

Оригинальная статья

УДК 502/504:627.8:593

DOI: 10.26897/1997-6011-2021-4-52-57

ВОЗДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ИНЕРТНЫХ СРЕДАХ НА ЭКСПЛУАТАЦИОННУЮ НАДЕЖНОСТЬ НИЗКОНАПОРНЫХ ГРУНТОВЫХ ПЛОТИН

АНДРЕЕВ ЕВГЕНИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ, канд. техн. наук, доцент

andreev-rf@mail.ru

РАНХиГС. Институт государственной службы и управления; 119571, г. Москва, проспект Вернадского, 82, стр. 1, офис 3329, Россия

В период эксплуатации напорных гидротехнических сооружений возникает объективная необходимость в обеспечении их безопасности и надежности. В случае воздействия нестационарных нагрузок на гидротехнические сооружения они могут быть либо серьезно повреждены, либо разрушены. Как один из нестационарных воздействий, может быть рассмотрен направленный взрыв на теле гидротехнического сооружения либо в непосредственной близости от него. При значительных числах Маха за фронтом ударных волн происходят процессы возбуждения внутренних степеней свободы молекул, ионизации и диссоциации молекул газа и их рекомбинации. Течение этих процессов обусловлено почти десятикратным сжатием газа в момент взрыва и его нагрева относительно комнатной температуры порядка 10^4 К. Применение приближенных и численных методов является следствием трудностей, связанных с необходимостью решения нелинейных уравнений газодинамики, с одновременным применением релаксационных уравнений и уравнений химической кинетики при оценке последствий взрывов низконапорных грунтовых гидротехнических сооружений.

Ключевые слова: напорные грунтовые сооружения, неэксплуатационные нагрузки на гидротехнические сооружения, физико-механические свойства грунтов, ударная волна, температурный режим, фронт ударной волны, газодинамический взрыв, излучение, контактная поверхность, откос гидротехнического сооружения

Формат цитирования: Андреев Е.В. Воздействия ударных волн в инертных средах на эксплуатационную надежность низконапорных грунтовых плотин // Природообустройство. – 2021. – № 4. – С. 52-57. DOI: 10.26897/1997-6011-2021-4-52-57.

© Андреев Е.В., 2021

Original article

IMPACT OF SHOCK WAVES IN INERT MEDIA ON THE OPERATIONAL RELIABILITY OF LOW-PRESSURE EARTH DAMS

ANDREEV EVGENIJ VLADIMIROVICH, candidate of technical sciences, associate professor

andreev-rf@mail.ru

RANEPA. Institute of Public Service and Management; 119571, the Russian Federation, Moscow, Vernadskogo Ave., 82–1, office 3329

During the operation of pressure hydraulic structures, there is an objective need to ensure their safety and reliability. In the case of non-stationary loads on hydraulic structures, they can be either seriously damaged or destroyed. One of the non-stationary effects can be considered a directed explosion on the body of a hydraulic structure or in the immediate vicinity of it. At significant Mach numbers, the processes of excitation of the internal degrees of freedom of molecules, ionization and dissociation of gas molecules, and their recombination occur behind the shock wave front. The course of these processes is due to the almost tenfold compression of the gas at the time of the explosion and its heating relative to the room temperature of the order of 10^4 K. The use of approximate and numerical methods is a consequence of the difficulties associated with the need

to solve nonlinear equations of gas dynamics, with the simultaneous use of relaxation equations and equations of chemical kinetics at the same time.

Keywords: pressure earth structures, non-operation allloads on hydraulic structures, physical and mechanical properties of soils, shockwave, temperature regime, shockwavefront, gas-dynamic explosion, radiation, contact surface, slope of hydraulic structures

Format of citation: Andreev E.V. Impact of shock waves in inert media on the operational reliability of low-pressure earth dams // Prirodobustrojstvo. – 2021. – № 4. – S. 52-57. DOI: 10.26897/1997-6011-2021-4-52-57

Введение. Гидротехнические сооружения представляют собой объекты повышенной опасности, поэтому на сегодняшний день весьма актуальной задачей является обеспечение соответствующих мер по их защите и контролю за остаточным эксплуатационным ресурсом в случае воздействия на них нестационарных кратковременных нагрузок.

При значительных числах Маха за фронтом ударных волн происходят процессы возбуждения внутренних степеней свободы молекул, ионизации и диссоциации молекул газа и их рекомбинации. Течение этих процессов обусловлено почти десятикратным сжатием газа в момент взрыва и его нагрева относительно комнатной температуры порядка 10^4 К. Применение приближенных и численных методов является следствием трудностей, связанных с необходимостью решения нелинейных уравнений газодинамики, с одновременным применением релаксационных уравнений и уравнений химической кинетики при оценке последствий взрывов низконапорных грунтовых плотин [1].

В достаточной степени проведены исследования по распространению ударных волн при точечных взрывах, в случае возникновения которых можно предположить, что масса образующихся в результате взрыва продуктов ничтожно мала одновременно с тем, что энергия, высвобождаемая зарядом, конечна. Автомодельная задача о силе точечного взрыва была достаточно точно решена Л.И. Седовым [2] и Тейлором [3].

Достаточно полно описаны также процессы в случае разлета лазерной плазмы, способной образовываться при фокусировании мощных лазерных излучений при точечных взрывах. Лазерная плазма, возникающая в газе в результате оптического пробоя, наступающего в результате достижения пороговой интенсивности лазерного излучения $F_{п}$, пропорциональна $lw^2/(tp_0)$, где L – уровень потенциала молекул газа; w – частота излучения лазера; τ – длительность прямоугольного лазерного импульса; p_0 – начальное давление газа [4]. Наступление лазерного пробоя в газах возможно при наступлении меньших

значений F , например, когда происходит фокусировка около откоса или гребня гидротехнического сооружения. Данное явление классифицируется как низкороговый пробой, будучи впервые установлено в работе [5].

Материалы и методы исследований. Процесс лазерного взрыва является многоэтапным: для первого этапа характерен разлет плазмы от начала лазерного импульса и до времени его окончания; второй этап описывается как течение газа с автономным распределением волны; начало третьего этапа характеризуется уравниванием давлений на фронте ударной волны p_1 с начальным давлением газа p_0 , то есть p_1 становится порядка $[(\gamma + 1)/(\gamma - 1)] p_0$; на значительно поздних стадиях распространения ударной волны [5, 6].

При рассмотрении первого этапа течения становится ясно, что образовавшаяся при пробое плазма поглощает лазерное излучение. Такое поглощение обусловлено эффектом обратного торможения, в ходе которого происходит поглощение свободным электроном фотона в поле атома, молекулы или иона. На начальной стадии взаимодействие электрона с излучением происходит в поле нейтральных атомов и молекул, потому что при низкой температуре газа мало ионов. В дальнейшем, при выравнивании паритета нейтральных атомов и ионов, преобладающую роль играет поглощение в поле ионов. При увеличении температуры возрастает плотность электронов, и вместе с этим – коэффициент поглощения. Однако в результате расширения плазмы резко падает ее плотность до критических значений.

Процессы формирования лазерной плазмы и динамики ее распространения определяются механизмами формирования и распространения поглощающих волн. В данном случае можно рассмотреть несколько таких механизмов: лучистый теплообмен, ударная волна и теплопроводность. Распространение волны поглощения в данном случае происходит за счет механизма, обеспечивающего максимальную скорость её перемещения и воздействия на напорное гидротехническое

сооружение. Режимы распространения волн поглощения исследованы в работах [5].

Режим световой детонации является одним из самых распространенных. Распространение сильной ударной волны в газовой среде происходит от места оптического пробоя. Нагрев и ионизация газа происходят за фронтом ударной волны, приобретая вместе с тем способность лазерного излучения. Поглощение лазерного излучения происходит за фронтом ударной волны в тонком слое плазмы (рис. 1) [7, 8].

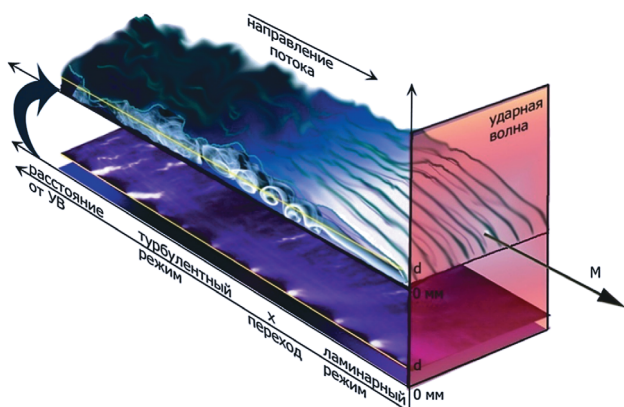


Рис. 1. Схема инициирования поверхностного наносекундного разряда в пограничном слое за ударной волной

Fig. 1. Scheme of initiation of surface nanosecond discharge in the boundary layer behind the shock wave

На рисунке 2 представлен теневой снимок взаимодействия плазменного листа с ударной волной [7, 8]. Фронт ударной волны значительно опережает остальные участки сферической волны. При условии, что плотность потока будет неизменна, мощности излучения и скорости ударной волны постоянны и могут определяться условием Жуге.

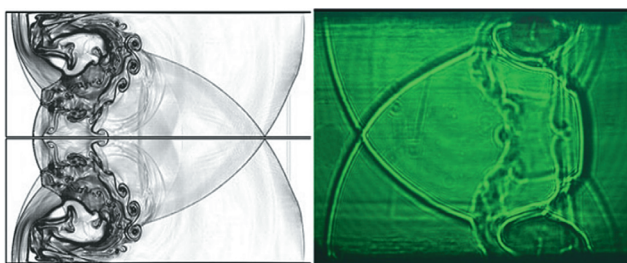


Рис. 2. Теневой снимок и численный расчет ударно-волновой конфигурации при взаимодействии плазменного листа с ударной волной

Fig. 2. Shadow image and numerical calculation of shock wave configuration at interaction of plasma sheet with shock wave

$$D = \{2(\gamma^2 - 1) F / \rho_1\}^{1/3} \quad (1)$$

Движение ударной волны поддерживается за счет излучения лазера, выделяемого за фронтом ударной волны. Данный процесс схож с детонационными волнами в газах с той лишь разницей, что энергия детонационной волны поддерживается за счет образования химических реакций, а световая детонация – за счет энергии лазерного излучения. В зависимости от механизма распространения ударной волны, кроме режима световой детонации, могут реализовываться разные режимы ее распространения, в том числе по принципу поглощения лазерного излучения. Возникновение дозвуковой радиационной ударной волны возможно, если ударная волна прозрачна для воздействия лазерного излучения, которое впоследствии поглощается плазмой. При реализации данного сценария перемещение плазменного фронта в газовой среде, перемещающемся за фронтом ударной волны, происходит с дозвуковыми скоростями.

В случае высоких показателей интенсивности лазерного излучения происходит сверхзвуковая реализация радиационной волны. Это возможно за счет того, что становится более эффективным фронт поглощения в сравнении с гидродинамическим фронтом. В данном случае скорости волн поглощения значительно выше местных скоростей звука в плазме, ввиду чего происходит опережение радиационного фронта относительно ударной волны. Кроме радиационного механизма, высокую скорость распространения волн поглощения, по сравнению со световой детонацией, может обеспечить при больших температурах (больших 100 эВ) механизм электронной теплопроводности. В работе [8] выявлено перед фронтом ударной волны наличие прогревного слоя, который вызывается электронной теплопроводностью.

Необходимо отметить схожесть газодинамических взрывов с процессами, происходящими после окончания лазерного импульса. В результате экспериментов [9-11] было установлено, что динамика фронта сильной ударной волны, образованной при фокусировании мощного лазерного излучения на твердую мишень, в атмосфере газа с низким давлением хорошо описывается автомодельным решением Л.И. Седова.

Если все параметры зависят от одной размерной комбинации $[E/\rho] = \text{см}^5 \text{кс}^{-2}$, то движение газа будет автомодельным. В данную зависимость также входит расстояние от центра взрыва R и время t .

Распределение параметров газа по радиусу зависит от безразмерной переменной $\xi = R\{\rho_0(Et^2)\}^{1/5}$.

Распространение фронта ударной волны можно описать выражением

$$R = \xi_0 (E/\rho_0)^{1/5} t^{2/5}. \quad (2)$$

В данном случае будет наблюдаться соответствие значения переменной $\xi = \xi_0$ фронту ударной волны, тогда как скорость распространения ударной волны –

$$D = dR/dt = 2/5 \xi_0 (E/\rho_0)^{1/5} t^{-3/5} = 2/5 \xi_0^{5/2} R^{-3/2}. \quad (3)$$

Уменьшение давления на фронте ударной волны происходит следующим образом:

$$p_1 \sim \rho_0 (E/\rho_0)^{2/5} t^{-6/5} \sim E/R^3. \quad (4)$$

В данном случае особенностью течения газа является значительное снижение плотности от фронта ударной волны к центральной части взрыва. Уменьшение температуры происходит от центральной части взрыва по закону $T \sim R^{2-7}$. Давление остается постоянным по всей области взрыва после резкого снижения за фронтом ударной волны.

Справедливость теории сильного точечного взрыва подтверждается лишь в области, в которой давлением невозмущенного газа можно пренебречь по отношению к величине давления за фронтом ударной волны. Данная область определяется как сфера с начальной энергией сравнимой с энергией, взрыва $R = (E/\rho_0)^{1/3}$. Автомодельное решение теряет свою силу по мере ослабления ударной волны. В то же время значительную роль играет собственная энергия газа, который в свою очередь вовлекается в движение ударной волной.

Стоит принять во внимание, что образующееся в течении лазерного импульса волна поглощения существует лишь на малом участке фронта разлетающейся плазмы. Это в свою очередь может привести к существенному изменению сферической симметрии взрыва. Данное обстоятельство оказывает значительное воздействие на газодинамический процесс сразу после окончания лазерного импульса. В ходе экспериментальных данных для рубинового лазера было выявлено, что воздействие волн поглощения значительным образом сказывается на динамике взрыва $F \geq 10^{10}$ Вт/см².

В ходе экспериментальных исследований поля течения лазерной плазмы во многих работах наблюдаются светящиеся фронты возмущений, которые распространяются внутри плазмы в направлении мишеней навстречу потоку плазмы. Авторами работ в данной области дается различная оценка. Одни авторы отождествляют светящийся фронт с вторичной

ударной волной, образуемой при сферическом распространении плазмы в пространстве от точки взрыва конечного объема и массы. В других источниках фронт возмущения описывается как волна, поглощающая лазерное излучение, возникающая при просветлении плазмы в ходе ее расширения.

В ходе анализа экспериментальных данных выявлено, что возникновение возмущений внутри плазмы при лазерном взрыве, распространяющихся в сторону поверхности гидротехнического сооружения и навстречу плазме, в большинстве случаев зависят от состояния поверхности гидротехнического сооружения. При длительных воздействиях на поверхность гидротехнического сооружения на отделке откосов или теле плотины могут образовываться кратеры в области пятен фокусировки.

Результаты. Анализ экспериментальных данных и регистрации динамики разлета лазерной плазмы с учетом кратеров различных характерных размеров показывает, что главным механизмом образования возмущений внутри потока плазмы является исход плазмы из образовавшегося кратера со сверхзвуковой скоростью. В работе [9] проведены подробные исследования тепловых и газодинамических процессов, развивающихся вблизи поверхности гидротехнического сооружения на временном интервале t после завершения лазерного импульса, в процессе вырождения лазерной волны в звуковую.

Создание плазмы происходило путем фокусировки излучения рубинового лазера по поверхность, состоящую из графита с выдержанной продолжительностью импульса 20 нс и энергией $E = 0,01 \div 1$ Дж. Было выявлено, что на интервалах времени, равных $t = 10$ мкс, температура в центральной части разогретой области может составлять свыше 3500 К.

Вследствие такого состояния графит испаряется, и возникает массовый импульс, что обеспечивает подъем нагретой области со скоростью, в значительной степени превышающей скорость свободной конвекции. Наибольшая скорость газа у поверхности графита при $t = 20$ мкс достигает 60 м/с. По прошествии времени происходит снижение скорости, и примерно через 3 мс скорость подъема верхней границы тепловой неоднородности составляет примерно 1 м/с. Образование тороидального вихря происходит в центральной части нагретой области, эпицентр которого в свою очередь располагается рядом с областью высоких температур.

В результате подрывов зарядов конденсированных взрывчатых веществ в теле напорного грунтового сооружения может возникать

неустойчивое течение, в котором наряду с основной ударной волной могут образовываться дополнительные поверхности разрыва.

Чтобы проанализировать процессы ударного нагружения в газообразных, жидких и твердых телах, необходимо прибегнуть к законам распространения и образования ударных волн в разных средах. Для примера можно рассмотреть процесс взрыва конденсированных взрывчатых веществ в воздушной среде около поверхности гидротехнического сооружения.

У поверхности откоса гидротехнического сооружения в объеме относительно сухого атмосферного воздуха содержится 78,08% азота, 20,95% кислорода, 0,93% аргона, примерно 0,03% углекислого газа, 0,01% водорода, неона, гелия и других веществ, вместе взятых. На уровне океана в невозмущенной среде считается, что давление $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Па, плотность $\rho_0 = 1,227$ кг/м³, температура $T_0 = 288$ К, скорость звука $c_0 = 340$ м/с. При изменении температуры плотность воздуха изменяется по закону $\rho/\rho_0 = 288/T$. Плотность влажного воздуха по отношению к сухому при одинаковых давлениях и температурной среде определяется по соотношению

$$\rho/\rho_0 = 1 - 0,378\tau/(622 + \gamma), \quad (5)$$

где τ – относительная влажность воздуха ($\tau \leq 1$); γ – влагосодержание при полном насыщении, измеряемой в граммах водяного пара, содержащегося в 1 кг сухого воздуха. Скорость звука в невозмущенном воздухе имеет зависимость от его температуры и определяется по формуле:

$$c_0 = 331 (1 + T_0/546), \quad (6)$$

где $T_0, ^\circ\text{C}$ – температура воздуха.

На рисунке 3 показана $r-t$ – диаграмма процесса взрыва сферического заряда. При выходе детонационной волны на поверхность заряда в момент времени t_d от начала центрального инициирования в воздухе происходит образование волны, а волна разрежения соответственно пройдет по продуктам взрыва. Значение изотропа воздуха в значительной степени ниже, чем у продуктов взрыва, что в свою очередь может приводить к быстрому падению давления в продуктах взрыва при их расширении. В результате одномерных взрывов после нескольких взаимодействий волн разрежения образуется ударная волна, имеющая ход против течения. В результате сферических взрывов такие вторичные ударные волны могут образовываться сразу после возникновения основных ударных волн на хвосте волны разрежения, в то время когда течение становится существенно неоднородным.

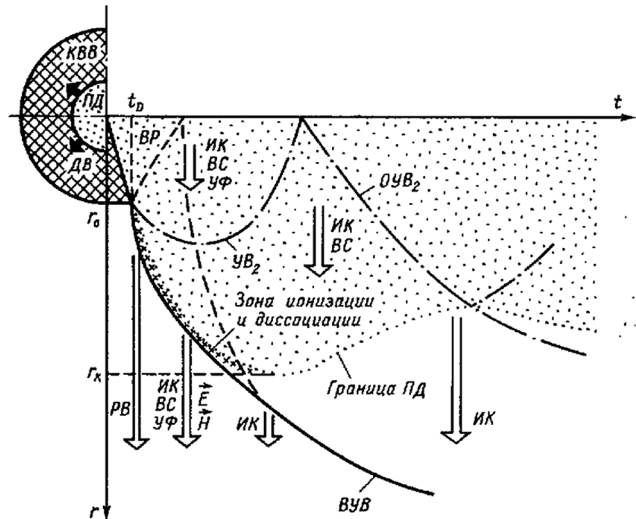


Рис. 3. Диаграмма процессов распространения ударных волн:

- $r-t$ – диаграмма процесса;
 РВ – радиоволновой диапазон;
 ИК – инфракрасное излучение;
 ВС – видимый спектр;
 УФ – ультрафиолетовое излучение;
 УВ₂ – вторичная ударная волна;
 ОУВ₂ – отраженная вторичная ударная волна;
 ВР – волна разгрузки;
 ПД – продукты детонации; r_0 – радиус заряда

Fig. 3. Diagram of the processes of propagation of shock waves:

- $r-t$ – process diagram; РВ – radio wave range;
 ИК – infrared radiation; ВС – visible spectrum;
 УФ – ultraviolet radiation;
 УВ₂ – secondary shock wave;
 ОУВ₂ – reflected secondary shock wave;
 ВР – wave of unloading;
 ПД – detonation products; r_0 – charge radius

Выводы

Интенсивность вторичных ударных волн при распространении по продуктам распада имеет тенденцию непрерывного возрастания. После схлопывания в центре отражения вторичная отраженная волна через некоторый промежуток времени может догнать основную ударную волну. Впервые существование вторичных ударных волн при взрыве конденсированного взрывчатого вещества было обнаружено в численных расчетах и экспериментально показано в работе.

Для типичных конденсированных взрывчатых веществ в начальный момент взаимодействия продуктов распада с воздухом скорость распространения воздушной ударной волны достигнет $(7-9) \cdot 10^3$ м/с, давление на фронте – $(0,07-0,09)$ ГПа, что приводит к нагреву воздуха до температуры $(10-12) \cdot 10^3$ К, процессам частичной ионизации и диссоциации, то есть

к образованию в ближней зоне гидротехнического сооружения холодной, неравновесной, неполностью ионизированной плазмы. Образующиеся заряженные компоненты порождают квазистатические электрические и магнитные поля с различными напряженностями. После этого давление и температура продуктов распада быстро падают, а зона ионизации

и диссоциации, заключенная между внешней границей продуктов распада и фронтом возвратной ударной волны, фактически исчезает за достаточно короткий промежуток времени: с момента остывания воздуха на фронте ударной волны до падения температуры на контактной поверхности продуктов распада, в данном случае – воздуха до температуры $T10^3 K$.

Библиографический список

1. Физика взрыва Т. 1. / С.Г. Андреев, А.В. Бабкин, Ф.А. Баум и др. – М.: Физматлит, 2004. — 400 с.
2. **Седов Л.И.** О некоторых неустановившихся движениях сжимаемой жидкости // Прикладная математика и механика. – 1945. – Т. 9. Вып. 4. – С. 293-311.
3. **Taylor G.** The formation of a blast wave by a very intense explosion. // Proc. Roy. Soc. 1950. V. 201. P. – 175-186.
4. **Рэди Дж.** Действие мощного лазерного излучения. – М.: Мир, 1974. – 468 с.
5. Механика сплошной среды. – М.: Изд-во Ленанд, 2018. – 560 с.
6. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теоретическая физика: учебное пособие: в 10 т. Т. 1. Механика. 4-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ. – мат. лит., 1988. – 216 с.
7. **Седов Л.И.** Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1967. – 440 с.
8. **Ионов В.Н., Селиванов В.В.** Прикладная механика сплошных сред. Т. 2. Механика разрушения деформируемого тела. – М.: МГТУ имени Н.Э. Баумана, 2006. – 320 с.
9. **Зельдович Я.Б.** Теория ударных волн и введение в газодинамику. – М., Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотичная динамика», 2002. – 86 с.
10. **Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений: практ. пособие. – 3-е изд., испр. – М.: Физматлит, 2008. – 653 с.
11. **Фомин В.М., Яковлев В.И.** Энергообмен в сверхзвуковых газоплазменных течениях с ударными волнами. – М.: Физматлит, 2017. – 366 с.

Критерии авторства

Андреев Е.В. выполнил теоретические исследования, на основании которых провел обобщение и написал рукопись, имеет на статью авторское право и несёт ответственность за плагиат.

Статья поступила в редакцию 01.06.2021 г.

Одобрена после рецензирования 15.09.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

References

1. Fizika vzryva / Andreev S. G., Babkin A.V., Baum F.A. idr. T. 1. – M.: Fizmatlit, 2004. – 400 s.
2. **Sedov L.I.** O nekotoryh neustanovivshihsvya dvizheniyah szhimaemoj zhidkosti // Priklad. Matematika i mehanika. – 1945. – T. 9, vyp. 4. – S. 293-311.
3. **Taylor G.** The formation of a blast wave by a very intense explosion. // Proc. Roy. Soc. 1950. V. 201. P. – 175-186.
4. **Rady J.** Dejstvie moshchnogo lazernogo izlucheniya. – M.: Mir, 1974. – 468 s.
5. Mehanika sploshnoj sredy. – M.: izd. Lenand, 2018. – 560 s.
6. **Landau L.D., Lifshits E.M.** Teoreticheskaya fizika: ucheb. posobie. V 10-tit. T. 1. Mehanika. 4-eizd., ispr. – M.: Nauka. Gl. red. fiz.-mat. lit., 1988. – 216 s. ISBN5-02-013850-9 (т. 1).
7. **Sedov L.I.** Metody podobiya i razmernosti v mehanike. – M.: Nauka, 1967. – 440 s.
8. **Ionov V.N., Selivanov V.V.** Prikladnaya mehanika sploshnyh sred. Tom 2. Mehanika razruheniya deformiruemogo tela. – M.: MGTU imeni N.E. Baumana, 2006. – 320 s.
9. **Zeldovich Ya.B.** Teoriya udarnykh voln i vvedenie v gazodinamiku. – M., Izhevsk: NITS «Regulyarnaya i haotichnaya dinamika», 2002. – 86 s.
10. **Zeldovich Ya.B., Rizer Yu.P.** Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh yavlenij: prakt.posobie. 3-e izd., ispravl. – M.: Fizmatlit, 2008. – 653 s.
11. **Fomin V.M., Yakovlev V.I.** Energoobmen v sverhzvukovyh gazoplazmennyyh techeniyah s udarnymi volnami. – M.: Fizmatlit, 2017. – 366 s.

Criteria of authorship

Andreev E.V. performed out theoretical studies, on the basis of which he generalized and wrote the manuscript. Andreev E.V. has a copyright on the article and is responsible for plagiarism.

The article was submitted to the editorial office 01.06.2021

Approved after reviewing 15.09.2021

Accepted for publication 24.09.2021