

ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ ИМПУЛЬСОВ МОЩНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ СГУСТКАМИ В АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Ю.Е. Коляда, В.И. Федун

Приазовский государственный технический университет, Мариуполь, Украина

E-mail: yukol@ukr.net

Рассмотрено возбуждение упругих импульсов в акустическом волноводе, заполненном жидкостью, при инъекции в него плотных плазменных сгустков. Записана система уравнений, решение которых позволяет описать динамику формирования генерируемых импульсов, а также управлять их амплитудно-временными характеристиками в зависимости от энергетических параметров инжектируемых плазменных сгустков. Изучено распространение генерируемых импульсов в акустическом волноводе на значительные расстояния. Задача решена численно в приближении линейной акустики.

Успехи в развитии физики и техники получения мощных импульсных пучков заряженных частиц и плазменных потоков обеспечивают в настоящее время возможность транспортировать и выделять в мишени уровни мощности $10^{10} \dots 10^{14}$ Вт за время $10^{-7} \dots 10^{-5}$ с, что превышает потоки мощности, развиваемые известными управляемыми источниками энергии. Пучки заряженных частиц широко применяются для генерации электромагнитных колебаний, нагрева плазмы, а плазменные пушки используются для заполнения плазмой магнитных ловушек и в современных технологиях. Поэтому представляет интерес использовать их для генерации мощных акустических импульсов в жидкости.

Генерация акустических полей в жидкости необходима для таких областей науки и техники, как гидроакустическая связь, локация, глубинный акустический каротаж, обеспечивающий поиск, идентификацию и определение количественных характеристик полезных ископаемых, сейсморазведка на акваториях, связанная с исследованием свойств мирового океана. Звуковые колебания находят все большее применение в технологиях для интенсификации процессов, протекающих в жидкофазных средах.

Однако для решения таких задач, как глубинный акустический каротаж, интенсификация добычи нефти и газа при помощи упругих импульсов необходимо осуществить их возбуждение в акустическом волноводе и обеспечить распространение на значительное расстояние. Акустическим волноводом в данном случае является водонаполненная скважина, глубина которой может достигать нескольких километров. При этом для генерации мощных акустических импульсов, как правило, используются взрывные источники энергии, работающие на основе взрыва твердых веществ или электрического разряда в жидкости [1-4]. Но работа указанных генераторов сопровождается возбуждением интенсивной ударной волны, энергия которой трансформируется в тепло на незначительном расстоянии от места взрыва. Кроме того, ударная волна приводит к повреждению элементов конструкции излучателя за счет кавитационных явлений.

Для устранения этого недостатка целесообразно использовать мощные, но управляемые источники энергии, которые не позволили бы привести к возбуждению ударной волны. В этой связи большой интерес представляют импульсные генераторы плазмы [5,6] (плазменные пушки), работающие на основе импульсного дугового разряда высокого давления (начальное давление газа в разрядной камере $\sim 0,1$ МПа). Основное преимущество этих генераторов по сравнению с взрывными источниками заключается в том, что при помощи концентрированных потоков плазмы можно выделить не только значительную энергию (до 10 МДж и более), но и управлять скоростью ее выделения (т.е. потоком мощности), что позволяет исключить образование ударной волны. Погружение плазменной пушки в жидкость с последующей инъекцией плазменного сгустка в окружающую среду приводит к генерации акустических импульсов.

Физические процессы, происходящие при генерации акустических импульсов в случае выделения энергии в жидкости, достаточно хорошо изучены и описаны в литературе, например в [1-3]. Генерация колебаний происходит в результате пульсации парогововой полости. Процесс свободной пульсации полости в безграничной среде описывается уравнением Рэлея:

$$2\pi\rho R^3 \cdot \dot{R}^2 + \frac{4}{3}\pi P_o R^3 = E. \quad (1)$$

Здесь R – радиус полости; \dot{R} – ее производная по времени; ρ – плотность жидкости; P_o – гидростатическое давление; E – введенная энергия. Из анализа уравнения (1) следуют важные характеристики этого процесса. Период пульсации полости T описывается формулой Виллиса:

$$T = 1,14\rho^{\frac{1}{2}} \frac{E^{\frac{1}{3}}}{P_o^{\frac{5}{6}}}. \quad (2)$$

Максимальный радиус полости R_{\max} связан с вводимой энергией следующим соотношением:

$$\frac{4}{3}\pi P_o R_{\max}^3 = E. \quad (3)$$

Акустический КПД оказывается равным

$$\eta \approx 3(\gamma - 1) \frac{\mathcal{G}}{c}, \quad (4)$$

где γ – показатель адиабаты; \mathcal{G} – скорость частиц жидкости; c – скорость звука.

Генерация акустических полей в жидкости при помощи инъекции в неё плотного плазменного сгустка, формируемого мощным плазменным источником, впервые описана в [7]. Однако в данной работе осуществлялось возбуждение акустических импульсов в открытом пространстве.

Но для решения таких задач, как сейсмоакустические исследования, интенсификация добычи нефти и газа, генераторы колебаний необходимо размещать в водонаполненных скважинах. В этом случае будет иметь место одномерное расширение парогазового цилиндра в глубь скважины, воздействующего на жидкость в виде поршня. Поэтому уравнение (1) и вытекающие из него соотношения (2) и (3) оказываются несправедливыми. Кроме того, моды возбуждаемых колебаний, характер затухания их в скважине при распространении также будут существенно отличаться от характера затухания амплитуды в «свободной воде». На эти обстоятельства справедливо указаны в [4].

В этой связи необходимо рассмотреть физические закономерности генерации упругих импульсов в акустическом волноводе мощными плазменными сгустками. В частности – установить зависимости амплитудно-временных параметров акустических импульсов от величины вводимой энергии, изучить характер их затухания и деформации при распространении вдоль волновода на значительное расстояние. Это связано с тем, что при распространении звука в трубе в пристеночном слое жидкости возникает большой градиент касательной составляющей скорости, что приведет к вязкой диссипации энергии [8]. Поставленные задачи решались численными методами. Следует отметить, что аналогичные вопросы рассматривались в работе [9], в которой приведено аналитическое решение для некоторых частных случаев ввода энергии.

Исходным уравнением для решения данной задачи является уравнение, описывающее закон сохранения энергии. Энергия E , выделяемая в полости за счет инъекции в жидкость плазменного сгустка, затрачивается на сообщение внутренней энергии W и совершение работы A над жидкостью при расширении полости:

$$W + A = E. \quad (5)$$

Это уравнение верно в случае пренебрежения потерь энергии за счет лучистого и электронного механизмов теплопроводности. Действительно, парогазовую полость можно рассматривать как однородную плазму, имеющую резкую границу с холодной жидкостью и металлическими стенками. Если взять начальный характерный размер полости $x_0 \sim \text{см}$ и температуру газа $\sim 2000 \text{ К}$, то коэффициент температуропроводности оказывается равным $\chi \approx 0,1 \text{ см}^2/\text{с}$ [10]. Тогда характерное время

процессов теплопроводности $\tau_T \sim \frac{x_0^2}{\chi} \approx 10 \text{ с}$, что превышает время ввода энергии τ_p (длительность плазменного сгустка) на несколько порядков.

Поэтому члены, входящие в уравнение (5), могут быть записаны следующим образом:

$$W = \frac{pV}{\gamma - 1}, \quad (6)$$

это следует из [3], где показано, что внутренняя энергия плазмы приближенно может быть записана обычным выражением для энергии идеального газа. Здесь p и V – объем и давление в цилиндрической парогазовой полости, γ – эффективное значение показателя адиабаты ($\gamma \approx 1,26$).

Работа расширения полости

$$A = \int_{V_0}^{V} (p - p_0) dV = \int_{x_0}^x (p - p_0) S_0 dx, \quad (7)$$

где p_0 – гидростатическое давление в жидкости; S_0 – площадь поперечного сечения трубы; x_0 и x – начальная и текущая продольные координаты.

Если предположить, что закон выделения энергии плазменной пушкой близок к синусоидальному, что подтверждается экспериментальными данными многих авторов, тогда закон ввода энергии в жидкость может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} E(t) &= \frac{\pi E_0}{2\tau_p} \int_0^t (1 - \Theta(t - \tau_p)) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_p}\right) dt = \\ &= \frac{\pi E_0}{2\tau_p} \left[\int_0^{\tau_p} (1 - \Theta(t - \tau_p)) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_p}\right) dt + \right. \\ &\quad \left. + \int_{\tau_p}^t (1 - \Theta(t - \tau_p)) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_p}\right) dt \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Theta(t)$ – функция Хевисайда. Здесь E_0 – полная энергия, выделяемая в парогазовой полости.

Следует отметить, что давление в полости равно давлению на границе раздела двух сред (газ–жидкость), движущейся со скоростью $\mathcal{G} = \frac{dx}{dt}$, и может быть записано в виде

$$p = p_0 + \rho c \mathcal{G} = p_0 + \rho c \frac{dx}{dt}. \quad (9)$$

Таким образом, система уравнений (5-9) позволяет при заданных начальных параметрах определить закон расширения парогазовой полости, давление внутри нее, а также форму излучаемого импульса.

Ниже представлены результаты численных расчетов.

На графиках Рис.1 показаны зависимости движения фронта парогазовой полости в скважине – $x(t)$, при значениях выделенной энергии 5; 10 и 40 кДж, начальных значениях координаты $x_0 = 1 \text{ см}$ и $S_0 = 78,5 \text{ см}^2$. На Рис.2 приведены зависимости

давления в полости (т.е. амплитуды волны излучения) от времени, полученные при тех же параметрах E_0 , x_0 и S_0 . Характерным для всех зависимостей является отсутствие процесса пульсации парогазовой полости: присутствует только импульс разряжения и отсутствует импульс сжатия. Это полностью согласуется с особенностью излучения плоской диафрагмы в трубе (поршень в трубе), для которой присоединенная масса среды равна нулю [11,12]. Анализ представленных графиков показывает, что амплитуда излучаемого импульса оказывается пропорциональна выделенной энергии.

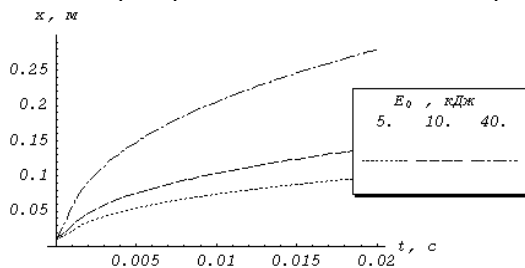


Рис.1. Зависимости движения фронта парогазовой полости в скважине – $x(t)$, при различных значениях выделенной энергии

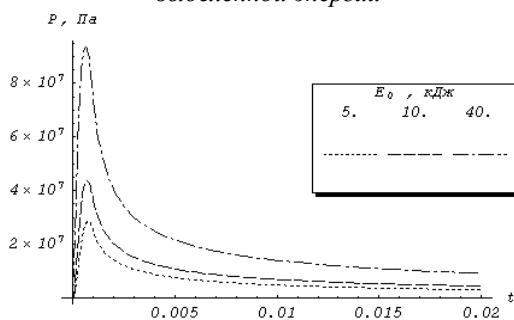


Рис.2. Зависимости давления в полости от времени при различных значениях выделенной энергии

Существенное влияние на амплитуду волны излучения оказывает наличие начального объема в полости $S_0 x_0$. На графиках Рис.3 представлены импульсы волн излучения при значении введенной энергии 20 кДж и начальных координатах полости $x_0 = 0, 1, 5$ см.

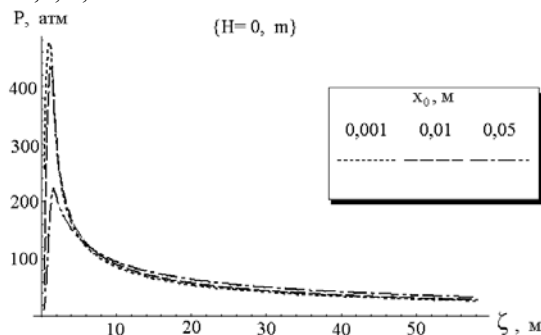


Рис.3. Импульсы волн излучения при значении введенной энергии 20 кДж и различных начальных координатах

Следует отметить, что на этом и последующих графиках изменение амплитуды приведено в зависимости от координаты ζ . Т.е. фактически

представлена не длительность импульса, а его длина. Из полученных результатов следует, что для увеличения амплитуды импульса начальную координату (т.е. начальный объем полости) целесообразно уменьшать. Однако пределом начального объема является тот, который обеспечивает работу излучателя в режиме линейной акустики при заданном законе ввода энергии в полость, который определяется параметрами: E_{max} , τ_p – длительностью импульса, $\frac{dE}{dt}$ – скоростью ввода энергии. При этом скорость движения фронта цилиндрической парогазовой полости, или максимальная скорость частиц жидкости $\frac{dx}{dt}$, не должна превышать скорость звука в среде. В противном случае возникает ударная волна, диссипация которой приводит к ее поглощению и выделению тепла на незначительном расстоянии от излучателя.

Интересным представляется изучение затухания интенсивного акустического импульса при распространении его в водонаполненной скважине на значительную глубину $\sim 10^3$ м и более. Для этого возбуждаемый импульс подвергался Фурье-разложению. Предполагалось, что каждая гармоника затухает лишь с характерным для нее коэффициентом затухания. Поскольку при распространении в трубе основная доля поглощения обусловлена эффектом, связанным с наличием стенок, то коэффициент поглощения принимался равным [8]:

$$\gamma = \frac{\sqrt{\omega}}{\sqrt{2}Rc} \left[\sqrt{\nu} + \left(\frac{C_p}{C_v} - 1 \right) \sqrt{\chi_a} \right], \quad (10)$$

где ω – частота гармоники; R – радиус трубы; ν – коэффициент кинетической вязкости жидкости; C_p и C_v – теплоемкости жидкости при постоянном давлении и объеме; χ_a – коэффициент температуропроводности жидкости. После этого с помощью обратного Фурье-преобразования восстанавливалась форма импульса.

На графиках Рис.4 показаны амплитудно-пространственные характеристики импульсов на глубинах 0; 1 и 3 км для различных энергий, вводимых в парогазовую полость.

Из приведенных результатов следует, что максимальная амплитуда импульсов уменьшается почти в 10 раз. Однако при данном способе их генерации амплитуда на глубине даже 3 км остается значительной и достигает величины 30...100 атм.

Таким образом, результат численного моделирования процессов генерации упругих импульсов при инъекции мощных плазменных ступков в акустический волновод сводится к следующему:

1. Предложена и обоснована система уравнений, позволяющая описывать работу генератора акустических импульсов в среде с цилиндрической геометрией.
2. Установлено, что динамика парогазовой

полости в системе с цилиндрической геометрией и параметры излучаемого импульса существенно отличаются от аналогичных параметров, реализуемых при работе подобных генераторов в неограниченной среде – в «открытой воде» с идентичными энергетическими характеристиками.

3. Важно отметить, что при вводе энергии в акустический волновод существует более сильная зависимость максимального давления генерируемого импульса от величины выделенной энергии, чем в сферической неограниченной системе. В данном случае эта зависимость линейна.

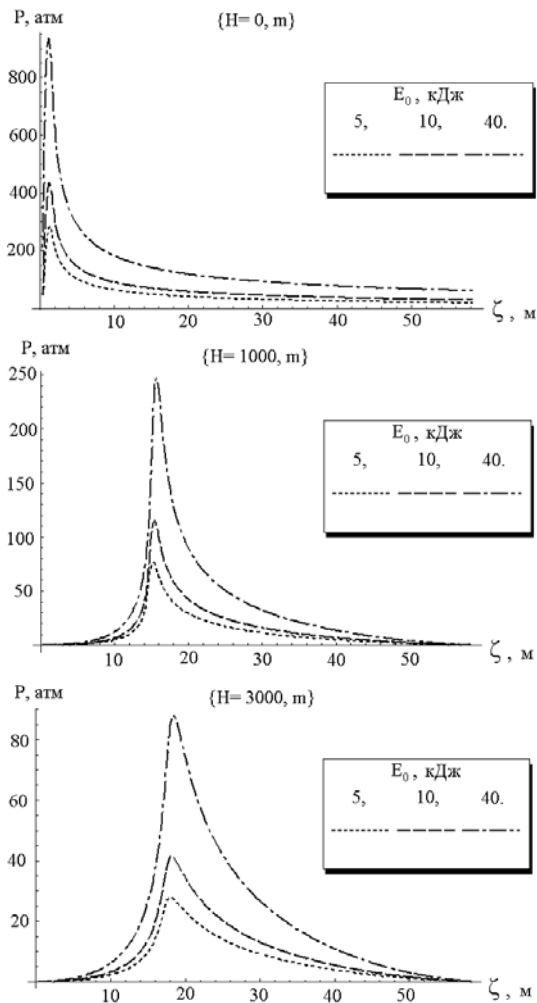


Рис. 4. Амплитудно-пространственные характеристики импульсов на глубинах 0; 1 и 3 км

для различных энергий, вводимых в парогазовую полость

4. Максимальная амплитуда возбуждаемого акустического импульса в водонаполненной скважине на глубине до 3 км при использовании мощной плазменной пушки может достигать значительной величины – 30...100 атм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х.Р. Коул. *Подводные взрывы* / Пер.с англ. М.: «Издательство иностранной литературы», 1950, 520 с.
2. Ю.С. Яковлев. *Гидродинамика взрыва*. Л.: «Судпромгиз», 1961, 320 с.
3. К.А. Наугольных, Н.А. Рой. *Электрические разряды в воде*. М.: «Наука», 1971, 155 с.
4. М.Л. Владов. *Сейсмоакустические многоволновые исследования в водонаполненных скважинах с помощью электроискрового источника упругих волн*: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ им. М.В.Ломоносова, 2003,
5. Л.Я. Минько. *Получение и исследование импульсных плазменных потоков*. Минск: «Наука и техника», 1970, 235 с.
6. И.А. Глебов, Ф.Г. Рутберг. *Мощные генераторы плазмы*. М.: «Энергоатомиздат», 1985, 235 с.
7. Ю.Е. Коляда. Генерация акустических полей при инъекции плотных плазменных сгустков в жидкость // *Доклады национальной академии наук Украины*. 1999, №6, с.91-95.
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Гидродинамика*. М.: «Наука», 1986, т.6, 486 с.
9. С.М. Андоньев, В.А. Баранник, Л.М. Гербер, В.И. Карась, А.М. Косевич. Рост парового пузыря в трубе // *Инженерно-физический журнал*. 1970, т.19, №2, с.350-351.
10. *Теплофизический справочник*. М.: «Высшая школа», 1976, 800 с.
11. А.В. Римский-Корсаков, В.С. Ямщиков, В.И. Жулин, В.И. Рехтман. *Акустические подводные низкочастотные излучатели*. Л.: «Судостроение», 1984, 184 с.
12. Г.С. Горелик. *Колебания и волны*. М.: «Физматгиз», 1959, 474 с.

Статья поступила в редакцию 08.05.2008 г.

EXCITATION OF ELASTIC PULSES BY POWERFUL PLASMOIDS IN THE ACOUSTIC WAVEGUIDE

Yu.E. Koljada, V.I. Fedun

Excitation of elastic pulses is studied in the acoustic waveguide filled with a fluid, at injection in it of the dense plasmoids. The combined equations are noted, its solution allows to present dynamics of shaping of oscillated pulses, and also to drive their amplitude-time characteristics depending on energy parameters of injected plasmoids. Extending of oscillated pulses through the acoustic waveguide on the considerable distances is studied. The problem is solved numerically in approach of linear acoustics.

ЗБУДЖЕННЯ ПРУЖНИХ ІМПУЛЬСІВ ПОТУЖНИМИ ПЛАЗМОВИМИ ЗГУСТКАМИ В АКУСТИЧНОМУ ХВИЛЕВОДІ

Ю.Є. Коляда, В.І. Федун

Розглянуто збудження пружних імпульсів в акустичному хвилеводі, заповненому рідиною, при інжекції в нього щільних плазмових згустків. Записано систему рівнянь, розв'язок яких дозволяє описати динаміку формування генерованих імпульсів, а також керувати їхніми амплітудно-часовими характеристиками залежно від енергетичних параметрів інjektуємих плазмових згустків. Вивчено поширення генерованих імпульсів в акустичному хвилеводі на значні відстані. Задача вирішена чисельно в наближенні лінійної акустики.