
ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА И АТОМНОЕ МАШИНОСТРОЕНИЕ

УДК 621.039.4

DOI 10.46960/1816-210X_2025_3_67

EDN ZHVKCK

**ПОПЕРЕЧНЫЙ УДАР ЛЕТЯЩЕГО ПРЕДМЕТА
ПО БЕСКОНЕЧНОЙ УПРУГОЙ БАЛКЕ****О.В. Горюнов**ORCID: 0000-0001-6414-8619 e-mail: ovgoriunov@mail.ru

АО «РЭИН Инжиниринг»

*Санкт-Петербург, Россия***С.В. Словцов**ORCID: 0009-0004-7300-507X e-mail: s.slovtsov@mail.ruНаучно-производственное объединение по исследованию
и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова
*Санкт-Петербург, Россия***А.В. Горюнов**ORCID: 0009-0007-2839-6798 e-mail: goryunovav@spb.transneft.ru

ООО «Транснефть-Балтика»

Санкт-Петербург, Россия

Разработан численно аналитический подход, позволяющий оценивать целостность трубопровода при взаимодействии с летящими предметами при нарушении нормальной эксплуатации (разрыв сосуда под давлением, разрушение элементов с вращающимися компонентами и др.), которые могут приводить к дополнительным отказам, ухудшающим состояние блока атомной станции. Представлен метод оценки параметров ударного воздействия летящего предмета на трубопровод ОИАЭ и оценки целостности трубопровода в приближении балки бесконечной длины. На основе теории удара Г. Герца и С.П. Тимошенко для оценки прочности трубопровода при ударе летящего предмета в рамках численно аналитического решения системы уравнений определены основные параметры удара (максимальная сила сжатия, время взаимодействия) и ответной реакции трубопровода на удар (максимальный момент, максимальное напряжений изгиба). Все параметры выражаются через безразмерный параметр Λ , определяемый на основе входных данных задачи, что позволяет не искать решение уравнения для каждого случая ударной нагрузки, при этом экономя временные и ресурсные затраты.

Метод может быть использован в рамках оценки степени повреждения трубопроводов от летящих предметов в рамках работ по обоснованию безопасности для объектов атомной энергетики.

Ключевые слова: объекты использования атомной энергии, оценка целостности трубопровода ОИАЭ, ударное воздействие летящего предмета, балка бесконечной длины, теория Тимошенко, моделирование проектных и запроектных аварий блока АС, обоснование безопасности ОИАЭ.

ДЛЯ ЦИТИРОВАНИЯ: Горюнов, О.В. Поперечный удар летящего предмета по бесконечной упругой балке / О.В. Горюнов, С.В. Словцов, А.В. Горюнов // Труды НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2025. № 3. С. 67-75.
DOI: 10.46960/1816-210X_2025_3_67 EDN: ZHVKCK

TRANSVERSE IMPACT OF FLYING OBJECT ON INFINITE ELASTIC BEAM

O.V. Goryunov

ORCID: **0000-0001-6414-8619** e-mail: **ovgoriunov@mail.ru**

Rusatom Energy International Joint-Stock Company

Saint Petersburg, Russia

S.V. Slovtsov

ORCID: **0009-0004-7300-507X** e-mail: **s.slovtsov@mail.ru**

I.I. Polzunov Scientific and Development Association

on the Research and Design of Power Equipment

Saint Petersburg, Russia

A.V. Goryunov

ORCID: **0009-0007-2839-6798** e-mail: **goryunovav@spb.transneft.ru**

Transneft Baltic LLC

Saint Petersburg, Russia

Abstract. The article presents a numerical analytical approach that allows assessing the integrity of a pipeline when interacting with flying objects during disruption of normal operation (rupture of a pressure vessel, destruction of elements with rotating components, etc.), which can lead to additional failures that worsen the condition of a nuclear power plant unit. A method for assessing the parameters of the impact of a flying object (missile) on a pipeline of nuclear facilities and assessing the integrity of the pipeline in the approximation of a beam of infinite length is presented. The main parameters of the impact (maximum compression force, interaction time) and the response of the pipeline to the impact (maximum moment, maximum bending stress) are determined to assess the strength of the pipeline when impact of a flying object within the framework of a numerical analytical solution of the system of equations based on the impact theory of G. Hertz and S.P. Timoshenko. All parameters are expressed through the dimensionless parameter Λ , determined on the basis of the input data of the problem, which eliminates the need to search for a solution to the equation for each case of impact load, while saving time and resource costs.

The method can be used in the context of assessing the degree of damage to pipelines from flying objects (missiles) as part of work to justify the safety of nuclear power plants.

Key words: nuclear energy facilities power plants, assessment of the integrity of the NPP pipeline, impact of flying object (missiles), infinite elastic beam, Timoshenko theory, modeling of design and post-design accidents and DEC events at a nuclear power plant, safety of nuclear power facilities justifying.

FOR CITATION: O.V. Goryunov, S.V. Slovtsov, A.V. Goryunov. Transverse impact of flying object on infinite elastic beam. Transactions of NNSTU n.a. R.E. Alekseev. 2025. № 3. Pp. 67-75. DOI: 10.46960/1816-210X_2025_3_67 EDN: ZHVKCK

Введение

В рамках процесса проектирования оборудования и трубопроводов систем безопасности и нормальной эксплуатации объектов использования атомной энергии (ОИАЭ) НП-001-15 [1] (п.1.2.14), НП-006-16 [2] (п.3.5.2, п.3.7, п.3.11 и др.), п.12 НП-095-15 [3] регламентируется учет внутренних воздействий и их последствий (нагрузки, комбинации нагрузок), которые могут возникнуть при нормальной эксплуатации, нарушении условий нормальной эксплуатации, проектных и запроектных авариях. Аналогичные требования содержатся и в стандартах МАГАТЭ: Требование 17 SSR 2/1 [4] указывает на необходимость учитывать в проекте ОИАЭ все возможные внутренние воздействия, а SSG-64 [5] представляет более детальное описание воздействий и рекомендации по их анализу. К указанным выше нагрузкам относятся, в частности, ударные воздействия на трубопровод, вызванные летящими телами (missiles), например, удар осколка разрушенного элемента (теплообменника, сосуда под давлением), крышки

арматуры. При этом, если консервативно постулировать отказ трубопровода в виде его полного или частичного разрушения, то, в соответствии с п.1.2.12 НП-001-15 [1], п.п.3.5.1.3, 3.5.2 НП-006-16 [2], необходимо оценить влияние последствий отказа трубопровода (затопление, потеря обеспечения рабочей средой связанных систем, запаривание помещения(ий), нагрузка на элементы здания от повышения давления в помещении(ях), выброс радиоактивных веществ, техногенная катастрофа, загазованность, пожар), идентифицировать перечень зависимых отказов и др. С одной стороны, указанное консервативное допущение снимает необходимость выполнения расчетов целостности трубопровода при ударе, с другой стороны, появляется необходимость выполнения большего объема расчетов, что в ряде случаев может привести к применению дополнительных защитных мер, перепроектированию, что не вполне оправдано.

Для выполнения оценок параметров удара, вызванного летящими телами, а также оценки степени повреждения трубопровода (вмятина, течь, разрыв полным сечением) предлагается использовать инженерный подход, основанный на относительно консервативных допущениях и позволяющий в короткие сроки получать необходимые оценки. Оцененные указанным методом параметры позволяют оптимизировать защитные меры элементов при выявлении случаев, приводящих к нарушению условий безопасной эксплуатации объекта.

Полноценный численный расчет указанного события является достаточно трудозатратным как по времени, так и по ресурсам, а с учетом необходимости рассмотрения нескольких десятков/сотен потенциальных источников летящих тел и трубопроводов, подвергающихся ударному воздействию – неоптимальным методом. Более перспективным представляется аналитический подход, который позволяет получать функциональные зависимости и использовать их для указанных оценок. В научно-технической литературе представленная задача не рассматривалась, что делает ее решение актуальным.

Целью настоящей работы является получение зависимостей, позволяющих оценить параметры удара и верифицировать целостность трубопровода для учета в рамках работ по обоснованию безопасности объектов атомной энергетики.

Теория удара

В основе современной теории удара лежат результаты двух основополагающих работ: Г. Герца [3] и С.П. Тимошенко [4]. Теория С.П. Тимошенко, объединяя положения теории Сен-Венана и Герца, учитывает местные деформации. Закон Герца определяет зависимость между силой и деформацией, которая определяет статическое сжатие двух изотропных упругих тел, поверхности которых могут быть аппроксимированы вблизи точки контакта двумя параболоидами. В этом случае оба тела будут испытывать относительное вдавливание в районе точки соударения. Две точки M_1 и M_2 первого и второго тел, расположенные в области, примыкающей к точке контакта O , вследствие деформации переместятся на векторы $\mathbf{u}_1(O) + \mathbf{u}_1$ и $\mathbf{u}_2(O) + \mathbf{u}_2$ соответственно. Поступательное перемещение (сближение тел) $\lambda = \mathbf{u}_1(O) - \mathbf{u}_2(O)$ точек первоначального касания тел (равнозначно – точек центра инерции) характеризует их взаимное перемещение в целом. Каждое тело перемещается по направлению к другому как жесткое целое, так как в недеформирующейся части тела взаимное расположение точек не изменится: можно считать, что точки, лежащие вне области контакта, совершают только одинаковые перемещения сближения. При вычислениях учитываются лишь местные деформации, которые считаются статическими, остальные деформации игнорируются, также предполагается, что продолжительность удара значительно превосходит время прохождения в прямом обратном направлениях упругих волн по сталкивающимся телам ($t_{\max} \gg L/c$).

В соответствии с теорией Герца, зависимость между сближением $\lambda(t)$ и силой контактного давления $q(t)$ имеет вид [3, 5]:

$$\lambda = k \cdot q^{2/3} \quad (1)$$

Коэффициент k , $[м \cdot Н^{-2/3}]$ определяется выражением [6, 7]

$$k = \left(\frac{2\theta}{\pi \bar{E}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{K(\theta) - E(\theta)}{2M} \right)^{-1/3} K(\theta)$$

где $\bar{E}$ — эффективный модуль Юнга, определяемый выражением $\frac{1}{\bar{E}} = \frac{3}{4} \left(\frac{1-v_1^2}{E_1} + \frac{1-v_2^2}{E_2} \right)$; M и N — главные значения суммы тензоров, определяющих уравнения поверхностей вблизи точки касания $\frac{\partial^2 F}{\partial x_\alpha \partial x_\beta}$; $K(x) = \int_0^{\pi/2} \frac{dz}{\sqrt{1-x^2 \sin^2 z}}$ — эллиптический интеграл 1-го рода; $E(x) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-x^2 \sin^2 z} dz$ — эллиптический интеграл 2-го рода; значение эксцентриситета эллипса¹ Θ определяется на основе уравнения:

$$\frac{N}{M} = \frac{\theta^2 \frac{K(\theta)}{K(\theta)-E(\theta)} - 1}{1 - \theta^2}$$

Отдельно отметим, что для случая соприкосновения цилиндров радиусов R_1 и R_2 ($R_1 \geq R_2$) со взаимно перпендикулярными осями:

$$M = (2R_1)^{-1}, N = (2R_2)^{-1};$$

Для соприкосновения шара радиуса R_1 с цилиндром радиуса R_2

$$M = (2R_1)^{-1}, N = \frac{1}{2} (1/R_1 + 1/R_2),$$

Для контакта двух сфер с радиусами R_1, R_2 :

$$M = (2R_1)^{-1}, N = (2R_2)^{-1}$$

Поле давления в области контакта описывается выражением:

$$P(x, y) = \frac{3q}{2\pi AB} \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2} - \frac{y^2}{B^2}}$$

где A, B — полуоси эллипса; x, y — координаты локальной системы координат в области контакта ударяющихся тел.

В [8, 9] отмечается, что модель Герца дает результаты, хорошо совпадающие с экспериментом, если продолжительность удара значительно больше наибольшего периода свободных колебаний, соударяющихся тел. Также ограничением применения теории Герца является достижение пластических деформаций. Методика С.П. Тимошенко предполагает составление интегрального уравнения для определения основных характеристик удара. Рассмотрим падение груза массой M на упругую балку в постановке С.П. Тимошенко [4]. Указанные ограничения, являющиеся следствием принятых в теории Герца допущений, в подходе С.П. Тимошенко не учитываются.

Если прогиб балки в точке удара $z = 0$ обозначить через $w_0(t) = w(0, t)$, смещение падающего тела — через $s(t)$, а местное сжатие через $\lambda(t)$, то справедливо равенство:

$$s(t) = \lambda(t) + w_0(t) \quad (2)$$

Соотношение (1) служит уравнением совместности при раздельном рассмотрении движения тела и балки под действием сил контактного давления $q(t)$. Уравнение (1) в форме Тимошенко использует решение уравнения колебания балки в форме разложения по собственным функциям, что усложняет решение поставленной задачи. Используя результаты Герца и Тимошенко, постараемся определить интересные параметры удара на основе подхода, представленного ниже.

Уравнение движения тела массой M имеет вид:

$$M\ddot{s} = -q(t)$$

откуда, учитывая начальные условия для тела $s(0) = 0, \dot{s}(0) = V_0$, получаем решение в виде:

¹ Θ — эксцентриситет эллипса с осями a, b ; $b < a$, $\Theta^2 = 1 - b^2/a^2$

$$s(t) = V_0 t - \int_0^t (t - \tau) \frac{q(\tau)}{M} d\tau$$

Поле перемещений балки¹ при воздействии ударной нагрузки в точке $z = 0$ балки неограниченной длины удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial^4 w}{\partial z^4} + a^2 \ddot{w} = \frac{q(t)}{EJ} \delta(z), -\infty < z < +\infty$$

$$a^2 = \frac{\rho F}{EJ}, c^2/M^{-4} \quad (3)$$

где E – модуль Юнга материала балки; ρ – плотность материала балки; F – площадь поперечного сечения балки; J – момент поперечного сечения балки, m^4 ; $q(t)$ – сжимающая сила, Н; $\delta(z)$ – дельта-функция Дирака, $1/m$. Начальные условия для балки: $w(z, 0) = 0$; $\dot{w}(z, 0) = 0$.

Учитывая тривиальные начальные условия, получим решение уравнения (3) в виде:

$$w(z, t) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{EJa^{3/2}} \int_0^t q(\tau) \sqrt{t - \tau} d\tau \int_0^\infty \cos \left[\sqrt{\frac{az^2}{t - \tau}} \theta \right] \frac{\sin \theta^2}{\theta^2} d\theta$$

откуда получаем зависимость $w(0, t)$:

$$w(0, t) = \frac{1}{EJ} \int_0^t q(\tau) \sqrt{\frac{t - \tau}{2\pi a^3}} d\tau$$

Тогда уравнение (1) можно переписать в виде:

$$V_0 t - \int_0^t (t - \tau) \frac{q(\tau)}{M} d\tau = kq^{2/3} + \int_0^t \frac{q(\tau)}{EJ} \sqrt{\frac{t - \tau}{2\pi a^3}} d\tau \quad (4)$$

Равенство (4) является нелинейным интегральным уравнением для функции $q(t)$, знание которой определяет всю картину поведения тела и балки.

Исследование решения уравнения

Продифференцировав уравнение (4), получим уравнение для dq/dt :

$$k\dot{q} = \frac{3}{2} q^{1/3} \left(V_0 - \int_0^t \frac{q(\tau)}{M} d\tau - \sqrt{\frac{1}{2\pi a^3}} \int_0^t \frac{q(\tau)}{EJ} \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} \right) \quad (5)$$

Из уравнений (4) и (5) следует, что

$$q(0) = 0, \dot{q}(0) = 0$$

$$q(t_m) = 0, \dot{q}(t_m) = 0$$

где t_m – момент времени, соответствующий окончанию контактного взаимодействия балки и тела.

Оценим поведение функции $q(t)$ в окрестности точек $t = 0$ и $t = t_m$ на основе выражений, представленных выше. Учитывая, что $q(0) = 0$ разложение функции $q(t)$ в бесконечно малой окрестности точки $t = 0$ можно записать в виде: $q(t) = A t^n$. Поскольку $d\lambda(0)/dt \neq 0$, значит значение производной $d(q^{2/3})/dt$ в точке $t = 0$ должно иметь конечное значение отличное от 0, что выполняется только при условии $n = 3/2$. Параметр A находится из условия $\dot{\lambda}(0) = V_0$. В итоге в бесконечно малой окрестности можно записать, что $q(t) = \left(\frac{V_0 t}{k}\right)^{3/2}$.

Повторяя рассуждения выше для окрестности точки $t = t_m$, и учитывая, что $\dot{\lambda}(t_m) \neq 0$ получим, что $q(t) = B(t_m - t)^{3/2}$. Константа B в общем случае неизвестна и определяется на основе решения уравнения (4). Поиск решения уравнения (4) в виде ряда $q(t) = \sum_{k=3}^\infty A_k t^{k/2}$ не является успешным, поскольку ряд плохо сходится и не позволяет в явном виде оценить

¹ римскими цифрами здесь и далее обозначается порядок производной по координате

основные параметры удара: t_m – время контактного взаимодействия; q_m – максимальное давление. Также неперспективным является поиск мажоритарного и миноритарного решений на основе уравнения (4) из-за справедливости следующих лемм.

Лемма 1.

Пусть функция $Q(t)$ удовлетворяет неравенству (*):

$$kQ \geq - \int_0^t Q(\tau)G(t-\tau)d\tau, k > 0, G(t) \geq 0 \quad (*)$$

Тогда, если $\frac{1}{k}G(t) - \frac{1}{k^2} \int_0^t G(t-\tau)G(\tau)d\tau \leq 0$, то $Q(t) \geq 0$.

Действительно, перепишем неравенство (*) в виде равенства: $kQ + \int_0^t Q(\tau)G(t-\tau)d\tau = R(t)$, где $R(t) \geq 0$. Применяя преобразование Лапласа, получим образ решения:

$$\bar{Q} = \frac{\bar{R}}{k} - \frac{\bar{R}}{k} \left(\frac{\bar{G}}{k} - \frac{\bar{G}}{k} \bar{G} \right) \left(1 + \frac{\bar{G}^2}{k^2} + \frac{\bar{G}^4}{k^4} + \dots \right)$$

Учитывая, что оригинал функции $\bar{F} = 1 + \frac{\bar{G}^2}{k^2} + \frac{\bar{G}^4}{k^4} + \dots$ является суммой сверток неотрицательных функций $G(t)$ и, соответственно, удовлетворяет неравенству $F(t) \geq 0$, то оригинал функции $Q(t)$ можно переписать в виде:

$$Q(t) = \frac{R(t)}{k} - \frac{1}{k} \int_0^t R(-\tau)d\tau \left(\int_0^\tau F(\tau-\tau_1)d\tau_1 \left(\frac{1}{k}G(\tau_1) - \frac{1}{k^2} \int_0^{\tau_1} G(\tau_1-\tau_2)G(\tau_2)d\tau_2 \right) \right)$$

Откуда, учитывая, что $k > 0$, $R(t) \geq 0$, $G(t) \geq 0$, $\frac{1}{k}G(t) - \frac{1}{k^2} \int_0^t G(t-\tau)G(\tau)d\tau \leq 0$, следует, что $Q(t) \geq 0$.

Лемма 2.

Пусть функция $Q(t)$ удовлетворяет неравенству (**):

$$kQ \leq - \int_0^t Q(\tau)G(t-\tau)d\tau, k > 0, G(t) \geq 0 \quad (**)$$

Тогда, если $\frac{1}{k}G(t) - \frac{1}{k^2} \int_0^t G(t-\tau)G(\tau)d\tau \leq 0$, то $Q(t) \leq 0$. Действительно, перепишем неравенство (**) в виде равенства: $kQ + \int_0^t Q(\tau)G(t-\tau)d\tau = R(t)$, где $R(t) \leq 0$. Применяя преобразование Лапласа, получим оригинал решения:

$$Q(t) = \frac{R(t)}{k} - \frac{1}{k} \int_0^t R(t-\tau)d\tau \left(\int_0^\tau F(\tau-\tau_1)d\tau_1 \left(\frac{1}{k}G(\tau_1) - \frac{1}{k^2} \int_0^{\tau_1} G(\tau_1-\tau_2)G(\tau_2)d\tau_2 \right) \right)$$

Откуда, учитывая, что $k > 0$, $R(t) \leq 0$, $G(t) \geq 0$, $\frac{1}{k}G(t) - \frac{1}{k^2} \int_0^t G(t-\tau)G(\tau)d\tau \leq 0$, следует, что $Q(t) \leq 0$.

Поскольку для ядра $G(t) = \frac{t}{M} + \frac{1}{EJ} \sqrt{\frac{t}{2\pi a^3}}$ неравенство $\frac{1}{k}G(t) \leq \frac{1}{k^2} \int_0^t G(t-\tau)G(\tau)d\tau$ не выполняется, то построить функцию, являющуюся разностью функции $q(t)$ (или $q^{2/3}(t)$) и мажоранты (миноранты), не представляется возможным.

В то же время решение уравнения (4) может быть выполнено в рамках численного расчета. При этом оптимизация ресурсов может быть достигнута путем упрощения уравнения (4) посредством введения безразмерных величин $\tau = t/T$, $\eta = q/Q$, где

$$\Lambda = \frac{V_0 M}{QT}, T = \frac{M^2}{(EJ\sqrt{2\pi a^3})^2}, Q = \left(\frac{kM}{T^2} \right)^3 \quad (6)$$

Уравнение (4) в безразмерных переменных примет вид:

$$\Lambda \tau - \int_0^\tau \eta(\lambda) [\tau - \lambda + \sqrt{\tau - \lambda}] d\lambda = \eta^{2/3}(\tau) \quad (7)$$

Из выражений (6) и уравнения (7) следует, что знание параметра Λ однозначно определяет значения параметров T и Q .

Решение уравнения (7) в рамках численного расчета можно записать в виде:

$$\eta(n\delta\tau) = \delta\tau^{3/2} \left(\Lambda \cdot n - \sum_{j=1}^{n-1} \eta(j\delta\tau) \cdot G[(n-j)\delta\tau] \right)^{3/2}$$

Результаты численных расчетов для случаев $\Lambda_1 < \Lambda_2 < \Lambda_3$ представлены на рис. 1.

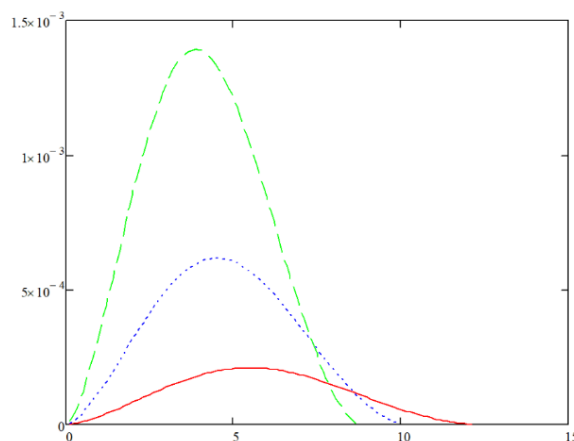


Рис. 1. Результаты численного расчета

Fig. 1. Results of numerical calculation

Из рис. 1 следует, что $\frac{d\eta_{\max}}{d\Lambda} > 0$, $\frac{d\tau_{\max}}{d\Lambda} < 0$, а также наличие зависимости $\eta_{\max} = \eta_{\max}(\tau_{\max})$. В частности, на основе аппроксимации результатов прямых численных расчетов были получены следующие зависимости $\eta_{\max}(\Lambda) = 0,67 \cdot \Lambda^{1,1585}$ (коэффициент детерминации $R = 1$); $\tau_{\max}(\Lambda) = 2,955 \cdot \Lambda^{-0,205}$ (коэффициент детерминации $R = 1$). Таким образом, параметры q_m и t_m можно считать определенными, как и размеры контакта.

Полученный результат удовлетворительно согласуется с результатами расчета, выполненного на основе входных параметров для балки квадратного сечения $1 \text{ см} \times 1 \text{ см}$, $L = 15,35 \text{ см}$, $E = 220 \text{ ГПа}$, $\rho = 7960 \text{ кг/м}^3$; и для шара радиусом $R_1 = 1 \text{ см}$, $V_0 = 0,01 \text{ м/с}$ и представленного в работе [3]: относительная погрешность не превышает 1 %. При этом параметр $\Lambda = 4,6 \cdot 10^{-3}$ - находим $q_m = 5,2 \text{ Н}$; $t_m = 0,16 \text{ мс}$, площадь контакта $\sim 0,016 \text{ мм}^2$; максимальное давление в центральной точке контакта $\sim 480 \text{ МПа}$; максимальное среднее давление на площади контакта $\sim 320 \text{ МПа}$. Соответствующие изменения параметров от времени (силы сжатия, перемещения шара, прогибы балки) представлены на рис. 2.

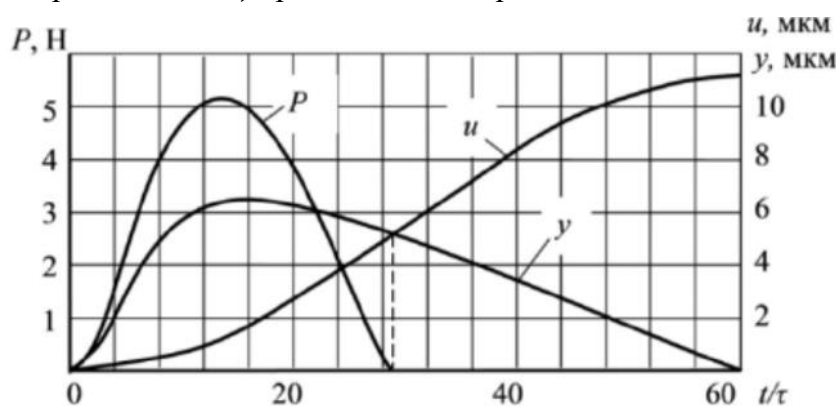


Рис. 2. Графики изменения параметров от времени: давления (P), перемещения шара (y), прогибы балки (u). ($\tau = 5,555 \text{ мкс}$) [9]

Fig. 2. Graphs of parameter changes over time: pressure (P), ball movement (y), beam sag (u). ($\tau = 5.555 \text{ } \mu\text{s}$)

Оценка прочности

Нормальное напряжение σ_z при поперечном изгибе определяется известным выражением [10]:

$$\sigma_z(z) = \frac{M_z(z)}{W}, M_z(z) = -EJ \frac{\partial^2 w(z)}{\partial z^2}$$

M_z – изгибающий момент; $W = J/y_{\max} = \{\pi(D^4 - d^4)/64\}/(D/2)$ – момент сопротивления сечения балки (трубы) при изгибе, m^3 ; $J = \pi(D^4 - d^4)/64$ – момент инерции поперечного сечения (труба) относительно нейтральной оси.

Условие образования пластичных деформаций (локальной текучести материала) принимается в виде:

$$\sigma_T = \sigma_z$$

где σ_T – предел текучести. Для трубопровода пластический шарнир принимается эквивалентом потери сечением трубопровода несущей способности. Поле изгибающего момента определяется выражением:

$$M_z(z, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi a}} \int_0^t q(t - \tau) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{a}{4} \frac{z^2}{\tau}\right) \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}} \quad (7)$$

Выражение (7) позволяет оценить точку экстремума момента по координате z : из него следует, что $\frac{\partial M_z(z^*, t)}{\partial z} \sim z^*$, т.е. максимальное значение момента достигается в точке удара $z^* = 0$. Соответственно, выражение в безразмерной форме (см. формулы 6) для момента в точке удара можно записать:

$$M_z(0, \tau) = \frac{Q\sqrt{T}}{2\sqrt{2\pi a}} \int_0^\tau \eta(\tau - x) \cdot \frac{dx}{\sqrt{x}}$$

Очевидно, что максимальное значение момента также зависит от параметра Λ , что можно оценить на основе расчетов:

$$\sup\{M_z(0, \tau)\} = \frac{2}{3} \frac{Q\sqrt{T}}{\sqrt{2\pi a}} \Lambda^{1.05}$$

И, соответственно, максимальное значение изгибных напряжений:

$$\sup\{\sigma_z(0, \tau)\} = \frac{QD\sqrt{T}}{3J\sqrt{2\pi a}} \Lambda^{1.05}$$

Пример

Рассмотрим удар летящего предмета – крышки арматуры с параметрами $M = 440$ кг, $V_0 = 20$ м/с. Форму крышки примем в форме шара радиуса 0,2 м [11]. Крышка ударяется в трубопровод $\varnothing 325 \times 17$ из стали 20. Тогда, вычисляя параметр $\Lambda = 8.9 \cdot 10^4$ - находим $q_m = 15,2$ МН; $t_m = 0,9$ мс, площадь контакта ~ 11 см²; максимальное давление в центральной точке контакта $\sim 15,7$ ГПа; максимальное среднее давление на площади контакта $\sim 10,1$ ГПа; максимальное напряжений изгиба превосходит 1000 МПа, что явно свидетельствует о разрыве трубопровода. Таким образом, если из-за отказа арматуры (вылет крышки) появляется летящее тело с параметрами, указанными выше, то удар в трубопровод приведет к его разрыву, последствия которого необходимо рассмотреть и учесть в проекте ОИАЭ, критических сооружений энергетики при обосновании их безопасности. Если последствия повреждения трубопровода неприемлемы, в форме возможного варианта защитных мер рекомендуется выполнить перекомпоновку, использовать защитные экраны, сетки и др.

В случае же, если прочих равных условиях кинетическая энергия летящего предмета перед ударом будет равна 1,3 кДж, то напряжения не превысят значения предела текучести ($\sigma_{\max} < 187$ МПа) – трубопровод сохранит целостность.

Заключение

Представлен метод оценки параметров ударного воздействия летящего предмета на трубопровод ОИАЭ и целостности трубопровода в приближении балки бесконечной длины. На основе неявного решения уравнения С.П. Тимошенко определены основные параметры удара (максимальная сила сжатия, время взаимодействия) и ответной реакции трубопровода на удар (максимальный момент, максимальное напряжений изгиба). Все параметры выражаются через безразмерный параметр, определяемый на основе входных данных задачи, что позволяет не искать решение уравнения для каждого случая ударной нагрузки, при этом экономя время и ресурсы.

Метод рекомендуется использовать в рамках выполнения положений ФНП РФ с целью оценки степени повреждения трубопроводов от летящих предметов на ОИАЭ, которые могут возникнуть при нормальной эксплуатации, нарушении условий нормальной эксплуатации, проектных и запроектных авариях. Метод может быть применен для объектов промышленности и энергетики (магистральные нефтепродуктопроводы).

Библиографический список

1. НП-001-15 Общие положения обеспечения безопасности атомных станций, 2016.
2. НП-006-16 Требования к содержанию отчета по обоснованию безопасности блока атомной станции с реактором типа ВВЭР.
3. НП-095-15 Основные требования к вероятностному анализу безопасности блока атомной станции
4. SSR 2/1 Safety of Nuclear Power Plants: Design, Vienna, IAEA, 2016.
5. SSG-64 Protection against Internal Hazards in the Design of Nuclear Power Plants.
6. Hertz Н. Über die Berührung fester elastischer Körper und über die Harte / Н. Hertz // Gesam. Werke. – Bd.1. – Leipzig, 1895.
7. **Тимошенко, С.П.** Курс теории упругости / С.П. Тимошенко. – Киев: Наукова думка, 1972. – 508 с.
8. **Кильчевский, Н.А.** Динамическое контактное сжатие твердых тел. Удар / Н.А. Кильчевский. – Киев: Наукова думка, 1976. – 319 с.
9. **Биргер, И.А.** Прочность, устойчивость, колебания: справочник в 3-х т. / И.А. Биргер, Я.Г. Пановко. – М.: Машиностроение, 1968.
10. **Дубошин, Г.Н.** Справочное руководство по небесной механике и астродинамике / Г.Н. Дубошин. – М.: Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит., 1976. – 864 с.
11. **Амензаде, Ю.А.** Теория упругости. Учебник для университетов. 3-е изд., доп. / Ю.А. Амензаде. – М.: Высшая школа, 1976. – 272 с.
12. **Пановко, Я.Г.** Введение в теорию механического удара / Я.Г. Пановко. – М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. лит-ры, 1977. – 224 с.
13. **Еремьянц, В.Э.** Аналитическая динамика и теория колебаний: Учебное пособие. Часть 2 / В.Э. Еремьянц, Я.И. Руднев, Г.В. Тютюкин. – Бишкек: Изд-во КРСУ, 2014. – 247 с.
14. Вибрации в технике: Справочник. В 6-ти т. Т. 1. Колебания линейных систем / под ред. В.В. Болотина. М.: Машиностроение, 1978. – 352 с.
15. **Горюнов, О.В.** Аналитический подход к оценке зоны поражения от летящих предметов на АЭС // Труды НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2024. № 4. С. 32-43. EDN: CULDIU

*Дата поступления
в редакцию: 31.10.2024*

*Дата принятия
к публикации: 27.05.2025*