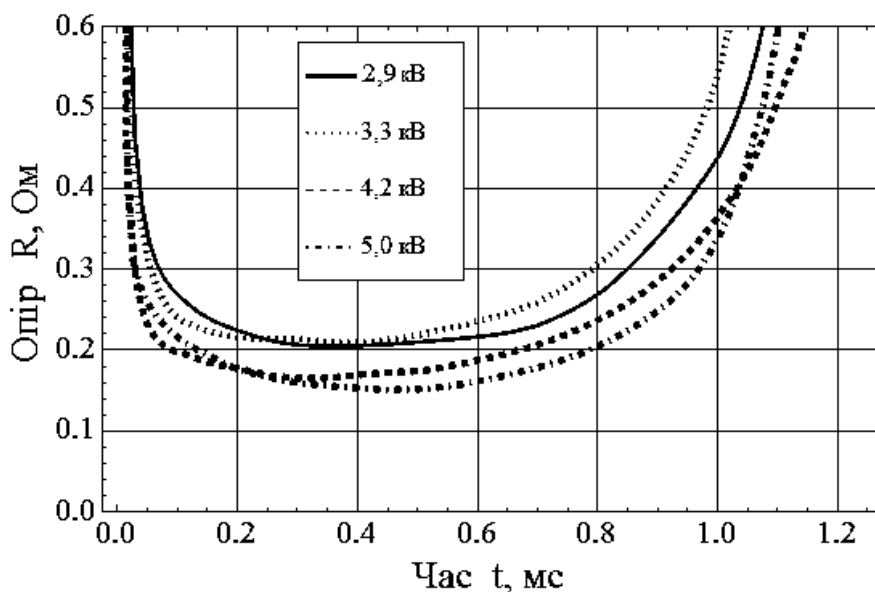


Рис. 4.5. Залежності опору каналу від часу в критичному режимі при різних напрузі ємнісного накопичувача

4.1.2. Закономірності розрядів в узгоджених режимах

Для узгоджених розрядів при збільшенні ємності накопичувача мінімальний опір каналу $R_{\min}$ зменшується, а відношення $R_{\min} / (2\sqrt{L/C})$ незначно

відрізняються один від одного (рис. 4.3 і таблицю 4.3). Це означає, що зниження опору каналу проходить приблизно обернено пропорційно кореню квадратному з ємності (при постійній індуктивності). Така залежність проілюстрована на рис. 4.7.

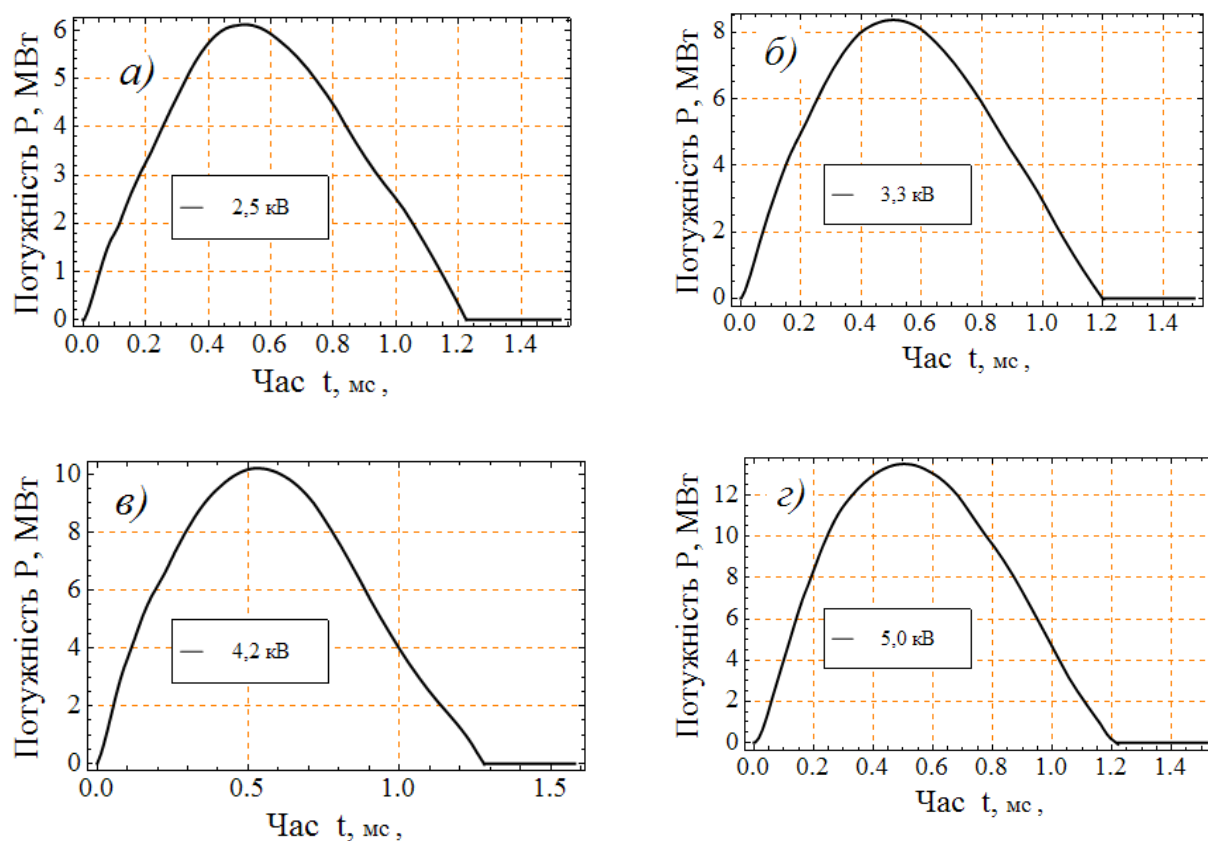


Рис. 4.6. Тимчасові залежності потужності розряду при різних напругі ємнісного накопичувача: а) розряд 7; розряд 8; розряд 9; розряд 10

Слід зауважити, що графічне визначення опору каналу, а тим більше його квазістаціонарного значення при великих токах носить вельми наближений характер, а, отже, побудована залежність (рис. 4.7) не може вказати на суворий зв'язок цих величин.

Ті ж зауваження можна віднести і до графічного визначення зв'язку між опором каналу і його довжиною, яка побудована на рис. 4.8 за даними таблиці 3.3.

Припускаючи, що залежність опору і довжини каналу носить лінійний

характер, слід досліджувати зв'язок між ємністю накопичувача і відстанню між електродами. Для цього слід звернутися до даних таблиці 4.2. Згідно з цими даними, на рис. 4.9 побудована залежність між ємністю накопичувача і відстанню між електродами. Цю залежність (рис. 4.9) між величиною обернено пропорційною кореню квадратному з ємності накопичувача і відстанню між електродами з хорошою точністю можна вважати лінійною.

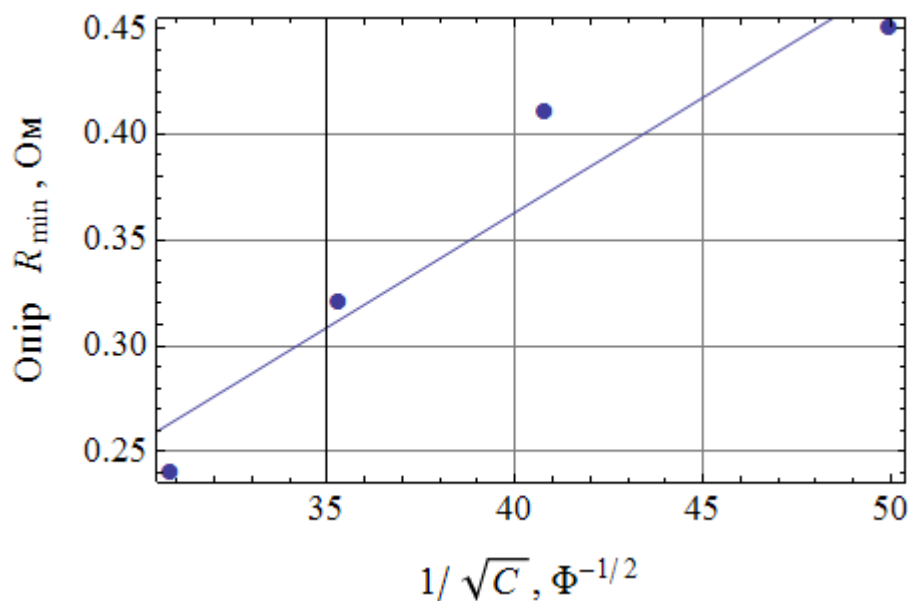


Рис. 4.7. Залежність між опором каналу і ємністю накопичувача енергії

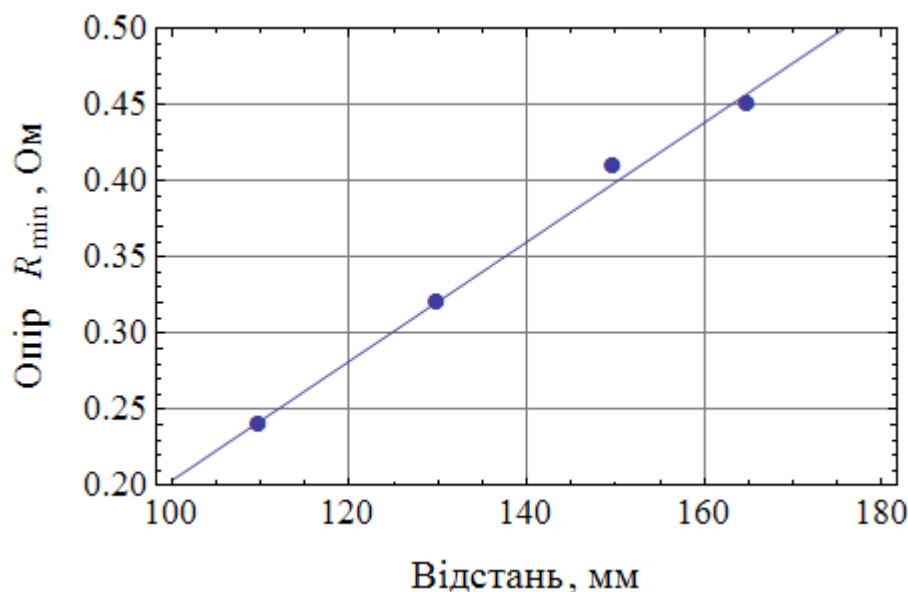


Рис. 4.8. Залежність між опором каналу і довжиною каналу

Крім того, лінійна залежність також виявляється між ємністю накопичувача енергії та квадратом тривалості імпульсу струму. Для ілюстрації цього зв'язку на рис. 4.10 побудована пряма, на яку досить добре лягають дані таблиці 4.2.

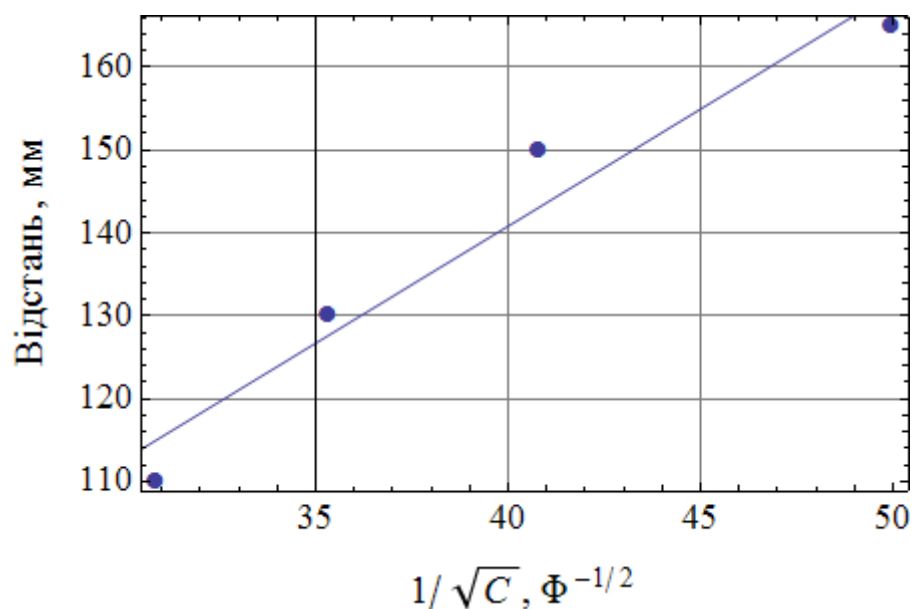


Рис. 4.9. Залежність між довжиною каналу і ємністю накопичувача

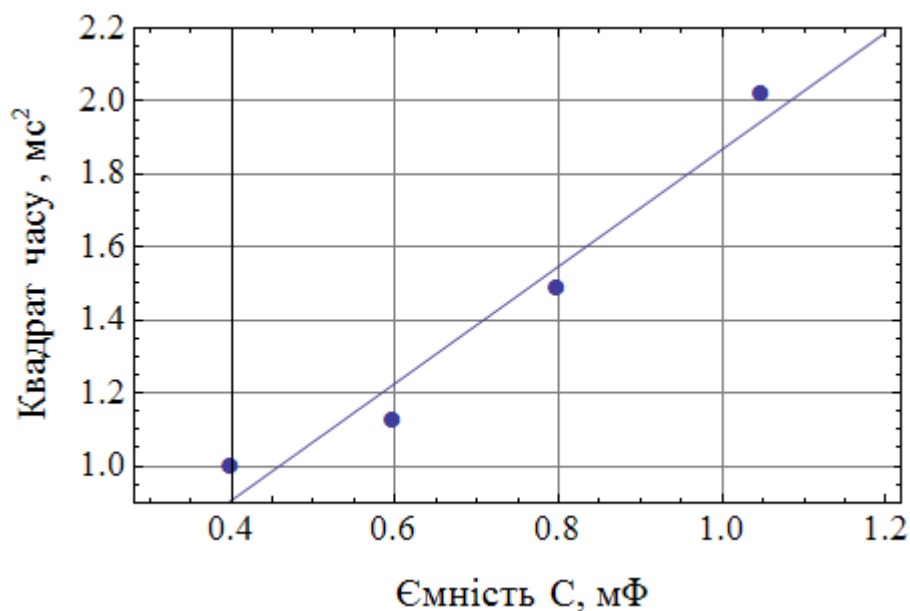


Рис. 4.10. Залежність між квадратом тривалості імпульсу струму і ємністю накопичувача енергії

4.2. Ерозійний знос діелектричних стінок плазмової гармати

Електричні розряди, обмежені діелектричними стінками, можуть протікати в різних умовах: в газі [18]; в парах матеріалу електродів [19]; і, в парах матеріалу стінки [20]. Вплив кожної складової плазмоутворюючого середовища визначається відносним кількісним вкладом цих компонент. Тому становить інтерес визначити склад газу в діелектричній камері під час протікання струму.

Заряд q , що пройшов по ланцюгу за час розряду, визначали за допомогою чисельного інтегрування за формулою:

$$q = \int_0^{t_p} I(t) dt \quad (4.1)$$

Заряду q при протіканні розряду становить величину близьку до 7 Кл.

У випадках повного перетворення енергії накопичувача в джоулево тепло, тобто коли залишкова напруга на накопичувачі мала нульове значення, заряд q визначали за формулою:

$$q = C_H U_{H,0} \quad (4.2)$$

Відмінність в значеннях величин, обчислених за формулами (4.1) і (4.2) не перевищувало 5%.

Внутрішній діаметр діелектричної камери плазмової гармати до і після проведення серії розрядів вимірювався за допомогою індикаторних нутромірів НІ 6-10 і НІ 10-18. Прилади мали одну ціну поділки 0,01 мм. Установка індикаторів на нуль проводилася по блоку кінцевих мір.

Дослідження абляції матеріалу стінок капіляра проводилися при постійній ємності накопичувача енергії ($C_H = 1500$ мФ) і постійній напрузі його зарядки ($U_{H,0} = 4,5$ кВ). Відстань l між електродами, при якій спочатку дослідів залишкова напруга на накопичувачі відсутня, становила 8 см.

Результати вимірів діаметра капіляра до серії з 10 розрядів $d_{i,st}$ і після їх

завершення $d_{i,fin}$, усереднена по кожній серії зміна діаметру $\delta d_i = (d_{i,fin} - d_{i,st}) / 10$ і відповідна цій зміні втрачена стінкою маса Δm_i , а також середнє значення заряду q_i , що пройшов через канал за один розряд в серії, ставлення заряду до втраченої масі $q_i / \Delta m_i$ і усереднена по серії залишкова напруга накопичувача $U_{H,i}$ наводяться в таблиці 4.5. При цьому витрата маси Δm_i обчислювалася за формулою:

$$\Delta m_i = \frac{\pi (d_{i,fin}^2 - d_{i,st}^2) l \rho_{fibr}}{4 N} \quad (4.3)$$

де ρ_{fibr} - густина фібри ($\rho_{fibr} = 1,35$ гр / см³);

N - число розрядів в серії (для всіх серій $N = 10$).

На рис. 4.11. представлена залежність середнього значення зміни діаметра δd_i капіляра при протіканні імпульсу струму в послідовних десяти серіях розрядів. Як видно з цього рисунку, величина δd_i зменшується від серії до серії. Також можна сказати, що зміна діаметра капіляра зменшується при збільшенні самого діаметра.

Аналіз наведених даних (див. таблицю 4.5) показує, що: по-перше, при збільшенні діаметра капіляра такі величини, як втрачена при абляції маса Δm_i матеріалу діелектричної стінки, перенесений імпульсом струму заряд q_i при розряді і відношення $q_i / \Delta m_i$ цих величин зазнають досить малих (не більше 10%) змін. По-друге, при збільшенні площі перетину капіляра спостерігається зростання залишкової напруги на накопичувачі енергії. Слід зазначити, що величини $q_i / \Delta m_i$, мало відрізняються від значення, наведеного в роботі [23].

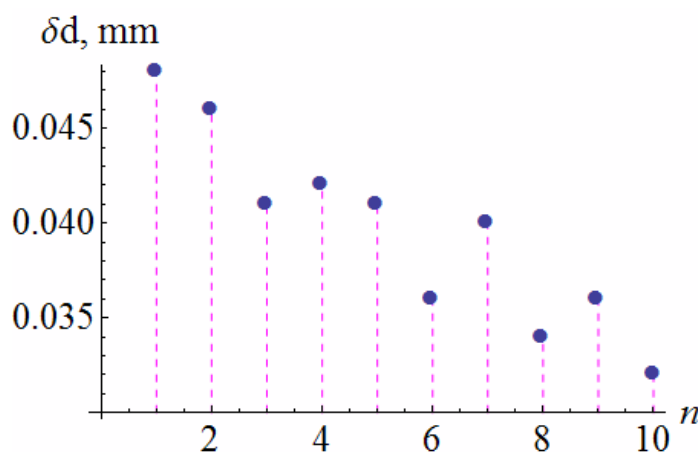


Рис. 4.11. Середнє значення зміни діаметра капіляра δd при протіканні імпульсу струму в послідовних серіях із 10 розрядів

Ці факти можна пояснити тим, що вихідний діаметр d_0 капіляра має досить велике значення (8 мм), а струмопровідний канал, що виникає при розряді, має ефективний перетин, площа якого S_0 значно менше величини $\pi d_0^2 / 4$. Саме в цьому випадку значне (в рази) збільшення площі поперечного перетину капіляра не приводить до істотної зміни опору каналу розряду.

Величина Δm_i дозволяє оцінити внесок продуктів абляції на склад газу, з якого утворена плазма. Матеріалом стінки капіляра є фібра, яка на 80% складається з целюлози $(C_6H_{10}O_5)^n$, а на 20% з бакеліту [97]. Бакеліт являє собою фенолоформальдегідну смолу $(-C_6H_3(OH)-CH_2-)_n$, - продукт поліконденсації фенолу C_6H_5OH з формальдегідом $CH_2 = O$ [98]. З огляду на ці дані, маємо, що 100 грам фібри містять 80 грам целюлози (молярна маса 162 г/моль; 21 атом на одну ланку полімеру) і 20 грам бакеліту (молярна маса 102 г/моль; 16 атомів на ланку полімеру) при розкладанні на одноатомні гази приведуть до утворення 13,5 молей одноатомного газу (із середнім значенням молекулярної маси ~ 8 г/моль). Отже, при проходженні через струмопровідний канал заряду в 1 Кулон буде утворено $\sim 0,00135$ молей газу, які при нормальних умовах займають $30,3 \text{ см}^3$. Тоді, для розглянутих тут розрядів (див. таблицю 3.5) обсяг газів, які виділилися при абляції, перевершує при нормальних умовах

обсяг розрядної камери більш ніж в 20 разів. Отже, на властивості плазми при протіканні струму будуть чинити більший вплив продукти випаровування зі стінки капіляра, а не повітря, яке заповнює спочатку між електродний проміжок, та випаровування матеріалу електродів [99,100].

Таблиця 4.5

Ерозійна витрата матеріалу капіляра

Серія розрядів	1-10	11-20	21-30	31-40	41-50	51-60	61-70	71-80	81-90	91-100
$d_{i,st}$, мм	8	8,48	8,94	9,35	9,77	10,18	10,54	10,94	11,28	11,64
$d_{i,fin}$, мм	8,48	8,94	9,35	9,77	10,18	10,54	10,94	11,28	11,64	11,96
δd_i , мм	0.048	0,046	0,041	0,042	0,041	0,036	0,040	0,034	0,036	0,032
Δm_i , мг	67	68	64	68	69	63	72	64	70	65
q_i , Кл	6,73	6,62	6,61	6,58	6,53	6,48	6,40	6,38	6,11	6,08
$q_i / \Delta m_i$, Кл/г	100	97	103	96	94	102	89	100	87	94
U_H , В	0	80	100	100	150	200	250	300	400	450

4.3. Параметри плазмових утворень

4.3.1. Температура плазмових утворень

Для оцінки температури плазми струмопровідного каналу скористаємося

розрахункової формулою (3.19).

Піддамо обробці дані, які наводяться в таблицях 4.2 та 4.4. Результати обчислень занесені в таблицю 4.6.

Використовуючи властивість динамічних вольтамперних характеристик (ВАХ) потужнострумове розряду [46, 101], що полягає в тому, що при температурі плазми нижче 10 000 К ця характеристика є зростаючою, а при температурах вище 14 000 К - падаючою, якісно можна перевірити справедливості застосовності формули (3.19).

Таблиця 4.6

Результати розрахунків температури плазми струмопровідних каналів розрядів в узгоджених режимах

Номер розряду	l , мм	C_H , мкФ	$I_{\max}$, кА	T_0 , эВ
4	150	400	3,5	0,97
2	150	600	3,8	1,0
5	130	800	4,5	1,1
6	110	1050	5,3	1,2
7	80	1500	5,5	1,2
8	80	1500	6,2	1,3
9	80	1500	7,5	1,4
10	80	1500	9,6	1,5

На рис. 4.12 наведені динамічні ВАХ для розрядів 2, 4, 5, 6 (таблиця 4.2). З цього малюнку видно, що тільки для розряду 6 є досить протяжна полого ділянка. В інших випадках ВАХ носять зростаючий характер. Значення температур (див. таблицю 3.7) також вказують на те, що тільки для розряду 6 температура плазми досягала значення, близького до 14 кК. Таким чином, отримані значення температур плазми можна вважати прийнятними. Швидко

виділення енергії в каналі електричного розряду призводить до сильного розігрівання речовини в каналі і випаровування зі стінок діелектричної камери.

Число частинок в каналі за час розряду помітно зростає. Знову молекули матеріалу стінок камери, які випаровуються, нагріваються, дисоціюють і іонізуються. В результаті в каналі розряду утворюється щільна низько-температурна плазма, температура якої, як показують наведені раніше експериментальні результати, відповідає області першої іонізації атомів ($10\,000 - 20\,000\text{ }^\circ\text{K}$), а концентрація частинок досягає $10^{19 \div 20}\text{ см}^3$. Беручи до уваги обмеженість за часом розряду (тривалість протікання струму порядку мілісекунди), слід розглянути питання про рівновагу газу в каналі, іншими словами, з'ясувати, чи встигає встановитися рівноважний розподіл енергії за ступенями свободи.

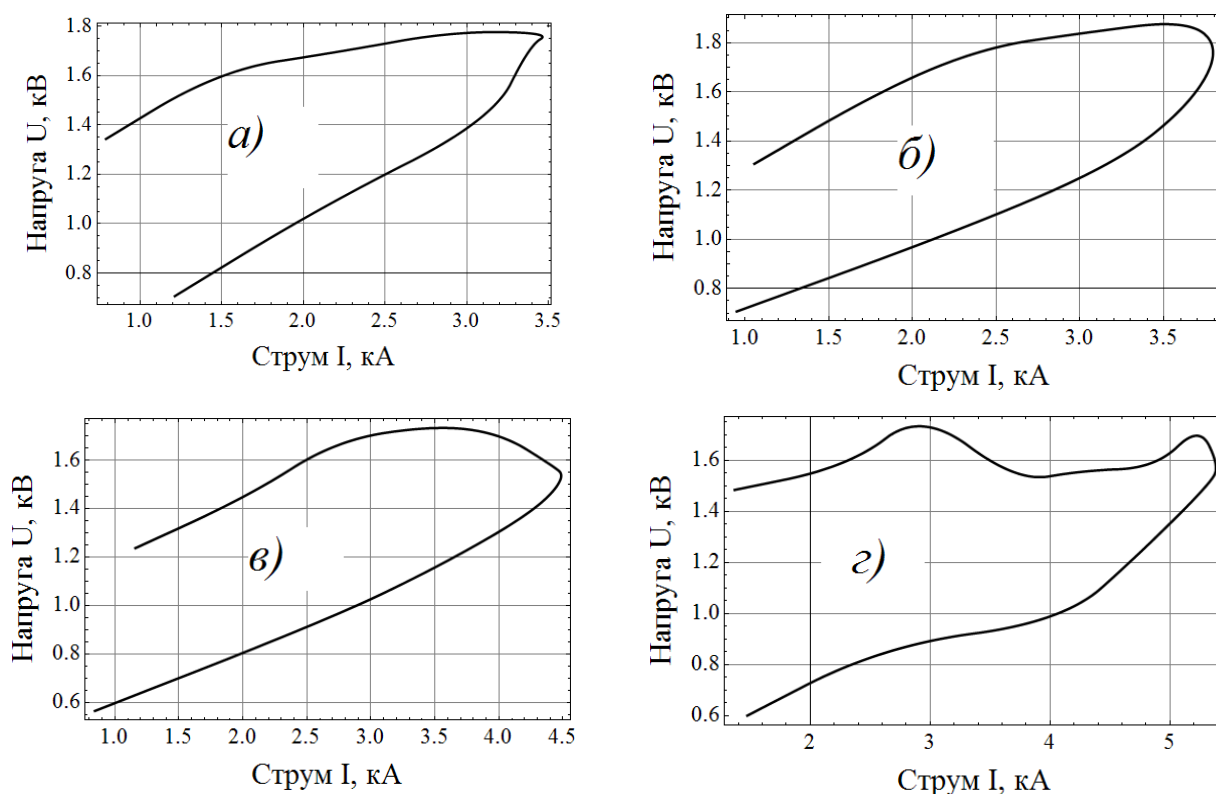


Рис. 4.12. Динамічні вольт-амперні характеристики розрядів: а) розряд 2; б) розряд 4; в) розряд 5; г) розряд 6

4.3.2. Умови термодинамічної рівноваги газу в каналі розряду

Проведемо, слідуючи роботам [38,39] оцінку часів встановлення

максвеллівського розподілу в електронному газі, і газі атомів і іонів, а також часів релаксації процесів дисоціації і іонізації.

Час, який характеризує встановлення температури в електронному газі (тобто встановлення максвеллівського розподілу електронів по швидкостям), визначається часом, протягом якого кінетична енергія електрона в результаті кулонівської взаємодії з іншими електронами змінюється на величину порядку самої кінетичної енергії електрона. Це час τ_{ee} визначається формулою [40]:

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \frac{3,7 n_e \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \quad [c^{-1}], \quad (4.4)$$

де $n_e [cm^{-3}]$ - концентрація електронів,

$T_e [K]$ - температура електронів,

а так званий «кулонівський логарифм» виражається формулою:

$$\ln \Lambda = \ln \frac{3(kT_e)^{3/2}}{(4\pi)^{1/2} e^3 n_e^{1/2}} \approx \ln \left(1,24 \cdot 10^4 \left(\frac{T_e^3}{n_e} \right)^{1/2} \right). \quad (4.5)$$

де e - величина елементарного заряду в одиницях СГС;

$k [erg/K]$ -- стала Больцмана

Для характерного при електричних розрядах випадку $T \approx 10\,000\,K$ і тиску $p = 10^7 \div 10^9$ Па ($n_e \approx 10^{20} \text{ } cm^{-3}$ і $n_e \sim 10^{18} \text{ } cm^{-3}$) знаходимо $\tau_{ee} \sim 10^{-13}$ с.

Час встановлення рівноважного розподілу в газі атомів (або іонів) можна оцінити за формулою [40]:

$$\frac{1}{\tau} \sim n \bar{v} \sigma_{aa}, \quad (4.6)$$

де $n [cm^{-3}]$ - концентрація важких частинок (молекул, атомів або іонів);

$\bar{v} [cm/c]$ - середня теплова швидкість їх руху:

$$\bar{v} = \left(8kT / \pi m \right)^{1/2}, \quad (4.7)$$

де σ_{aa} [см²] - газокінетичний ефективний перетин важких частинок (що становить по порядку величини 10^{-15} см²);

T [K] - температура важких частинок,

m [г] -- маса частинки.

При $n \approx 10^{19}$ см⁻³, $T \approx 10\,000$ K, $\bar{v} \sim 3 \cdot 10^5$ см/с маємо $\tau \sim 10^{-10}$ с, тобто рівноважний максвелловський розподіл встановлюється також за часи, малі в порівнянні з тривалістю розряду.

Час τ_n встановлення рівноваги між електронним газом і газом важких частинок - атомів або іонів визначається виразом [39]:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{ei}} + \frac{1}{\tau_{ea}} \quad (4.8)$$

де τ_{ei} - час вирівнювання електронної та іонної температур:

$$\frac{1}{\tau_{ei}} = \frac{n_i Z^2 \ln \Lambda}{250 A T_e^{3/2}} \quad [c^{-1}], \quad (4.9)$$

де n_i - число іонів в 1 см³;

A - атомна вага;

Z - кратність заряду іона;

τ_{ea} - час вирівнювання температур електронного газу і газу нейтральних частинок:

$$\frac{1}{\tau_{ea}} = 2 n_a \bar{v}_e \sigma_{ea} \frac{m_e}{m_a} = 6,8 \cdot 10^2 \frac{n_a \sigma_{ea}}{A} \sqrt{T_e} \quad c^{-1}, \quad (4.10)$$

де n_a - число атомів в 1 см³;

$\sigma_{ea} [cm^2]$ - ефективний перетин пружних зіткнень електрона з атомами;

$m_a [g]$ -- маса атома.

$\overline{v_e} [cm/s]$ - середня теплова швидкість електрона:

$$\overline{v_e} = \left(8kT_e / \pi m_e \right)^{1/2}, \quad (4.11)$$

де $m_e [g]$ - маса електрона.

При $T_e = 15\,000\text{ K}$, $n_a \approx 10^{20}\text{ cm}^{-3}$, $n_e = 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ обчислені за формулами (4.6) і (4.7) часи релаксації виявляються рівними: для водню $\tau_{ei} \approx \tau_{ea} \sim 10^{-10}\text{ c}$, для кисню $\tau_{ea} \sim 10^{-9}\text{ c}$, $\tau_{ei} \sim 10^{-8}\text{ c}$, молекул азоту і оксида вуглецю CO $\tau_{ea} \sim 10^{-9}\text{ c}$, $\tau_{ei} \sim 10^{-8}\text{ c}$.

Ефективний перетин розсіювання електрона на іоні можна вважати рівним [26]:

$$\sigma'_{ei} = 1,2 \cdot 10^{-5} \frac{Z^2 \ln \Lambda}{T_e^2} \approx 10^{-13}, [cm^2]. \quad (4.12)$$

Для ефективних перетинів розсіювання електрона на атомах водню та кисню при тих же значеннях згідно з даними [88]:

$$\sigma_{ea} \approx 2 \cdot 10^{-15}\text{ cm}^2 \text{ (водень)},$$

$$\sigma_{ea} \approx 4 \cdot 10^{-15}\text{ cm}^2 \text{ (кисень)},$$

$$\sigma_{ea} \approx 2 \cdot 10^{-15}\text{ cm}^2 \text{ (оксид вуглецю)}.$$

Таким чином, час τ_n встановлення рівноваги між електронним газом і газом важких частинок в рамках даної задачі складає по порядку величини $\tau_n \sim 10^{-8}\text{ c}$.

Отже, часи встановлення рівноважної температури між електронним газом і газом важких частинок виявляються багато менше часу розряду ($\sim 10^{-3}$ с).

Оцінимо тепер характерні часи більш повільних процесів – рівноважних дисоціації, іонізації і рекомбінації, тобто процесів, в яких головну роль грають непружні зіткнення. Як вказується в [39], при концентраціях електронів більше $n_e \approx 10^{17}$ см⁻³ іонізація атомів з основного стану відбувається, як правило, внаслідок непружних зіткнень з електронами. Швидкість цього процесу характеризується часом релаксації:

$$\tau_e = \frac{1}{\alpha_e n_a} \quad (4.13)$$

де α_e - константа швидкості іонізації.

Значення цієї константи можна знайти за формулою [38]:

$$\alpha_e = \sigma_e \overline{v_e} \left(\frac{E_i}{kT_e} + 2 \right) e^{-\frac{E_i}{kT_e}} \quad (4.14)$$

де $\sigma_e = CkT_e$ - деяке середнє значення ефективного перерізу;

$C = 10^{-17}$ см²/еВ - константа;

E_i [еВ] - енергія іонізації атома.

При $T \approx 15\,000$ К, $n_a = 10^{20}$ см⁻³, $E_i = 13,6$ еВ (водень) отримаємо:

$\sigma_e \approx 1,3 \cdot 10^{-17}$ см², $\overline{v_e} = 7,7 \cdot 10^7$ см/сек, $\alpha_e = 3,3 \cdot 10^{-14}$ см³/с, $\tau_e \sim 10^{-7}$ с.

Як зазначено в [39], час встановлення рівноважної диссоціації по порядку величини, може бути оцінений по формулі

$$\frac{1}{\tau_d} \approx \frac{8}{1 - \alpha} n^2 k_r \quad (4.15)$$

де $\alpha = n_a / n$ - ступінь дисоціації;

k_r - константа швидкості рекомбінації.

Для наближеної оцінки цієї константи можна скористатися формулою [25]:

$$k_r \sim \bar{v} \sigma \frac{4\pi r^3}{3},$$

де σ - газокінетичний перетин розсіювання;

r - відстань порядку молекулярних розмірів.

Так для молекул CO $\bar{v} = 3,4 \cdot 10^3$ см/с, $\sigma \sim 10^{-15}$ см², $r \sim 2 \cdot 10^{-8}$ см маємо $k_r \sim 2,4 \cdot 10^{-34}$ см⁶/с.

Використовуючи формулу (4.15) знайдемо, що при $n_a = 10^{20}$ см⁻³, $\tau_e \sim 10^{-8}$ сек.

Таким чином, виходить, що швидкості процесів дисоціації, іонізації, встановлення максвеллівського розподілу часток за швидкостями і вирівнювання електронної та іонної температур великі в порівнянні зі швидкостями зміни стану речовини в каналі електричного розряду, що дозволяє вважати плазму в каналі рівноважною.

4.3.3. Кінетичні коефіцієнти газу в каналі розряду і в порожнині

Наведемо оцінки кінетичних коефіцієнтів: коефіцієнта електропровідності і теплопровідності плазми в каналі розряду, а також коефіцієнтів теплопровідності в перехідному шарі між плазмою і водою. Опір плазми обумовлений зіткненням електронів з іонами і нейтральними атомами. Часи між цими зіткненнями можна оцінити за формулами [39]:

$$\frac{1}{\tau'_{ei}} \approx 3,6 \frac{n_i Z^2 \ln \Lambda}{T_e^{3/2}}, \quad (4.16)$$

$$\frac{1}{\tau'_{ea}} \approx n_a \bar{v}_e \sigma_{ea} \quad (4.17)$$

Зауважимо, що формули (4.16) і (4.17) відрізняються від формул (4.8) і (4.9) лише відсутністю множника, рівного відношенню мас електрона і атома, який враховує той факт, що для помітного обміну енергіями між цими частинками необхідна велика кількість зіткнень.

У табл. 4.7 наведені обчислені за цими формулами часи між зіткненнями частинок для типових температур і концентрацій плазми в каналі розряду. Там же наведені значення ефективних перетинів кулонівських зіткнень, які за допомогою формули (4.16) і звичайного співвідношення $1/\tau'_{ei} \sim n_i \bar{v}_e \sigma'_{ei}$, можуть бути виражені формулою [39]:

$$\sigma'_{ei} \approx 1,2 \cdot 10^{-5} \frac{\ln \Lambda}{T_e^2} \quad (4.18)$$

У таблиці наведено також ефективні перетини розсіяння електронів на атомах, взяті з роботи [40]. Слід підкреслити, що наведені в таблиці дані носять характер грубих оцінок, що дають лише порядок величин, які розраховуються. Проте, наведені в таблиці дані, дають відоме уявлення про час вільного пробігу електрона.

Знаючи частоти зіткнень, легко визначити електричну провідність плазми. Загальна формула для провідності має вигляд

$$\eta_{ei} = \frac{n_e e^2 \tau'}{m_e} \quad (4.19)$$

де τ' - час між зіткненнями електрона з іонами і нейтральними атомами,

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau'_{ei}} + \frac{1}{\tau'_{ea}} \quad (4.20)$$

Якщо $\tau'_{ei} < \tau'_{ea}$, тобто опір визначається зіткненням електронів з іонами, то вираз для провідності, декілька більш точно, ніж виходить при прямій підстановці (4.16) в (4.17) (з урахуванням електрон-електронних зіткнень), отримане Спітцером, має вигляд:

$$\eta_{ei} = 2,63 \cdot 10^4 g(Z) \frac{T_e^{3/2}}{Z \ln \Lambda}, \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \quad (4.21)$$

$$g(1) = 0,58; \quad g(2) = 0,68; \quad g(4) = 0,78$$

Таблиця 4.7

Перетини і характерні часи зіткнень електронів з іонами і атомами водню і оксиду вуглецю (при $n_a = 10^{20} \text{ см}^{-3}$)

$T,$ кК	$n_e,$ 10^{19} см^{-3}	$\sigma'_{ei},$ 10^{-14} см^2	$\tau'_{ei},$ 10^{-14} с	H		CO	
				$\tau'_{ea},$ 10^{-14} с	$\sigma_{ea},$ 10^{-16} см^2	$\tau'_{ea},$ 10^{-14} с	$\sigma_{ea},$ 10^{-17} см^2
15	0,346	9	7	5	22	4	35
20	1,60	4	3	5	19	3	44
30	8,14 ⁰	2	1	5	16	2	53

Якщо ж $\tau'_{ei} > \tau'_{ea}$, тобто опір плазми обумовлено зіткненнями з нейтральними атомами, то вираз для провідності має вигляд:

$$\eta_{ea} = 0,51 \frac{e^2 n_e}{\sqrt{m_e kT}} \frac{1}{n \sigma_{ea}} \quad (4.22)$$

У загальному випадку, як це видно з (4.21) і (4.22), зворотні провідності складаються

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{\eta_{ei}} + \frac{1}{\eta_{ea}} \quad (4.23)$$

Перенесення енергії в каналах електричного розряду здійснюється атомами (або іонами), електронами і фотонами. Ці процеси характеризуються відповідно коефіцієнтами газокінетичної κ_{gk} , електронної κ_{el} та променевої κ_{Λ} теплопровідності [39]

$$\kappa_{gk} = \frac{1}{3} l_a \bar{v} \rho c_V \quad (4.24)$$

де ρ - густина газу;

c_V - питома теплоємність при постійному об'ємі;

$l_a = 1 / (n\sigma_a)$ - довжина вільного пробігу;

σ_a - ефективний перетин розсіяння атомів.

$$\kappa_{el} = 1,93 \cdot 10^{-12} \xi(Z) \frac{T^{3/2}}{Z \ln \Lambda}, [\text{Дж}/(\text{с} \cdot \text{см} \cdot \text{К})] \quad (4.25)$$

де $\xi(Z)$ - функція, яка слабо залежить від Z ($\xi(1) = 0,95$; $\xi(2) = 1,5$; $\xi(4) = 2,1$).

$$\kappa_{\Lambda} = \frac{1}{3} 16 l_c \sigma T^3 \quad (4.26)$$

де l_c - расселандів пробіг світла;

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К}^4)$ - стала Стефана - Больцмана.

Перенесення випромінювання має характер теплопровідності в тому випадку, коли щільність енергії випромінювання в кожній точці близька до рівноважної. Для цього потрібно, щоб довжина пробігу випромінювання l_c була малою в порівнянні з розмірами нагрітої області. Довжина пробігу виражається формулою [40]:

$$l_c = \frac{10^{-7} T^2}{n Z^2} \exp\left(\frac{E_i}{kT}\right), \text{ м.} \quad (4.27)$$

Якщо ж довжина пробігу l_c порівнянна або більше розмірів нагрітої області, то випромінювання нерівноважне і вільно виходить з усього об'єму нагрітої області.

Як видно, довжина пробігу l_c сильно залежить від температури. При $T = 15 \text{ К}$ і $n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в водні, кисні або оксиду вуглецю ($E_i \sim 14 \text{ еВ}$) довжина пробігу $l_c = 1 \text{ см}$, а при $T = 20 \text{ К}$ і $n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ довжина $l_c = 10^{-1} \text{ см}$.

Характерний розмір каналу становить близько 1 см, так що механізм променевої теплопровідності може діяти в каналі розряду.

Порівняємо коефіцієнти теплопровідності, обумовлені цими трьома механізмами. При $T = 20 \text{ К}$ і $n = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ у водні $\kappa_{gk} = 1,5 \text{ Вт/(м·К)}$, $\kappa_{el} = 5 \text{ Вт/(м·К)}$, $\kappa_{\Lambda} = 2,4 \cdot 10^3 \text{ Вт/(м·К)}$. Теплопровідність призводить до вирівнювання температури всередині каналу. Цей процес характеризується просторовим масштабом $\delta \sim 2\sqrt{\chi t}$, що вказує розмір області, яка прогрівається за час t ; χ - коефіцієнт температуропровідності.

У газі коефіцієнт температуропровідності дорівнює приблизно коефіцієнту дифузії атомів:

$$\chi_{gk} = \frac{1}{3} l_a \bar{v} \quad (4.28)$$

де l_a - довжина вільного пробігу атома.

Подібно до цього коефіцієнт електронної температуропровідності можна оцінити за формулою

$$\chi_{el} \approx \frac{1}{3} l_e \bar{v}_e \quad (4.29)$$

де l_e - довжина вільного пробігу електрона.

Коефіцієнт променистої температуропровідності дорівнює [25]

$$\chi_{\Lambda} = \frac{1}{3} c l_c \frac{c_{ratio}}{\rho c_V}, \quad (4.30)$$

де $c_{ratio} = 16 \sigma T^3 / c$ і c_V - теплоємності одиниці об'єму випромінювання і речовини,

c - швидкість світла.

Наведемо значення коефіцієнтів температуропровідності і масштабів прогрітої області, обчислені за формулами (4.28) - (4.30), для типових умов в каналі розряду: $T = 20$ кК і $n = 10^{20}$ см⁻³, приймаючи, що тривалість розряду дорівнює 10^{-3} с.

$$\begin{aligned} \chi_{gk} &\approx 6 \text{ см}^2/\text{с} & \delta_{gk} &\approx 0,15 \text{ см} \\ \chi_{el} &\approx 25 \text{ см}^2/\text{с} & \delta_{el} &\approx 0,15 \text{ см} \\ \chi_{\Lambda} &\approx 10^4 \text{ см}^2/\text{с} & \delta_{\Lambda} &\approx 3 \text{ см} \end{aligned} \quad (4.31)$$

Як видно, промениста теплопровідність забезпечує швидке вирівнювання температури всередині каналу, що дозволяє вважати плазму каналу однорідною при наближеному розгляді розряду.

Сильно розігрітий газ в каналі відділений від діелектричної стінки перехідним шаром, температура в якому падає від кількох десятків тисяч до декількох сотень градусів. У перехідному шарі відбувається дисоціація молекул, які знову випаровуються. Газ в перехідному шарі відносно холодний і тому прозорий для випромінювання, і виділення тепла в ньому проходить за рахунок теплопровідності від більш розігрітої центральної частини каналу.

При цьому поряд зі звичайним газокінетичним механізмом теплопровідності в перехідному шарі діє механізм дисоціативної теплопровідності [25], пов'язаний з переносом молекулами енергії дисоціації. При цьому частинки, що приходять з

більш гарячих в холодні шари, рекомбінують, віддаючи енергію дисоціації, а молекули, що потрапляють в ці шари з більш холодних, дисоціюють, поглинаючи при цьому енергію.

Коефіцієнт теплопровідності двоатомного газу, обумовлений таким механізмом, можна розрахувати по теорії Брокау [102]. Його значення наближено виражається формулою:

$$\kappa_D \approx \frac{3}{16} \left(\frac{1}{\pi m_a} \right)^{1/2} \frac{D^2 (\alpha - \alpha^2)}{d_{12}^2 \sqrt{kT^3}}, \quad d_{12} = \frac{d_1 + d_2}{2} \quad (4.32)$$

де m_a - маса атома;

D - енергія дисоціації;

α - ступінь дисоціації молекул;

d_1, d_2 - діаметри атома і молекули.

Коефіцієнт дисоціативної теплопровідності має максимум при температурі, коли продисоціювала половина молекул. Його значення, в області максимуму, в кілька разів перевищує значення коефіцієнта газокінетичної теплопровідності.

Наприклад, у водні [25] при $T = 6$ К і $n = 5 \cdot 10^{20}$ см⁻³ коефіцієнти теплопровідності $\kappa_D \approx 0,7$ Вт/(м·К), $\kappa_{gk} = 0,1$ Вт/(м·К).

Слід також розглянути ще більш холодні шари каналу і порожнини, де пари речовин недисоційовані. Коефіцієнт температуропровідності в цих шарах менше, ніж в більш нагрітих. Так, наприклад, за даними [103,104], температуропровідність водяної пари: при $T = 700$ °К, тиску $p = 300$ атм, густина пару $\rho_{H_2O} = 0,16$ г/см³ і температуропровідність $\chi_{H_2O,w} = 3,6 \cdot 10^{-3}$ см²/с. Для води в інтервалі температур від 293 до 623 °К температуропровідність $\chi_{H_2O,l} = (1,16 \div 1,36) \cdot 10^{-3}$ см²/с.

Тоді характерний розмір периферійного шару $\delta \sim 2\sqrt{\chi t}$, який остигає за

час, порівнянний з тривалістю розряду, складе величину $\delta \sim 10^{-3}$ см. Такий розмір шару значно менше діаметра каналу розряду або характерного розміру парогазової порожнини, тобто можна вважати, що розширення порожнини відбувається в умовах відсутності теплових втрат. Ці оцінки підтверджуються дослідженнями взаємодії потоків плазми з металевими перешкодами [105].

Таким чином, перенесення енергії випромінюванням забезпечує швидке вирівнювання температури всередині каналу розряду, що дозволяє вважати плазму каналу однорідною і вносить головний внесок в потік енергії на діелектричні стінки розрядної камери.

Канал розряду відділений від діелектричної стінки перехідним шаром, температура в якому падає від кількох десятків тисяч до декількох сотень градусів (температури випаровування матеріалу стінки). Газ в перехідному шарі прозорий для випромінювання, і виділення тепла в ньому проходить за рахунок теплопровідності від більш розігрітої центральної частини каналу.

Розмір периферійного шару ПГП значно менше діаметра каналу розряду або характерного розміру парогазової порожнини, тобто розширення порожнини відбувається в умовах відсутності теплових втрат.

Висновки по розділу 4.

1. Вперше проведено дослідження формування плазмових струменів, які витікають в рідину.
2. Визначено параметри і режими роботи ПГ, при яких енергія накопичувача найбільш ефективно передається каналу розряду.
3. Вперше для оптимізації режиму розряду для комутації сільноточних електричних ланцюгів використано магнітний ключ, що також дозволяє істотно підвищити надійність роботи ланцюга і повторюваність результатів.
4. Характер часових залежностей струму і потужності, що виділяється в каналі розряду, вказує на можливість програмованої за допомогою елементів ланцюга управляти як амплітудно тимчасовими характеристиками розрядів, так і

законом введення енергії в канал розряду.

5. Абляція матеріалу капіляра (фібри) відіграє основну роль в генерації плазмостворюючого газу. Значення питомих втрат мас узгоджується з відомостями інших авторів.

6. Оцінки параметрів плазми, проведені на підставі електротехнічна вимірювань за допомогою розрахункових формул показують, що температура плазми лежить в межах від 1 до 1,5 еВ. Результати якісно підтверджуються динамічними вольтамперних характеристик. Показано, що при формуванні та розширенні плазмового утворення процесами теплообміну між цим утворенням і навколишнім середовищем можна нехтувати.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях [82,99,100,105].

РОЗДІЛ 5

ЗБУДЖЕННЯ ТА РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПРУЖНИХ ІМПУЛЬСІВ В СВЕРДЛОВИНАХ

5.1. Збудження плазмовими згустками пружних імпульсів

Збудження пружних хвиль в рідині можна здійснити зміщенням межі розділу рідини і іншого середовища, що граничить з нею,- середовища випромінювача. Теоретичний опис збудження хвиль за допомогою твердотілого випромінювача (поршня) носить досить простий характер. Однак генерація хвиль великої інтенсивності в такому випадку викликає ряд технічних труднощів. До того ж ефективність перетворення енергії в акустичну знижується при збільшенні маси поршня [33]. Отже, найкращий результат буде досягнутий при використанні газового поршня, тобто при зміні обсягу парогазової порожнини.

Одним з раціональних способів підвищення тиску в порожнині, як причини зміни її обсягу, є нагрівання газу електричним розрядом. У разі, коли розряд відразу реалізується в газовій порожнині, на його ініціацію і подальший розвиток електричні властивості рідини не впливають.

5.1.1. Свердловинний плазмовий генератор пружних імпульсів

При дослідженні генерації імпульсів тиску за допомогою плазмових утворень і їх розповсюдження в рідині в якості гідроакустичних хвилеводів (ГАХ) протяжністю в декілька кілометрів використовувалися діючі свердловини [106,107]. Принципова електрична схема генератора наведена на рис. 5.1 а, його розміщення на гирлі свердловини ілюструється на рис. 5.1 б, а зовнішній вигляд розрядної камери генератора зображений на рис. 5.1 в.

Розрядна камера плазмової гармати виконана з товстостінної діелектричної труби 1 з двома електродами: кільцевим 2 і стрижневим 3. Діаметр

діелектричного каналу камери 8 мм, міжелектродна відстань ~ 8 см. Електроди прискорювача 2 і 3 з'єднані паралельно з накопичувачем енергії $C1$ через нелінійну роздільну індуктивність L - магнітний ключ. Опис роботи електричної схеми генератора наведено раніше в розділі 2. Робоча напруга накопичувача енергії 5 кВ, а його електрична ємність до 1800 мкФ. Тривалість розряду становила ~ 0.75 мс.

Плазмова гармата герметично через електрод 2 з'єднувалася зі штатним фланцем 4 свердловинної арматури. У верхню частину камери з боку введення електрода 3 через шланг високого тиску 5 надходив робочий газ (азот). Надлишки газу, продукти дегазації свердловинного флюїду і рідина через отвір в фланці 4 і кран 6 евакуювалися в атмосферу. Робочий тиск рідині в акустичній трубці - свердловині 7 підтримувалося подачею флюїду через трубу 8. Між головою свердловини і плазмової гарматою розташовувався відрізок 8 насосно-компресорної труби (НКТ), діаметр якої становив 52 мм.

Потужнострумний розряд в ПГ викликав течію плазми через кільцевої електрод 2 і формування в НКТ плазмового утворення (ПУ), яке еволюціонувало в парогазову порожнину (ПГП). Розширення ПГП створювало в рідині пружну хвилю Стоунлі, яка при проходженні через відрізок НКТ збуджувала хвилю Лемба (узгоджені радіальні коливання). Ці вібрації реєструвалися п'єзоелектричним перетворювачем (ПеП) 10. При переході пружного імпульсу тиску (ПІ) з НКТ в стовбур свердловини з великим діаметром виникали низькочастотні коливання в конструкційних елементах свердловини, які реєструвалися електродинамічним сейсмодатчиком (СД) 11.

5.1.2. Форма і спектральний склад збуджених імпульсів тиску

При проведенні експериментів було виявлено, що сигнал, який надходить з ПеП 9 мав форму або низькоамплітудної загасаючої синусоїди, що складається з декількох періодів, або одного періоду несиметричної синусоїди. Характерні форми імпульсів наведені на рис. 5.2. По осях абсцис на цих малюнках відкладено час в мс, а по осях ординат - величина сигналу у відносних одиницях.

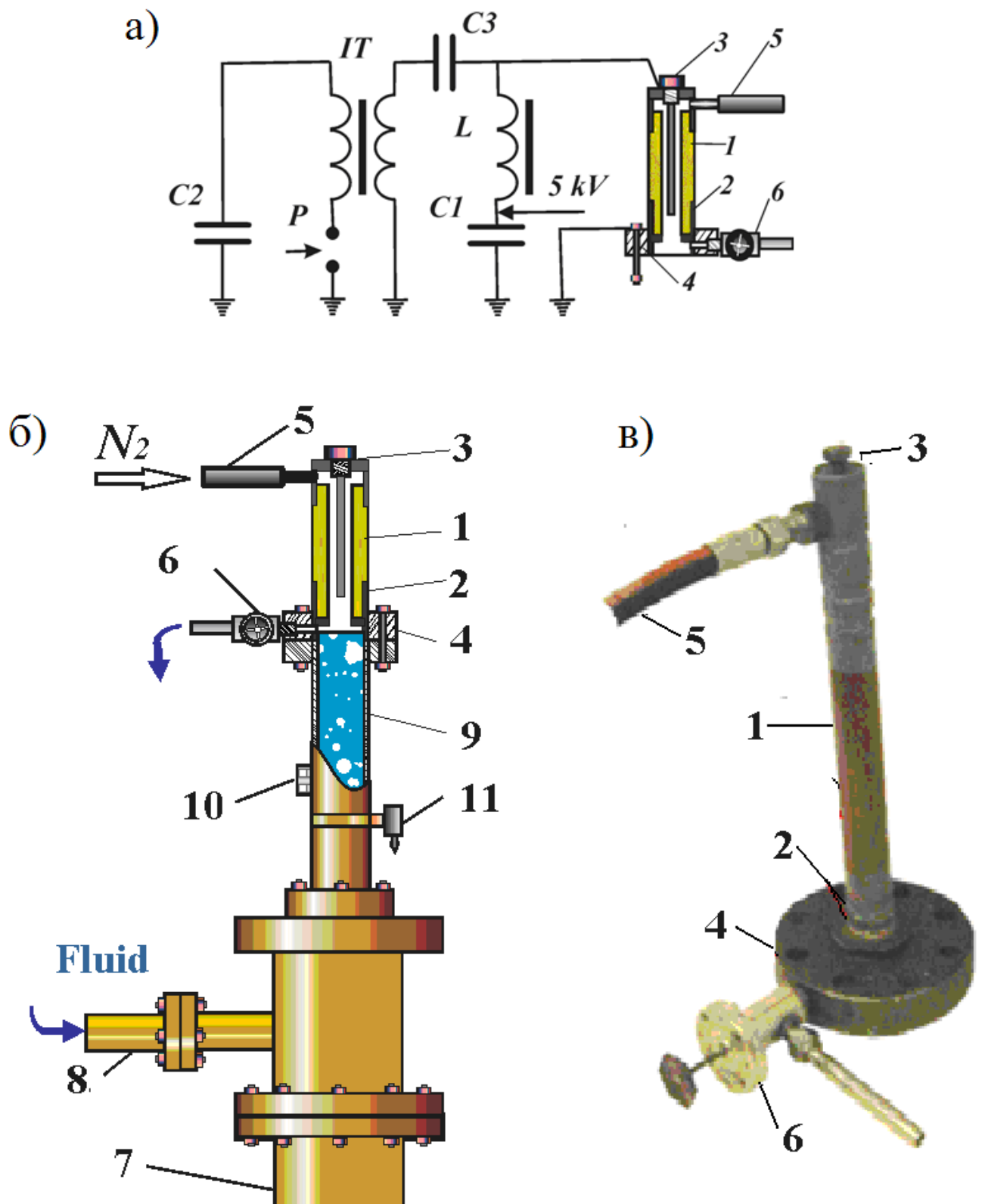


Рис. 5.1. Свердловинний плазмовий генератор пружних імпульсів

а) принципова електрична схема;

б) схема розміщення обладнання на свердловині;

в) зовнішній вигляд плазмового генератора пружних імпульсів.

Імпульси тиску, що мають форму загасаючої синусоїди (див. рис. 5.2 а),

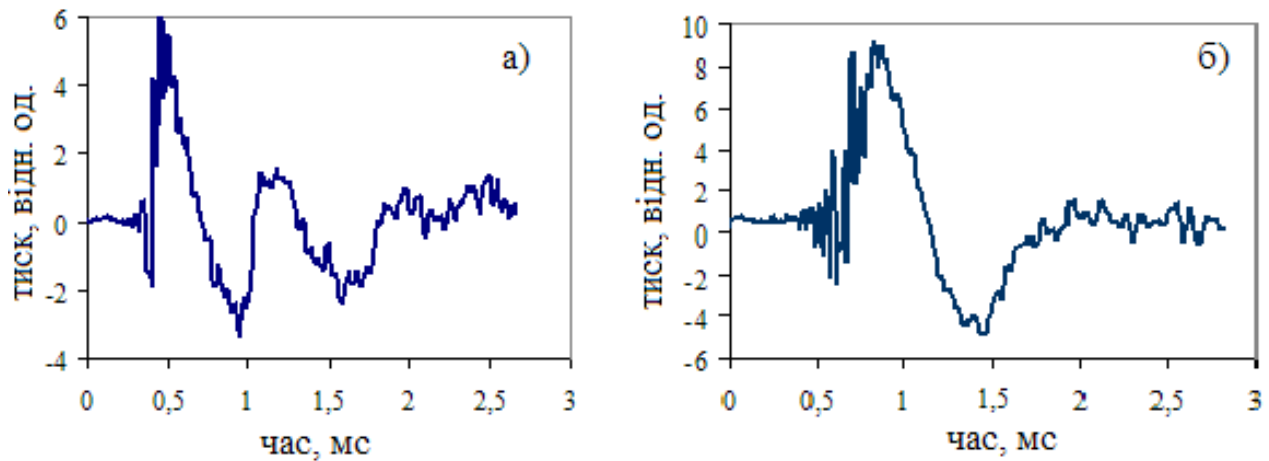


Рис. 5.2. Осцилограми тиску ПІ при напрузі накопичувача: а) 2,0 кВ; б) 3 кВ порушувалися в тих випадках, коли напруга накопичувача енергії становила величину, яка не перевищує 2,5 кВ. Така форма імпульсу вказує на те, що ПГП робить кілька змінюючих один одного стадій розширення і стиснення.

При збільшенні енергії, яка вводиться в порожнину, тобто при напрузі накопичувача, яка перевищує 2,5 кВ, в свердловині порушується відокремлений пружний імпульс квазісинусоїдальної форми (див. рис. 5.2 б), що вказує на поршневе розширення порожнини. Перший напівперіод імпульсу супроводжує розширення плазмового утворення при протіканні через нього струму. Після обриву струму через охолодження утворення і процесів рекомбінації, що протікають в ньому, тиск в порожнині має падати, що тягне за собою формування в рідині імпульсу розрядження. До того ж виникненню імпульсу розрядження сприяють процеси витікання газу з порожнини в атмосферу через кран 6, а також охолодження газу внаслідок теплообміну зі стінками хвилеводу. Відзначимо, що в комп'ютерному експерименті, якої описаний в розділі 2, розглянуті тільки процеси, що призводять до імпульсу стиснення.

Залежність амплітуди пружного імпульсу від величини напруги на накопичувачі енергії наведена на рис. 5.3, на якому по осі абсцис відкладена величина напруги U_n на ємнісному накопичувачі енергії, а по осі ординат - максимум тиску A_{pz} в відносних одиницях.

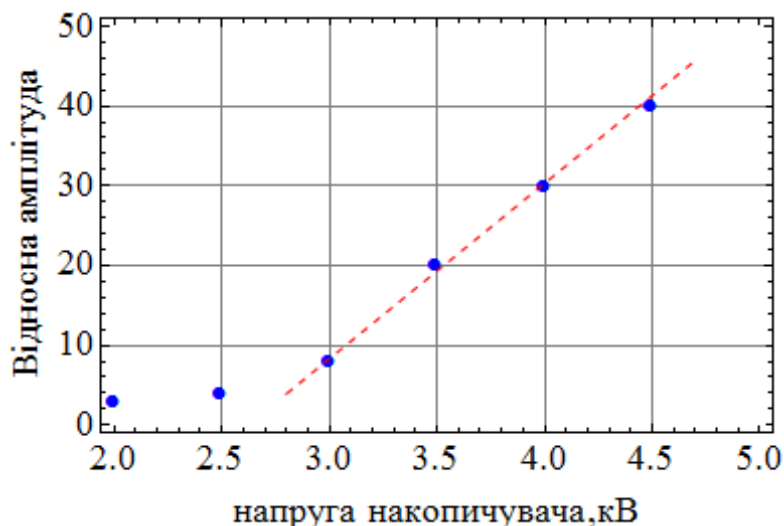


Рис. 5.3. Залежність максимуму тиску ПП від напруги накопичувача

Рис. 5.3 підтверджує справедливості умови (2.14). Дійсно, згідно з рис. 5.2 мінімальне значення введеної в розряд енергії становить величину 5,5 кДж, а обчислення за формулою (2.14) дають значення 2,5 кДж. Відмінність експериментального і теоретичного результатів, можливо, викликані такими факторами: по перше, частина енергії накопичувача не передається плазмовому утворенню, по друге, частина енергії розряду йде на випромінювання та інші дисипативні механізми, і, по третє, на початковій стадії розширення цього утворення пружна енергія рідини частково витрачається на стиснення газових бульбашок. Лінійний характер залежності при $U_n > 3$ кВ вказує на те, що: а) ПГП в НКТ здійснює поршневий рух; б) відношення енергії акустичного тиску до енергії накопичувача – величина постійна; в) процеси генерації пружних хвиль подібні.

На рис. 5.4 представлена осцилограма пружного імпульсу і його частотний спектр, які отримані при розряді, коли напруга накопичувача енергії становила $U_n = 4,0$ кВ. З рис. 5.4 видно, що спектр коливань безперервний, а найбільшою інтенсивністю володіють його складові, частоти яких лежать від 0.1 до 1.5 кГц.

Слід зазначити, що спектри пружних імпульсів при напругах накопичувача, що перевищують 3,0 кВ, слабо залежать від введеної в порожнину енергії, тобто

визначаються в більшій мірі не величиною, а часом введення енергії. Таким чином, спостерігається істотна відмінність в процесах генерації пружних хвиль в хвилеводі і відкритому просторі.

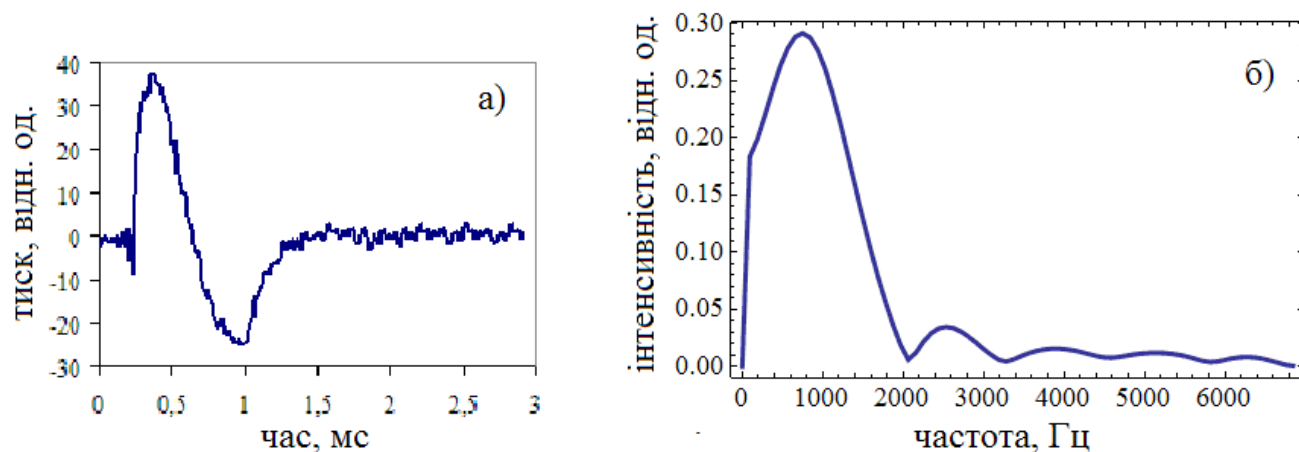


Рис. 5.4. Осцилограма тиску П (а) і його спектр (б) при напрузі накопичувача 4,0 кВ

5.2. Розповсюдження відокремлених імпульсів тиску в свердловині

5.2.1. Збудження коливань в елементах конструкції свердловини

Пружна хвиля, яка викликана розширенням парогазової порожнини, здатна викликати коливання елементів свердловини. При цьому через складність конструкції свердловини коливання, що реєструються, можуть носити досить складний характер, тому що відбувається накладення коливань з різними власними частотами від всіх елементів свердловини, збуджених поштовхом (пружним імпульсом в рідині). Також ці коливання можуть бути викликані за рахунок поштовху відбитим від іншого кінця хвилеводу пружним імпульсом. Такі коливання лежать в низькочастотній області спектра, що дозволяє використовувати для їх реєстрації більш чутливі (в порівнянні з ПеП) електродинамічні сейсмодатчики.

Запис таких коливань, що розвиваються при генерації гідроімпульсу, представлена на рис. 5.5. Оскільки голова свердловини має досить складну

будову, то зміщення A_{h0} голови свердловини при записі має форму відмінну від затухаючої синусоїди.

Слід зазначити, що представлені в цій роботі результати були отримані на нафтовидобувній свердловині, глибина якої складала 4200 м, експлуатаційна колона мала діаметри труб: 393,7 мм на глибині від 0 до 2200 м; 295,3 мм на глибині від 2200 до 2610 м; 215,9 мм на глибині від 2610 до 4200 м.

Унаслідок такого устрою свердловини в результаті запису сигналу з сейсмотатчику були отримані осцилограми, фінішні частини яких представлена на рис. 5.6 (початкова частина цієї осцилограми приведена на рис. 5.5).

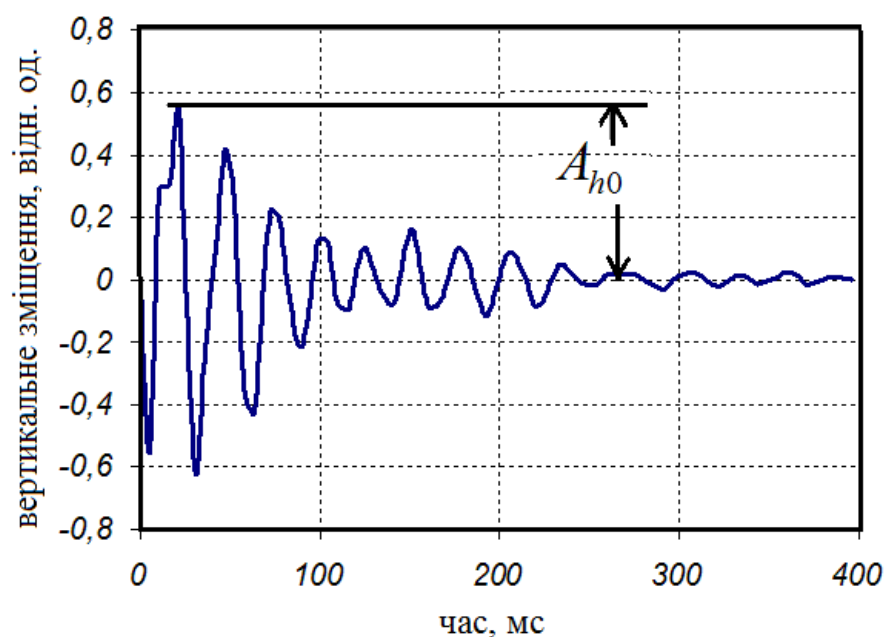


Рис. 5.5. Осцилограма зсувів голови свердловини, викликаних генерацією гідроімпульсу

Як впливає з цього малюнка, часи реєстрації на денній поверхні свердловини відбитих від переходів хвиль, тобто піків A_{h1} , A_{h2} і від забою свердловини (пік A_{hZ}) рівні часу проходження пружної хвилею зі швидкістю звуку в воді (1450 м/с) відповідних відстаней. Результати вимірювання амплітуд коливань представлені в таблиці 5.1.

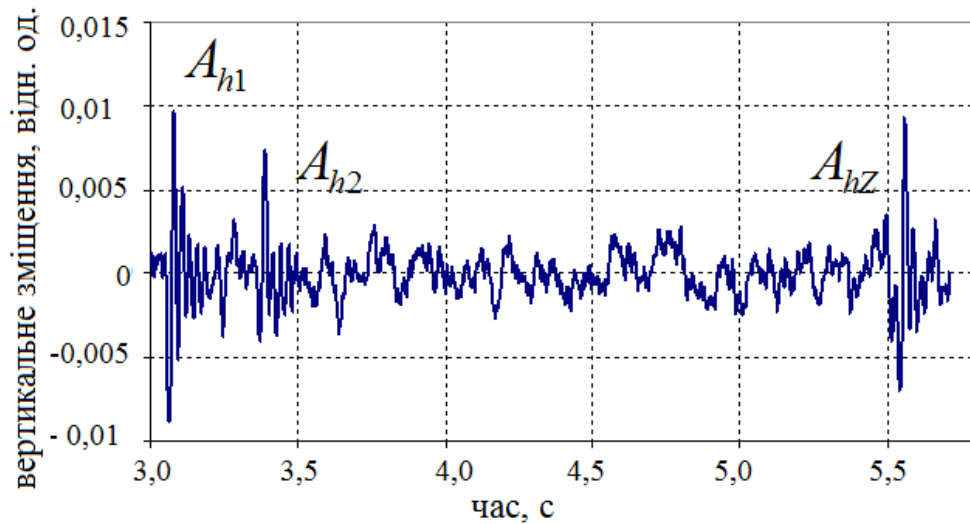


Рис. 5.6. Осцилограма зсувів голови свердловини, які викликані відзеркаленими хвилями

Слід зауважити, що зазначені піки A_{h1} , A_{h2} і A_{hZ} реєструвались тільки після реалізації декількох десятків спрацьовувань плазмової гармати, а висота піків A_{h1} , A_{h2} і A_{hZ} на два порядки менше ніж амплітуда коливань A_{h0} . Така відмінність у амплітудах A_{h0} і A_{h1} , A_{h2} , A_{hZ} , можливо, викликана наступними обставинами. При поширенні звуку в трубі в пристінковому шарі рідини виникає великий градієнт дотичній складової швидкості, який є причиною в'язкої дисипації енергії [60]. При цьому коефіцієнт поглинання дорівнює енергії, яка поглинається в одиницю часу на поверхні стінок одиниці довжини труби, поділений на подвоєний повний потік енергії через поперечний переріз труби, тобто знаходиться за формулою (1.10).

Відзначимо, що коефіцієнт поглинання обернено пропорційний радіусу труби, що вказує на використання в якості хвилеводу обсадні труби свердловини, які мають мінімальний діаметр 146 мм.

Підставляючи числові значення величин $\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\omega = 6 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ і вважаючи для рідини (води) $c_v \approx c_p$ за формулою (1.10) отримуємо, що коефіцієнт поглинання $\alpha_{WG} \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$. Амплітуда плоскої звукової хвилі, що біжить уздовж осі z , зменшується з відстанню як $e^{-\alpha z}$, а інтенсивність – як $e^{-2\alpha z}$.

Тоді:

$$A_{hZ} = A_{h0} e^{-\alpha_{WG} z}. \quad (5.1)$$

Отже, при проходженні відстані довжиною 4200 м амплітуда хвилі повинна зменшитися в $e^{-\alpha_{WG} z} = \exp(3 \cdot 10^{-4} \cdot 4,2 \cdot 10^3) \sim 3$ рази. Таке ж затухання пружна хвиля відчуває і при поверненні від нижнього до верхнього кінця хвилеводу, тобто відношення амплітуд A_{h0} і A_{hZ} має бути за величиною близько до 10, що в кілька разів менше спостережуваного значення (див. таблицю 5.1).

Така відмінність, мабуть, викликана наявністю інших механізмів поглинання енергії пружних хвиль і відображенням хвилі від різких неоднорідностей геометрії хвилеводу.

Однією з причин збільшення поглинання пружних хвиль є те, що флюїд, який заповнює свердловину, являє собою двофазну систему - рідину, що вміщає в себе бульбашки газу. Поглинання звуку в такому середовищі зростає на кілька порядків, якщо бульбашка резонує з падаючої звуковою хвилею. Резонансну частоту бульбашки найчастіше можна визначити за формулою Міннаерта [64]:

$$\omega_0 = R_0^{-1} \sqrt{\gamma_g p_l / \rho_l}, \quad (5.2)$$

де R_0 - радіус бульбашки газу, для якого показник адіабати дорівнює γ_g ;

p_l - статичний тиск рідини.

Обчислення за формулою (5.2) показують, що при атмосферному тиску власну частоту близьку до 1 кГц мають бульбашки, радіус яких становить ~ 2 мм. Бульбашки газу таких розмірів за відомостями роботи [108] справді можуть бути присутніми в свердловинних рідинах.

Оцінимо втрати енергії хвилі на переходах труб перетинами $S_1 = \pi d_{B1}^2 / 4$ і $S_2 = \pi d_{B2}^2 / 4$. У цьому випадку відношення потоків енергії хвилі, що пройшла через перехід, і падаючої гармонійної хвилі становить величину D [59]:

$$D = 1 - (S_2 - S_1)^2 / (S_2 + S_1)^2, \quad (5.3)$$

Таблиця 5.1

Амплітуди коливань голови свердловини, які викликані збуджуванням і відбитими пружними імпульсами, і тимчасові інтервали поширення цих імпульсів по хвилеводу

N	A_{h0} , відн.од.	t_1 , сек	A_{h1} , відн.од.	t_2 , сек	A_{h2} , відн.од.	t_3 , сек	A_{h3} , відн.од.
2	0,012	---	0	---	0	---	0
44	0,116	3,08	0,0015	3,4	0,00083	5,53	0,001
57	0,199	3,05	0,005	3,4	0,0035	5,51	0,004
60	0,382	3,05	0,0057	3,4	0,0043	5,5	0,0043
61	0,264	3,05	0,0051	3,4	0,0033	5,5	0,0038
62	0,374	3,05	0,006	3,4	0,0035	5,5	0,0038
63	0,286	3,05	0,0064	3,4	0,0044	5,5	0,0041
64	0,351	3,05	0,0077	3,4	0,0043	5,5	0,0048
65	0,442	3,05	0,0088	3,4	0,0055	5,5	0,0054
66	0,357	3,05	0,0084	3,4	0,0051	5,5	0,0055
67	0,287	3,05	0,0068	3,4	0,0046	5,5	0,04,1
68	0,596	3,05	0,0131	3,4	0,0098	5,5	0,007
69	0,270	3,05	0,015	3,4	0,0104	5,5	0,009
70	0,636	3,05	0,022	3,4	0,013	5,5	0,012
71	0,650	3,05	0,017	3,4	0,012	5,5	0,010
72	0,727	3,05	0,020	3,4	0,012	5,5	0,012
73	0,503	3,05	0,023	3,4	0,016	5,5	0,011
78	0,877	3,05	0,037	3,4	0,024	5,5	0,020

При значення діаметрів ділянок хвилеводу 393,7 мм, 295,3 мм і 215,9 мм за формулою (5.3) отримуємо $D \simeq 0,9$, що як на першому так і на другому переходах. Отже, наявність переходів в перетинах труб свердловини призводить

до того, що при прямому і зворотному поширенні хвилі втрачається 60% енергії імпульсу.

Перевагою безперервного запису при реєстрації сигналів A_{h0} , A_{h1} , A_{h2} і A_{hZ} є те, що без занурення в забій свердловини вимірювальних приладів можна по амплітудам сигналів A_{h0} і A_{hZ} охарактеризувати імпульс сили, який отримує забій (нижній кінець хвилеводу) при відбитку гідроімпульсу.

Дане твердження базується на залежності (5.1) і незалежності коефіцієнта D від напрямку поширення хвиль. Так само слід зазначити, що дія імпульсу тиску протягом одиниць мілісекунд на осцилятор (голову свердловини), період власних коливань якого, згідно рис. 5.6, становить величину ~ 30 мс, є ударом. У цьому випадку, як відомо, амплітуда ініційованих ударом коливань прямопропорційна імпульсу сили впливу.

Легко показати, що амплітуда коливань голови свердловини при її переміщенні в забій мала б амплітуду, що збуджуються, коливань A_Z :

$$A_Z = \sqrt{A_{h0} \cdot A_{hZ}} . \quad (5.4)$$

Цей зв'язок (5.4) величин і результати реєстрації коливань голови свердловини, які аналогічні наведеним на рис. 5.6 і 5.7, дозволяють провести порівняння імпульсів сили, які впливають по чергово на забій свердловини та продуктивний пласт.

5.2.2. Змінення акустичних властивостей рідини послідовністю пружних імпульсів

Інжекція плазмового згустку в рідину, якою заповнена свердловина, призводить не тільки до генерації акустичних полів в свердловині - хвилеводу, але також може привести до зміни властивостей свердловинної рідини [109].

Тут представлені результати таких змін, викликаних гідроімпульсами, отриманими за допомогою імпульсного плазмового гідроакустичного випромінювача при багаторазовій ініціації імпульсного електричного розряду.

На рис. 5.7 приведена згідно табл. 5.1 залежність амплітуди коливань голови свердловини A_{h0} від порядкового номера N розряду.

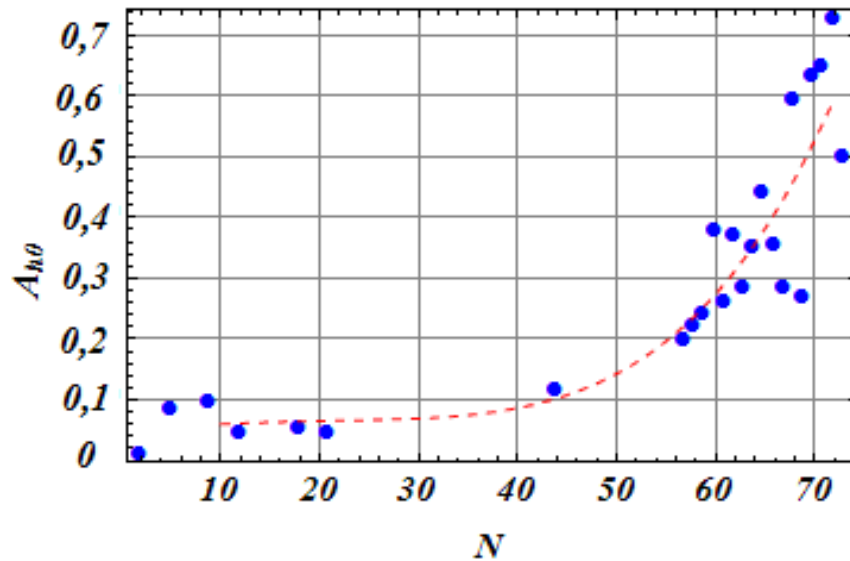


Рис. 5.7. Залежність амплітуди коливань голови свердловини A_{h0} від порядкового номера N розряду

Коливання гирла, які викликані відбитої від забою хвилею, що мають форму хвильового пакету, реєструвалися тільки після здійснення кількох десятків електричних розрядів (див. таблицю 5.1). Так само як і при збудженні коливань елементів свердловини при генерації хвиль спостерігається зростання амплітуди таких коливань, викликаних відбитими хвилями.

На рис. 5.8 наводиться залежність розрахованих за формулою (5.4) значень імпульсу сили (відносні одиниці для рис. 5.7 і 5.8 одні й ті ж), які виникають при відбитку хвиль з нижнього кінця хвильоводу та порядкового номера розряду. Як видно з цього малюнка, імпульс сили також відчуває зростання при збільшенні кількості розрядів.

Слід зазначити, що згідно з таблицею 5.1 відносини величин A_{h1}/A_{h2} і A_{h2}/A_{hZ} після появи відбитих імпульсів практично не змінюються, тобто відхилення від середнього значення не перевищує 20%, що може бути викликано як зміною властивостей рідини, так і похибками вимірювань.

Таким чином, можна припустити, що при роботі описаної вище плазмової

гармати відбувалося видалення газових пухирців з свердловинного флюїду.

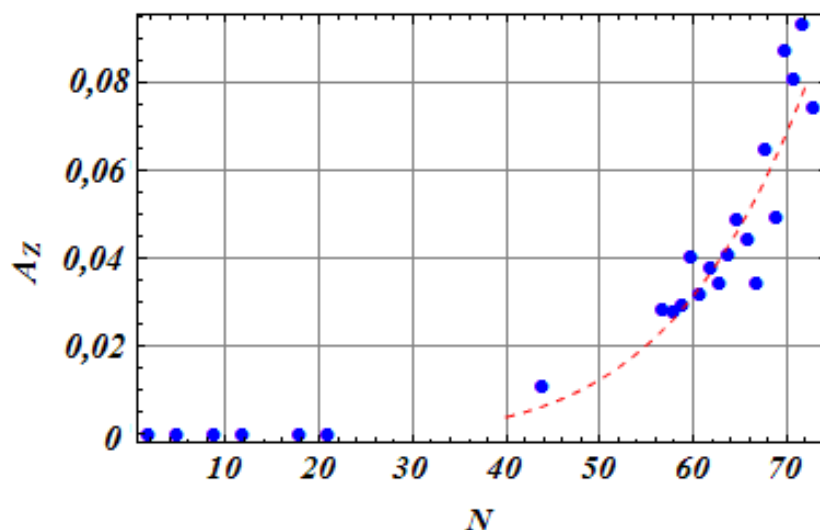


Рис. 5.8. Залежність розрахункових значень імпульсу сили при відбитті від порядкового номера N розряду

5.3. Застосування плазмового генератора для інтенсифікації видобутку вуглеводнів

5.3.1. Методика проведення робіт з обробки приви́бійної зони свердловини

Для підвищення продуктивності свердловин розроблено метод акустичного впливу на приви́бійну зону пласта з використанням плазмового генератора пружних імпульсів [110,111].

Основними елементами плазмового генератора пружних імпульсів є: ємнісний накопичувач енергії, блок комутації і ерозійний плазмовий гідроакустичний випромінювач. Пристрій, принцип роботи та електричні характеристики випромінювача наведені раніше. Весь комплекс обладнання змонтовано на базі автомобіля підвищеної прохідності.

Роботи за цим методом обробки можна проводити як на діючих свердловинах, так і при проведенні ремонтних робіт. Свердловину за допомогою агрегату ЦА-320 і АЦН-9,5 доливають пластової водою до гирла. До затрубного простору на денній поверхні під'єднують плазмовий генератор пружних

імпульсів. Таке розміщення генератора пружних імпульсів описано раніше в розділі 5.1.1. У ємнісному накопичувачі при робочій напрузі до 5 кВ акумулюється енергія до 30 кДж. Потім за допомогою плазмового генератора в затрубному просторі періодично (1 ім./30с.) створюється гідроакустичний імпульс амплітудою до декількох сотень атм, що поширюється уздовж свердловини - акустичного хвилеводу. Пружний імпульс, досягнувши забою, справляє на привибійну зону інтенсивний акустичний вплив.

Значні амплітуда і градієнт тиску імпульсів забезпечують руйнування колоїдно - дисперсних сумішей, прикордонних шарів в рідині на поверхні порових каналів, зсуву блоків пласта і розкриття тріщин. Як наслідок підвищується продуктивність свердловини.

Час обробки однієї свердловини не перевищує 6-ти годин. Роботи за цим методом не вимагають демонтажу занурювального обладнання і залучення геофізиків та їх обладнання.

5.3.2. Результати дослідно-промислових випробувань застосування плазмового генератора на діючих свердловинах

Даний метод пройшов успішну апробацію на діючих нафтогазових свердловинах України. На різних свердловинах було виконано від 35 до 115 ініціацій імпульсів за допомогою плазмового генератора. Результати представлено в табл. 5.2; вони свідчать про те, що обробка свердловин імпульсними плазмовими потоками за розробленою технологією забезпечує збільшення видобутку нафти у 1,8-47,3 рази і газу –в 1,3-2,9 разів [112].

Акти результатів проведення дослідно-промислових випробувань наводяться в додатку А.

В якості експерименту було проведено обробку ПЗП плазмовим генератором пружних імпульсів на нагнітальній свердловині № 35 Прилуцького родовища. Приємність до обробки складала 1 м³/добу. На свердловині було виконано 100 ініціацій імпульсів за допомогою плазмового генератора. Приємність після обробки збільшилася до 68 м³/добу.

Таблиця 5.2.

**Результати апробації методу обробки газонафтових свердловин
плазмовими імпульсами**

Родовище, номер свердловини	Видобуток			
	до обробки		після обробки	
	нафта, т/добу	газ, тис.м ³ /добу	нафта, т/добу	газ, тис.м ³ /добу
Гнидинцівське, № 59Д	3,9	0,015	7,17	0,019
М.Дивиця, № 48Г	3,95	0,35	8,5	1,02
Скороходи, № 90	0,2	—	0,474	0,022
Ярошевське, № 42	0,04	—	1,89	0,114

Економічний ефект робіт, здійснених в 2010 р і описаних вище, був проведений Науково-дослідним і проектним інститутом відкритого акціонерного товариства «Укрнафта» (м. Івано-Франківськ) і склав за даними 2010 р 304 тис. грн., що відображено в додатку Б.

На всіх свердловинах після збудження пружних імпульсів не виявлено ніяких порушень і змін в конструкційних елементах свердловин.

Згідно з цими даними загальна успішність обробки ПЗП за допомогою плазмового генератора пружних імпульсів перевищує мінімально встановлену величину в 70%.

Таким чином, цей метод обробки привибійної зони пласта і результати його апробації вказують на перспективність його застосування для інтенсифікації та збільшення обсягів видобутку вуглеводнів.

Висновки до розділу 5.

Вище викладений в цьому розділі матеріал дозволяє зробити наступні висновки.

1. Вперше запропоновано і апробовано метод генерації акустичних полів за

допомогою плазмової гармати в вертикальних хвилеводах (свердловинах) глибиною кілька кілометрів. Апробація методу показала, що використання потужних плазмових генераторів пружних імпульсів, в яких здійснюється управління амплітудно - тимчасовими параметрами, дозволяє створювати в свердловинах інтенсивні акустичні поля без виникнення ударних хвиль і порушень в елементах свердловинного обладнання. Результати акустичних вимірів не суперечать теоретичним відомостям.

2. Вперше експериментально підтверджена справедливність критерію збудження плазовими згустками відокремлених пружних імпульсів в хвилеводу.

3. Досліджено загасання відокремленого пружного імпульсу в хвилеводу; встановлено, що загасання імпульсу обумовлено дисипацією енергії в пристеночном шарі, а також наявністю в рідині газових бульбашок.

4. При проведенні експериментів встановлено, що збуджені плазовими згустками пружні імпульси чинять активний вплив на акустичні властивості рідини, що виражається в зменшенні її поглинаючих властивостей.

5. Збільшення фільтраційних властивостей привибійної зони пласта як на видобувних, так і нагнітальних свердловинах при обробці пружними імпульсами в привибійній зоні вказує на те, що така обробка призводить до збільшення ширини тріщин. Такі наслідки акустичного впливу можна пояснити в рамках моделі блочно-ієрархічної будови гірських порід. Розміщення плазового генератора пружних імпульсів на свердловині вище поверхні ґрунту дозволяє скоротити час ремонтних робіт і виведення свердловини з експлуатації.

6. Дослідно промислові випробування обладнання показали, що спосіб акустичної обробки привибійної зони пласта має перспективністю для видобування вуглеводнів, а також при інтенсифікації та реанімації водонагнетательних свердловин.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях [106,107,109-112].

ВИСНОВКИ

Отримані дані про закономірності збудження і поширення пружних коливань в хвилеводі при взаємодії потужних імпульсних потоків плазми з рідиною, що заповнює акустичний хвилевід, відкривають нові можливості в дослідженні перетворення первинної (електричної) енергії в енергію пружних імпульсів в рідині і розробці низькочастотних акустичних генераторів. Це стосується як з'ясування механізмів формування плазмових потоків і їх взаємодії з пружною середовищем, так і встановлення параметрів процесів, що протікають в цих середовищах при такій взаємодії.

При взаємодії плазмових утворень, інжектруємих в рідину, що заповнює хвилевід, при певних умовах виникає поршневе розширення парогазової порожнини, що призводить до порушення потужного пружного імпульсу в хвилеводі. Вивчення збудження акустичних полів у хвилеводах за допомогою плазмових утворень і пов'язаних з ним явищ відкриває перспективу використання нових методів дослідження для таких розділів науки і техніки, як фізика газового розряду, акустика, електротехніка, дослідження свердловин і видобуток корисних копалин (нафтогазодобування).

Основні результати роботи можна сформулювати у вигляді наступних положень:

1. Дослідженням динаміки парогазової порожнини, викликаній інжекцією плазмового потоку в рідину, яка заповнює ГАХ, вперше показано, що при передачі до ПГП енергії вище деякого критичного значення в ГАХ збуджується відокремлений імпульс стиснення. Критичне значення енергії визначається як властивостями рідини, так і умовами інжекції плазми. Розроблено теоретичну модель плоского руху границі «газ/рідина» в ГАХ, з використанням якої встановлено закономірності розширення плазмового утворення і формування відокремлених імпульсів тиску в рідині. Аналіз моделі показав, що при поршневому розширенні порожнини вся робота над рідиною перетворюється в

енергію акустичного випромінювання, а к.к.д. трансформації енергії плазмового утворення в акустичну енергію може сягати 30 %.

2. Завдяки оптимізації процесу перетворення енергії плазмового утворення в енергію пружних хвиль вперше забезпечено утворення ППП імпульсно витікаючим в рідину плазмовим потоком з енергією до 15 кДж, що формується при капілярному розряді. Для досягнення максимальної потужності розряду мілісекундної тривалості вперше запропоновано використання магнітного ключа, який за рахунок попереднього ковзного розряду мікросекундної тривалості дозволяє ініціювати потужнострумний розряд між електродами на відстані до 16,5 см. Експериментально-аналітичним шляхом встановлено, що температура в каналі розряду становить 1 - 1,5 еВ, а тиск сягає сотень атмосфер.

3. На основі експериментальних досліджень розширення ППП в ГАХ вперше продемонстровано збудження відокремленого пружного імпульсу тиску, який поширюється уздовж хвилеводу. Встановлено, що при виділенні в каналі розряду впродовж 1 мс енергії ~ 15 кДж в ГАХ формується відокремлений імпульс тиску тривалістю 1,5 мс, форма якого має вигляд несиметричної двупольної синусоїди, а спектральна щільність зосереджена в інтервалі від 100 до 2000 Гц.

4. За результатами аналізу поширення відокремлених імпульсів в ГАХ вперше експериментально визначено характер їх еволюції в хвилеводах складної форми довжиною до 4200 м і запропоновано методику розрахунку загасання, засновану на прямому і зворотному перетвореннях Фур'є. Експериментально продемонстровано, що відбиття відокремленого двопольного імпульсу тиску від різких переходів перетину ГАХ підкоряється закону відображення монохроматичних хвиль, а зменшення амплітуди імпульсу викликано згасанням хвиль через в'язкість пристіночного шару.

5. Розроблено плазмовий ерозійний прискорювач та експериментально підтверджено високу ефективність його використання при інтенсифікації видобутку вуглеводнів. Розроблено методику і апаратуру для генерації акустичних полів за допомогою плазмового прискорювача, які були успішно апробовані для підвищення видобутку вуглеводнів. Розроблений спосіб

акустичної обробки привибійної зони нафтогазового пласта забезпечує підвищення продуктивності свердловин (в 1,8-47,3 разів – по нафті та в 1,3-2,9 разів - по газу), а також є перспективним для інтенсифікації та реанімації водонагнітальних свердловин.

На завершення автор висловлює глибоку подяку науковому керівнику: професору, доктору фізико-математичних наук, завідувачу кафедрою математичних методів та системного аналізу Маріупольський державний університет МОН України, м. Маріуполь

КОЛЯДІ ЮРІЮ ЄВГЕНОВИЧУ

і доктору технічних наук, завідувачу кафедрою фізики ДВНЗ «Приазовський державний технічний університет» Єфременко Василю Георгійовичу за увагу та підтримку в ході виконання дисертаційної роботи і її написання.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. В.Е. Фортов, редактор, *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* (Наука, Москва, 2000), Т. 4.
2. R.P. Ouellette, M.M. Barbier, and P.N. Cheremisinoff, *Low Temperature Plasma Technology Applications* (Electrotechnology Vol.5 . Ann Arbor Science; Ann Arbor, Michigan, 1980).
3. Winston H Bostick, in: Conference on Extremely High Temperature Proceedings, edited by Heinz Fischer and Lawrence C. Mansur (John Wiley & Sons, New York , USA,1958), pp. 169 - 178.
4. Л.А. Арцимович, С.Ю. Лукьянов, И.Л. Подгорный и др. “Электродинамическое ускорение сгустков плазмы,” ЖЭТФ. **33**, 1(7), 3-8 (1957)
5. V. I. Tereshin, A. N. Bandura, O. V. Byrka, V. V. Chebotarev et al., “Application of powerful quasi-steady-state plasma accelerators for simulation of ITER transient heat loads on divertor surfaces,” Plasma Physics and Controlled Fusion. **49**, №5A. P., A231-A240 (2007).
6. А.И. Морозов, *Введение в плазмодинамику* (Физматлит, Москва, 2006).
7. Б.М. Манзон, “Ускорение макрочастиц для управляемого термоядерного синтеза,” УФН. **134**, 611 – 639 (1981).
8. W.Wolfram and M. Loffler, “The Electro-magnetic Gun - Closer to Weapon-System Status,” Military Technology. 5, 80-86 (1998).
9. И.Н Романенко, *Импульсные дуги в газах* (Чуваш. Университет, Чебоксары, 1976).
10. Г.А. Лукьянов, *Сверхзвуковые струи плазмы* (Машиностроение, Ленинград, 1985).
11. У. Юсупалиев, “Импульсное осесимметричное истечение плотной плазмы в газовую среду. 1. Критерии подобия истечения,” ЖТФ. **74**, № 7, 52-61 (2004).

12. N. N. Antropov, G. A. Diakonov, M. N. Kazeev et al., in: 26th International Electric Propulsion Conference Proceedings, (ERPS, Kitakyushu, Japan, 1999), pp. 1129–1135.
13. М.Н. Казеев, в: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, ред. В.Е. Фортов (Наука, Москва, 2000), сс. 488 – 504.
14. В.Б. Розанов, “Газодинамическая модель капиллярного разряда с испаряющимися стенками,” *Теплофизика высоких температур*. **8**(5), 951 - 956 (1970).
15. В.Е. Окунев, Н.В. Павлюкевич, Г.С. Романов и А.С. Смеанников, *Численное моделирование динамики эрозионной плазмы мощных электрических разрядов* (Препринт № 8, АН БССР. Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова, Минск, 1984), Ч.2.
16. С.Н. Белов, “Расчет осевого распределения параметров плазмы капиллярного разряда с испаряемой стенкой,” *Журнал прикладной спектроскопии*. **78**(4), 605-611 (1978).
17. Е.М. Голубев, А.М. Пухов и В.Л. Смирнов, “Получение и диагностика низкотемпературной эрозионной плазмы высокого давления,” *ЖТФ*. **67**(4), 126-128 (1997).
18. S. Suckewer and P. Jaeglé, “X-Ray lasers: past, present, and future,” *Laser Phys Lett*. **6**, 411-436 (2009).
19. Р.Ф. Авраменко, Б.И. Бахтин, В.И. Николаева и др., “Исследования плазменных образований, инициируемых эрозионным разрядом,” *ЖТФ*. **60** (12), 57-64 (1990).
20. N.N. Ogurtsova and I.V. Podmoshenskii, “Investigation of a powerful pulsed discharge with a limited diameter of the channel,” *Opt. Spectrosc.* **4**, 725-727 (1958).
21. M. Keidar, I.D. Boyd, “Ablation study in the capillary discharge of an electrothermal gun,” *J Appl. Phys.* **99**, Article No. 053301 (2006).
22. L. Muller, “Modelling of an ablation controlled arc,” *J Phys D: Appl Phys.* **26**, 1253-1259 (1993)..
23. A.Ya. Ender, V.I. Kuznetsov, I.N. Kolyshkin et al., “Features of Jets Formed by Erosive Capillary Discharges,” *The Open Plasma Physics Journal*. **4**, 40-54 (2011).

24. Ю.Е. Коляда, “Генерация акустических полей при инъекции плотных плазменных сгустков в жидкость,” ДАН Украины. **6**, 91-95 (1999).
25. К.А. Наугольных, Н.А. Рой, *Электрические разряды в воде* (Наука, Москва, 1971).
26. Л.А. Юткин, *Электрогидравлический эффект и некоторые возможности его применения* (Наука, Москва, 1959).
27. Ф. Фрюнгель, *Импульсная техника. Генерирование и применение разрядов конденсаторов. Перевод с немецкого* (Энергия, Москва-Ленинград, 1965).
28. Л.А. Юткин, *Электрогидравлический эффект и его применение в промышленности* (Машиностроение, Ленинград, 1986).
29. В.А. Поздеев, П.И. Царенко, Б.И. Бутаков [и др.], *Электроразрядные генераторы упругих колебаний* (Вища школа, Киев, 1984).
30. О.Л. Кузнецов, Э.М. Симкин и Дж. Чилингар, *Физические основы вибрационного и акустического воздействия на нефтегазовые пласты* (Мир, Москва, 2001).
31. В.П. Дубленко, *Волновые методы воздействия на нефтяные пласты с трудноизвлекаемыми запасами. Обзор и классификация* (ОАО "VNIOENG", Москва, 2008).
32. А.А. Молчанов, Д.Н. Дмитриев, В.А. Ушкало, “Аппаратура импульсного упругого воздействия на нефтяные пласты "Приток-1" для интенсификации режима работы нефтегазовых скважин,” НТВ «Каротажник». **50**, 16-21 (1998).
33. А.В. Римский-Корсаков, В.С. Ямщиков, В.И. Жулин [и др.], *Акустические подводные низкочастотные излучатели* (Судостроение, Ленинград, 1984).
34. Н.И. Кускова, “Искровые разряды в конденсированных средах,” Журн. технич. физики. **71** (2), 51-54 (2001).
35. В.Е. Фортов и И.Т. Якубов, *Физика неидеальной плазмы* (Препринт ОИХФ, Черногоровка, 1984).

36. О.А. Федорович и Л.М. Войтенко, “О коэффициентах распада неидеальной плазмы импульсных разрядов в воде при концентрациях электронов $2 \times 10^{20} > n_e > 2 \times 10^{17} \text{ см}^3$,” Вопросы атомной науки и техники. 4, 288-293 (2008).

37. О.А. Федорович и Л.М. Войтенко, “О коэффициентах распада неидеальной плазмы при взрыве вольфрамового проводника в воде,” Вопросы атомной науки и техники. 4, 354-359 (2010).

38. Г.Г. Черный и С.А. Лосев, редактора, *Физико-химические процессы в газовой динамике. Справочник. Физико - химическая кинетика и термодинамика* (Научно-издательский центр механики, Москва, 2002), Т. 2.

39. И. Мак-Даниэль, *Процессы столкновений в ионизированных газах* («Мир», Москва, 1967).

40. Я.Б. Зельдович и Ю.П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. 3-е изд., исправл. (ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2008).

41. А.И. Вовченко, В. Г. Ковалев и В. А. Поздеев, “Гидродинамические характеристики электрического разряда в жидкости при вводе энергии в сферический канал в виде повторяющихся импульсов,” Акустичний вісник. 6(2), 125-22 (2003).

42. Г.А. Месяц, *Импульсная энергетика и электроника* (Наука, Москва, 2004).

43. Г.А. Шнеерсон, в: *Физика и техника мощных импульсных систем: Сб. статей под ред. Е.П. Велихова* (Энергоатомиздат, Москва, 1987), с. 127-164.

44. Л.Р. Нейман и К.С. Демирчян, *Теоретические основы электротехники* (Энергия, Ленинград, 1967), Т 1.

45. Л.А. Меерович, редактор, *Магнитные генераторы импульсов* (Сов. радио, Москва, 1968).

46. И.А. Глебов и Ф.Г. Рутберг, *Мощные генераторы плазмы* (Энергоатомиздат, Москва, 1985).

47. Л.Я. Минько, *Получение и следование импульсных плазменных потоков* (Наука и техника, Минск, 1970).

48. А. А. Рухадзе и О. А. Омаров, “О плазменном механизме развития начальных стадий пробоя газов,” Журнал технической физики. **81**(7), 43-48 (2011).

49. В.А. Бурцев, В.В. Забродский, Н.В. Калинин и др. “Источники электромагнитного излучения на основе малоиндуктивного протяженного z – разряда” Журнал технической физики. **83**(2), 43-51 (2013).

50. А.Н. Григорьев, А.В. Павленко, А.П. Ильин и др., “Электрический разряд по поверхности твердого диэлектрика ч. 1: особенности развития и существования поверхностного разряда,” Известия Томского политехнического университета. **309**(1), 66-69 (2006).

51. Ф.Х. Халилов, Г. А. Евдокунин и А.И. Таджибаев, редактора, *Защита сетей 6–35 КВ от перенапряжений* (Петербургский энергетический институт повышения квалификации Министерства энергетики Российской Федерации, СПб, 2002).

52. С.И. Андреев, Е.А. Зобов, А.Н. Сидоров и др., “Исследование длинной скользящей искры,” Прикл. мех. и техн. физика. 1, 111–115 (1980).

53. П.В. Крауклис и Л.А. Крауклис, “Волновое поле точечного источника в скважине,” Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. 16, 41–53 (1976).

54. П. В. Крауклис Л. А. Крауклис, “Возбуждение трубной волны радиальным и вертикальным источниками, прикрепленными к стенке скважины,” Зап. науч. сем. ПОМИ. 342, 153–163 (2007).

55. П. В. Крауклис и Л. А. Крауклис, “Трубная волна от точечного источника, находящегося вне скважины,” Зап. науч. сем. ПОМИ. 332, 99–122 (2006).

56. H. Lamb, “On the velocity of sound in a tube as affected by the elasticity at the walls” Manchester Memories. **42**, 1–16 (1898).

57. M. A. Biot, “Propagation of elastic waves in cylindrical bore containing a fluid,” Journal of the Acoustical Society of America. **23**(9), 997–1005 (1952).

58. J.E. White, *Underground Sound, Application of Seismic Waves*, (Elsevier, New-York, 1983).
59. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Теория упругости* (Наука, Москва, 1987), Т. VII.
60. У. Мэзон, *Физическая акустика. Методы и приборы ультразвуковых исследований* (Мир, Москва, 1966), т. 1, ч. А.
61. И.Г. Михайлов, В. А. Соловьев и Ю. П. Сырников, *Основы молекулярной акустики* (Наука, Москва, 1964).
62. И.П. Голямина, редактор, *Ультразвук. Маленькая энциклопедия* (Советская энциклопедия, Москва, 1979).
63. C.S. Clay and H. Medwin, Ю., *Acoustical Oceanography: Principles and Applications* (John Wiley & Sons, New York, 1977).
64. В.А. Красильников и В.В. Крылов, *Введение в физическую акустику* (Наука, Москва, 1984).
65. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Гидродинамика* (Наука, Москва, 1986), Т. 6.
66. Е.В. Воронова, Электронный научный журнал «Нефтегазовое дело». 2 (2006), – URL: http://ogbus.ru/authors/Voronova/Voronova_2.pdf (ЭЛЕКТРОННЫЙ РЕСУРС)
67. Зайдуллин А.И. и Воронова Е.В., в: *Межвузовский сборник научных трудов «Проблемы разработки и эксплуатации нефтяных месторождений»* (Изд-во УГНТУ, Уфа, 2004), с. 391 -396.
68. I.A. Beresnev and P.A. Johnson, “Elastic-wave stimulation of oil production: A review of methods and results,” *Geophysics*. **59** (6), 1000-1017 (1994).
69. Т.Д. Голф-Рахт, *Основы нефтепромысловой геологии и разработки трещиноватых коллекторов* (Недра, Москва, 1986).
70. Б.Ф. Симонов, В.Н. Опарин, Н.А. Канискин, и др., “Формирование остаточных нефтенасыщенных зон в терригенных коллекторах и вовлечение их в разработку (часть I),” *Нефтяное хозяйство*. 2, 46 – 49 (2002).
71. А.А. Самарский и Ю.П. Попов, *Разностные методы решения задач газовой динамики*, 4-е изд. (Эдиториал УРСС, 2004).

72. А.А. Самарский и Е.С. Николаев, *Методы решения сеточных уравнений* (Наука, Москва, 1978).
73. Г.С. Горелик, *Колебания и волны*, 2-е изд. (Физматгиз, Москва, 1959).
74. L.R. Rabiner and B. Gold, *Theory and Application of Digital Signal Processing* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1975).
75. Ю.Е. Коляда и В.И. Федун, “Возбуждение упругих импульсов мощными плазменными сгустками в акустическом волноводе,” *Вопросы атомной науки и техники*. 4, 260-263 (2008). (**НБД Scopus**)
76. В.И. Федун и Ю.Е. Коляда, “Численное моделирование работы электроискрового генератора упругих импульсов в водонаполненной скважине,” *Вісник Харківського університету*. 710, 135-138 (2005).
77. В.І. Федун та Ю.Є. Коляда; Патент України № 24496А (30 Жовтень, 1998).
78. В. И. Федун, в: Теоретичні та прикладні аспекти використання математичних методів та інформаційних технологій у науці, освіті, економіці, виробництві: збірник матеріалів Всеукраїнської науково-практичної інтернет – конференції (МДУ, Маріуполь, 2014), с. 207-208.
79. Yu. E. Kolyada, V. I. Fedun and O. N. Bulanchuk, in: XXII Intern. Conf. «Problems of decision making under uncertainties» Proceedings (КНУ ім. Т.Г. Шевченко, Київ, 2013), с. 278-279.
80. Ю. Е. Коляда, В. И. Федун, в: Актуальні проблеми науки та освіти: збірник матеріалів XV підсумкової науково-практичної конференції викладачів (МДУ, Маріуполь, 2013), с. 98-101.
81. Ю. Е. Коляда, В. И. Федун, в: Тезисы докладов Международной научно-методической конференции «Математические методы и информационные технологии в управлении, образовании, науке и производстве» (ПГТУ, Мариуполь, 2005), с. 24-26.
82. В.И. Федун, Ю.Е. Коляда, О.Н. Буланчук и др., “Электрические характеристики импульсного плазменного гидроакустического излучателя,” *Вісник Донецького університету. Серія А: Природничі науки*. 1, 89-92 (2000).

83. E. Kolyada, V. I. Fedun, I. N. Onishchenko and E. A. Kornilov, "The Use of a Magnetic Switch for Commutation of High-Current Pulse Circuits," *Instruments and Experimental Techniques*. 44(2), 213-214 (2001). **(НБД Scopus)**

84. Yu. E. Kolyada, V. I. Fedun, N. I. Onishchenko, in: *The 12-th IEEE International Pulsed Power Conference Proceedings*, (IEEE, California, USA, 1999), vol.2, p. W - 64. **(НБД Scopus)**

85. Ю.Е. Коляда, В.И. Федун и И.Н. Онищенко, в: *Тезисы докладов 16-го международного семинара по линейным ускорителям заряженных частиц* (ХФТИ, Харьков, 1999), с.103-104.

86. Д. В. Разевига, редактор, *Техника высоких напряжений: учебник для вузов* (Энергия, Москва, 1976).

87. Н.М. Адоньев, В.В. Афанасьев и др., *Справочник по электрическим аппаратам высокого напряжения* (Энергоатомиздат, Ленинград, 1987).

88 И.С. Григорьев и Е.З. Мейлихов, *Физические величины. Справочник* (Наука, Москва, 1991).

89. Ю. В. Корицкий, В. В. Пасынков, Б. М. Тареев, редактора, *Справочник по электротехническим материалам* (Энергоатомиздат, Москва, 1986) Т. 1.

90. Design standard insulation JERG-2-213A, Published by Japan Aerospace Exploration Agency Safety and Mission Assurance Department 2-1-1 Sengen Tsukuba-shi, Ibaraki 305-8505, Japan, 2012, 57 p. (Стандарт)

91. И. И. Четвертаков и В. Ф Смирнов, редактора, *Справочник по электрическим конденсаторам* (Радио и связь, Москва, 1983).

92. V. I. Fedun, Yu.E. Kolyada and O.N. Bulanchuk, in: *5th International Conference-Workshop Compatibility in Power Electronics CPE-2007 Proceedings*, (IEEE, Gdansk, Poland, 2007), pp. 1-4. **(НБД Scopus)**

93. В.И. Федун, "Расчет параметров магнітного ключа - коммутатора сильноточних імпульсних схем," *Технічна електродинаміка. Темат. вип. Част. 3*, 44-47 (2006).

94. И.М. Подгорный, *Лекции по диагностике плазмы* (Атомиздат, Москва, 1968).

95. А. Шваб, *Измерения на высоком напряжении: Измерительные приборы и способы измерения*, 2 – е изд. (Энергоатомиздат, Москва, 1983).
96. К.Ф. Степанчук и Н.А. Тиняков, *Техника высоких напряжений: учебное пособие для вузов*, 2-е изд. (Вышэйшая Школа, Минск, 1982).
97. В.Л. Соломахо, Р.И. Томилин, Б.В. Цитович и др., *Справочник конструктора-приборостроителя. Проектирование. Основные нормы* (Вышэйшая Школа, Минск, 1988).
98. А. Кноп и В. Шейб, *Фенольные смолы и материалы на их основе* (Химия, Москва, 1983).
99. В. И. Федун, Ю. Е. Коляда, В.И. Тютюнников и Н. А. Савинков, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2011”: Сб. тезисов докладов (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2011), с. 89.
100. В. И. Федун, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2012”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2012), с. 342-343.
101. Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Наука, Москва, 1992).
102. R.S. Brokaw, “Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium II,” J. Chem. Phys. **32**, 1005-1006 (1960).
103. Н.Б. Варгафтик, *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей* (Наука, Москва, 1972).
104. С.Л. Ривкин и А.А. Александров, *Термодинамические свойства воды и водяного пара: Справочник*, 2 изд. (Энекргоатомиздат, Москва, 1984).
105. Yu.G. Chabak, V.I. Fedun, T.V. Pastukhova, V.I. Zurnadzhy, S.P Berezchnyy. and V.G. Efremenko, “Modification of steel surface by pulsed plasma heating,” Problems of Atomic Science and Technology. 4(110), 97-102 (2017).
106. V.I. Fedun, Yu.E. Kolyada and O.N. Bulanchuk, “Acoustic fields generation by plasmoids in the wellbores,” Problems of Atomic Science and Technology. 4, 333-339 (2013). **(НБД Scopus)**

107. Yu.E. Kolyada, A.A. Bizyukov, O.N. Bulanchuk and V.I. Fedun, “Pulse electrothermal plasma accelerators and its application in the technologies,” *Problems of Atomic Science and Technology*. 4, 319-324 (2015). **(НБД Scopus)**

108. И.Т. Мищенко, *Скважинная добыча нефти: Учеб. пособие для вузов* (ФГУП «Нефть и газ» РГУ нефти и газа им. И. М. Губкина, Москва, 2003).

109. В. И. Федун, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2013”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2013), с. 278-279.

110. С.І. Хомік, А.О. Гордієнко, В.А. Кульчицький, Ю.Є. Коляда та В.І. Федун, Патент України на корисну модель № 62300 (25 Серпень, 2011).

111. В. И. Федун, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2014”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2014), с. 182-183.

112. В.І. Федун и Ю.Е. Коляда, в: Фізико-математичні дослідження та інформаційні технології в управлінні, науці, освіті та виробництві. Тези доповідей Міжнародной науково-техничной конференції (ДВНЗ «ПДТУ», Маріуполь, 2011), с. 45-47.

ДОДАТОК А. Акт випробувань

ВІДКРИТЕ АКЦІОНЕРНЕ ТОВАРИСТВО „УКРНАФТА”

НАФТОГАЗОВИДОБУВНЕ УПРАВЛІННЯ

”ЧЕРНІГІВНАФТОГАЗ”



ЗАТВЕРДЖУЮ:
Головний інженер
НГВУ Чернігівнафтогаз
М.К. Лисяний
2010 року

м.Прилуки

„05” січня 2010р

АКТ

про результати проведення випробувань
технологічного процесу

**„інтенсифікації припливу вуглеводнів за допомогою плазмового
генератора пружних імпульсів.”**

Комісія в складі інженера відділу БВНГіРС Власенка М.В., старшого геолога н/пр №2 Серпенінова О.М., та геолога н/пр №3 Рудейчук А.В. – з одної сторони, та доктора фізико-математичних наук, професора Коляди Ю.Є., ст.пр. Федун В.І., зам.директора ТОВ „Донгаолінтекс” Хоміка С.І. з другої сторони склали даний акт про проведення випробувань плазмового генератора пружних імпульсів.

Обробка привибійної зони пласта полягає в наступному:

Мета проекту являється використання потужних плазмових генераторів гідроакустичних імпульсів для інтенсифікації припливу вуглеводнів в видобуванні нафти та газу. При цьому стовбур свердловини пропонується використовувати в якості хвильоводу для транспортування пружної енергії в привибійну зону.

Використання потужних плазмових генераторів пружних імпульсів дозволяє керувати амплітудно-часовими параметрами пружних імпульсів, значно збільшити час виділення енергії і виключити можливість ударної хвилі. Це забезпечує їх мале затухання при розповсюдженні вздовж хвильоводу – стовбуру свердловини, дає можливість розмістити джерело пружних імпульсів на фонтанній арматурі свердловини, що дає можливість значно зменшити час простою свердловини.

Накопичувана електрична енергія -25 кДж, частота – 10 імпульсів в хвилину.

29 вересня 2009 року в свердловині №59Д Гнідинцівського родовища на підставі плану робіт затвердженого головними спеціалістами управління, було виконано обробку ПЗП за допомогою плазмового генератора пружних імпульсів. Свердловина експлуатується за допомогою УЕВН 5-30, облаштована експлуатаційною колоною $\phi 168$ мм., інтервал перфорації 1715-1720 м., середня обводненість складає 93%. Пластовий тиск складає 14,4 МПа. На свердловині було під'єднано до затрубного простору плазмовий генератор пружних імпульсів і виконано 115 пострілів. До проведення робіт вхідний дебіт, порохований згідно програми „Vidobutok” , що затверджена у ВАТ „Укрнафта” складає 3,9 т./добу нафти і 0,015 тис.м³/добу газу.

Після проведення робіт добовий дебіт по свердловині склав 7,17 т./добу нафти і 0,019 тис.м³ /добу газу. Однак чим обумовлене збільшення дебіту визначити не можливо, тому що на свердловині було замінено насос. До проведення робіт свердловина працювала з ЕВН 5-30 після проведення, був спущений ЕВН 5-125. Після того, як свердловина пропрацювала один місяць, під час чергового ремонту насос було зменшено до ЕВН 5-80. Добовий дебіт зменшився до 3,52 т./добу. Тому говорити про ефективність обробки на даній свердловині не доцільно.

б) 01 жовтня 2009 року свердловині №48 М.Дівиця родовища на підставі плану робіт затвердженого головними спеціалістами управління, було виконано обробку ПЗП за допомогою плазмового генератора пружних імпульсів. Свердловина експлуатується за допомогою УЕВН5-50, облаштована експлуатаційною колоною о168/146 мм., інтервал перфорації 2742-2750, 2759-2763 м., середня обводненість складає 94,6%. Пластовий тиск складає 25,6 МПа. На свердловині було під'єднано до затрубного простору плазмовий генератор пружних імпульсів і виконано 50 пострілів. До проведення робіт вхідний дебіт, порахований згідно програми „Vidobutok”, що затверджена у ВАТ „Укрнафта” склав 3,95 т./добу нафти і 0,35 тис.м³ /добу газу. Після проведення робіт добовий дебіт по свердловині склав 8,5 т./добу нафти і 1,02 тис.м³ /добу газу. Тривалість ефекту на 1.01.10 складає 90,4 доби. Додатково видобуто 433,2 тони нафти і 152,9 тис.м³/газу. Успішність виконання робіт з використанням плазмового генератора пружних імпульсів на даній свердловині склала 218,5%.

Табл. №1

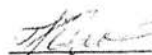
№ свердловини, родовища	Дата проведення робіт	Дебіт до проведення робіт		Дебіт після проведення робіт						Тривал. ефекту	Ефект		Примітки
		нафти, т.	газу, тис.м ³	нафти, т./добу			газу, тис.м ³ /добу				нафти, т.	газу, тис.м ³	
				Жовт	Лист	Груд	Жовт	Лист	Груд				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
48-М.Дівиця	01.10.09р.	3,95	0,35	7,18	8,5	10,16	1,12	1,02	2,87	90,4	433,2	152,9	

Вважаємо за доцільне, провести дослідно-промислові випробування даного виду обробки ПЗП на родовищах ВАТ „Укрнафта”.

Даний акт складено в трьох примірниках.

Підписи:

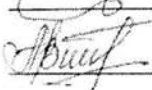
Від НГВУ „ЧНГ”



Власенко М.В.

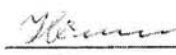


Серпенінов О.М.

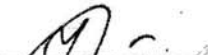


Рудейчук А.В.

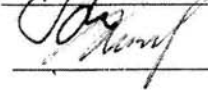
Від ТОВ „Донгаолінтекс”



Коляда Ю.Є.



Федун В.І.



Хомік С.І.

ДОДАТОК Б. Оцінка економічного ефекту.



**Науково-дослідний і проєктний інститут
Відкритого акціонерного товариства "Укрнафта"
(НДПІ ВАТ "Укрнафта")**

76019, м. Івано-Франківськ, Північний бульвар ім. Пушкіна, 2,
тел./факс.: (03422) 77-61-40, 4-32-50, postmaster@ndpi.ukrnafta.com

28.12.10р. № 25(1-1)/4957

На № _____

Заступнику Голови Правління
ВАТ «Укрнафта»
Гнипу М.П.

Розглянувши представлені матеріали щодо розрахунків по генератору пружних імпульсів, що використовувався в свердловинах НГВУ "Чернігівнафтогаз", НДПІ погоджує наступні величини:
додатковий видобуток нафти – 398,78 тон
очікуваний економічний ефект – 304 тис.грн

Директор

П.В.Тарабарінов

Виконав: Т.А.Бабій (0342) 43193
М.І.Рудий (0342) 776141

ДОДАТОК В. Список публікацій здобувача за темою дисертації

Наукові праці у наукових фахових виданнях України:

1. **В.И. Федун**, Ю.Е. Коляда, О.Н. Буланчук и др., “Электрические характеристики импульсного плазменного гидроакустического излучателя,” Вісник Донецького університету. Серія А: Природничі науки. 1, 89-92 (2000). (Особистий внесок здобувача: участь у розробці методики електротехнічних вимірювань, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті).
2. **В.И. Федун** и Ю.Е. Коляда, “Численное моделирование работы электроискрового генератора упругих импульсов в водонаполненной скважине,” Вісник Харківського національного університету. 710, серія фізична "Ядра, частинки, поля", вип. 3(28), 135-138 (2005). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики моделювання, виконанні розрахунків, в інтерпретації результатів, написанні статті).
3. Ю.Е. Коляда и **В.И. Федун**, “Возбуждение упругих импульсов мощными плазменными сгустками в акустическом волноводе,” Вопросы атомной науки и техники. 4, 260-263 (2008). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики моделювання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Thomson Reuters' Web of Science і Scopus)
4. **V.I. Fedun**, Yu.E. Kolyada and O.N. Bulanchuk, “Acoustic fields generation by plasmoids in the wellbores,” Problems of Atomic Science and Technology. 4, 333-339 (2013). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики вимірювань, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Thomson Reuters' Web of Science і Scopus)

5. Yu.E. Kolyada, A.A. Bizyukov, O.N. Bulanchuk and **V.I. Fedun**, “Pulse electrothermal plasma accelerators and its application in the technologies,” Problems of Atomic Science and Technology. 4, 319-324 (2015). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач досліджень, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Thomson Reuters' Web of Science і Scopus)

Наукові праці у виданнях, які входять до міжнародних наукометричних баз:

6. Yu.G. Chabak, **V.I. Fedun**, T.V. Pastukhova, V.I. Zurnadzhy, S.P Berezhnyy. and V.G. Efremenko, “Modification of steel surface by pulsed plasma heating,” Problems of Atomic Science and Technology. 4(110), 97-102 (2017). (Особистий внесок здобувача: участь виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Thomson Reuters' Web of Science і Scopus)

Наукові праці у зарубіжних наукових фахових виданнях:

7. E. Kolyada, **V. I. Fedun**, I. N. Onishchenko and E. A. Kornilov, “The Use of a Magnetic Switch for Commutation of High-Current Pulse Circuits,” Instruments and Experimental Techniques. 44(2), 213-214 (2001). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці та виготовленні обладнання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus)

Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:

8. Yu.E. Kolyada, **V.I. Fedun**, N.I. Onishchenko, in: The 12-th IEEE International Pulsed Power Conference Proceedings, (IEEE, California, USA, 1999), vol.2, p. W - 64. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці та виготовленні обладнання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні тез). (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus)

9. Ю.Е. Коляда, **В.И. Федун** и И.Н. Онищенко, в: Тезисы докладов 16-го международного семинара по линейным ускорителям заряженных частиц (ХФТИ, Харьков, 1999), с.103-104. (Особистий внесок здобувача: участь у розробці та виготовленні експериментального обладнання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні тез).
10. Ю.Е. Коляда, **В.И. Федун**, в: Тезисы докладов Международной научно-методической конференции «Математические методы и информационные технологии в управлении, образовании, науке и производстве» (ПГТУ, Мариуполь, 2005), с. 24-26. (Особистий внесок здобувача: участь у розробці методики моделювання, виконанні чисельного експерименту, в інтерпретації результатів, написанні тез).
11. **V.I. Fedun**, Yu.E. Kolyada and O.N. Bulanchuk, in: 5th International Conference-Workshop Compatibility in Power Electronics CPE-2007 Proceedings, (IEEE, Gdansk, Poland, 2007), pp. 1-4. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики розрахунків, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті). (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus)
12. **В.И. Федун** и Ю.Е. Коляда, в: Фізико-математичні дослідження та інформаційні технології в управлінні, науці, освіті та виробництві. Тези доповідей Міжнародної науково-технічної конференції (ДВНЗ «ПДТУ», Маріуполь, 2011), с. 45-47. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці та виготовленні обладнання, розробці та апробації методики обробки свердловин, виконанні експерименту, написанні тез).
13. **В.И. Федун**, Ю.Е. Коляда, В.И. Тютюнников и Н.А. Савинков, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2011”: Сб. тезисов докладов (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2011), с. 89. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики вимірювань, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні тез).

14. **В.И. Федун**, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2012”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2012), с. 342-343.
15. Yu.E. Kolyada, **V.I. Fedun** and O.N. Bulanchuk, in: XXII Intern. Conf. «Problems of decision making under uncertainties» Proceedings (КНУ ім. Т.Г. Шевченко, Київ, 2013), с. 278-279. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики спектроскопічних вимірювань моделювання, виконанні експерименту, в інтерпретації результатів, написанні статті).
16. Ю.Е. Коляда, **В.И. Федун**, в: Актуальні проблеми науки та освіти: збірник матеріалів XV підсумкової науково-практичної конференції викладачів (МДУ, Маріуполь, 2013), с. 98-101. (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, розробці методики моделювання, виконанні розрахунків, написанні доповіді).
17. **В.И. Федун**, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2013”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2013), с. 278-279.
18. **В.И. Федун**, в: Международная научно - техн. конф. “Университетская наука-2014”: Сб. тезисов докладов в 3-х томах, Т.2. (ГВУЗ «ПГТУ», Мариуполь, 2014), с. 182-183.
19. **В.И. Федун**, в: Теоретичні та прикладні аспекти використання математичних методів та інформаційних технологій у науці, освіті, економіці, виробництві: збірник матеріалів Всеукраїнської науково-практичної інтернет – конференції (МДУ, Маріуполь, 2014), с. 207-208.

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

20. **В.І. Федун** та Ю.Є. Коляда; Патент України № 24496А (30 Жовтень, 1998). (Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, оформленні заявки).

21. **В.И. Федун**, “Расчет параметров магнитного ключа - коммутатора сильноточных импульсных схем,” Технічна електродинаміка. Темат. вип. Част. 3, 44-47 (2006).
22. . С.І. Хомік, А.О. Гордієнко, В.А. Кульчицький, Ю.Є. Коляда та **В.І. Федун** та інш., Патент України на корисну модель № 62300 (25 Серпень, 2011). (Особистий внесок здобувача: участь у розробці та апробації методики обробки свердловин).