

Параметр детонационных волн, который необходимо учитывать при оценке потенциальной опасности взрывоопасных материалов



С.А. Губин,
д-р физ.-мат. наук,
проф.



С.И. Сумской,
канд. техн. наук, ст.
преподаватель

НИЯУ «МИФИ»

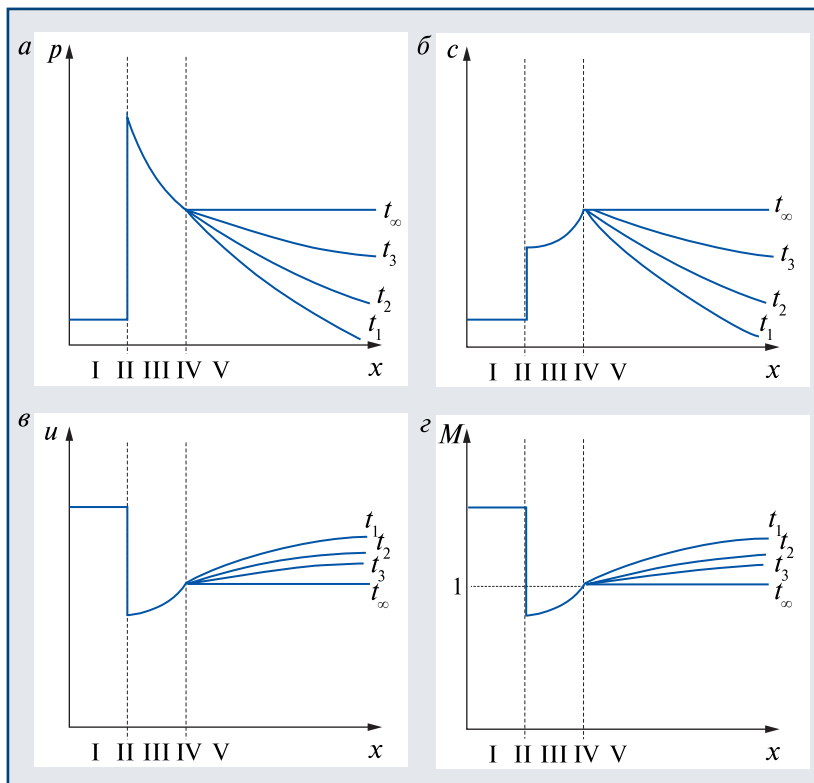
Показано, что для взрывоопасных сред помимо плоскости Чепмена — Жуге может существовать вторая звуковая плоскость. Ее наличие влияет на взрывоопасность энергетической среды. Это необходимо учитывать на практике, в частности при оценке мощности ударных волн. Указана теоретическая возможность снижения опасности энергетических сред путем формирования второй звуковой плоскости.

It is shown that for explosion hazardous environment the second sound plane can exist in addition to the Chapman — Jouguet plane. Its presence affects the energy environment explosion hazard. This shall be considered in practice, particularly at blast wave assessment. The theoretical possibility of energy environment hazard reduction by formation of the second sound plane is demonstrated.

Ключевые слова: детонация Чепмена — Жуге, звуковая плоскость, параметры ударных волн.

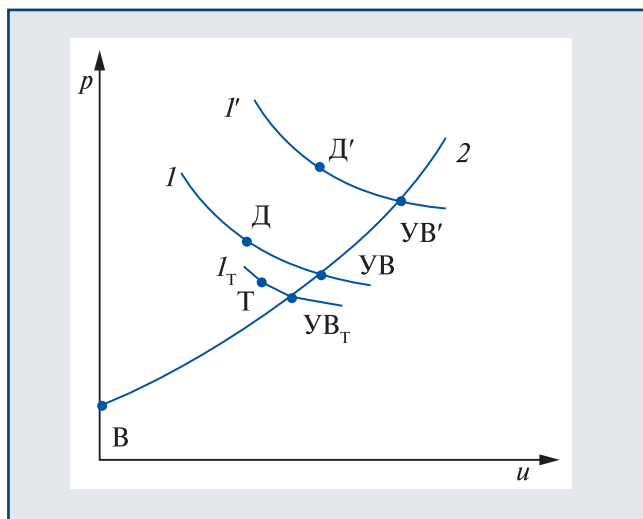
Оценка последствий взрывных превращений опасных веществ имеет большое практическое значение [1–5]. Одни из основных характеристик взрывоопасных материалов — параметры в плоскости Чепмена — Жуге (ЧЖ). Напомним, что это те параметры, которые достигаются в ходе распространения волны энерговыделения в самоподдерживающемся стационарном сверхзвуковом режиме. Такой режим называется детонацией ЧЖ.

На рис. 1 представлена схема детонационной волны ЧЖ (в системе покоящегося фронта): плоскость, в которой заканчивается энерговыделение и скорость потока равна местной скорости звука, называется плоскостью ЧЖ. Параметры потока в этой плоскости называются параметрами ЧЖ, или параметрами детонации ЧЖ. Из-за того, что скорость потока в плоскости ЧЖ равна скорости звука, возмущения из зоны, находящейся за плоскостью ЧЖ, не могут проникнуть внутрь зоны реакции, поэтому фронт детонации (и зона реакции) распространяется в самоподдерживающемся режиме, независимо от течения за ним.



▲ Рис. 1. Схема детонационной волны ЧЖ (в системе покоящегося фронта):
а, б, в, г — распределение в различные моменты времени по пространству соответственно давления p , скорости звука c , скорости среды u , числа Маха M ; I — исходная среда, II — ударная волна, III — зона реакции, IV — плоскость ЧЖ, V — течение за плоскостью ЧЖ (волна разрежения)

В случае распространения детонации ЧЖ по бесконечной среде параметры за самоподдерживающимся фронтом будут стремиться к параметрам ЧЖ (изменение профилей для моментов времени t_1, t_2, t_3 и t_∞ на рис. 1, где t_∞ — бесконечно большое время). При окончании детонации и выходе детонационной волны на поверхность раздела «взрывоопасная субстанция — инертная среда» по инертной среде будет распространяться ударная волна, параметры которой тем выше, чем больше параметры ЧЖ. Это иллюстрирует диаграмма «скорость — давление», или $(p-u)$ -диаграмма, на рис. 2. Точка В соответствует покоящейся инертной среде, точки Д и Д' соответствуют двум вариантам детонации ЧЖ. Видно, что параметры ЧЖ в точке Д' больше, чем в точке Д. После выхода детонационной волны на границу с инертной средой по инертной среде будет распространяться ударная волна. Из всей совокупности ударных волн (линия 2) реализуются те, которые соответствуют разгрузке продуктов детонации (линии 1 и 1' ниже точек Д и Д'), т.е. состояния в ударной волне, возникающей в инертной среде, будут определяться пересечением линий 1(1') и 2. Как видно из рис. 2, для более высоких параметров детонации ЧЖ (точка Д') образуется более сильная ударная волна (точка УВ'). Таким образом, ударная волна тем сильнее, чем сильнее



▲ Рис. 2. Диаграмма «скорость — давление» (в системе покоящейся исходной смеси) для определения параметров ударной волны при выходе детонации на границу «взрывчатая субстанция — инертная среда»:

В — покоящаяся инертная среда; Д и Д' — два режима детонации ЧЖ; УВ и УВ' — ударные волны в инертной среде, образующиеся при детонациях соответственно Д и Д'; Т — вторая звуковая плоскость (вторая плоскость ЧЖ); УВ_Т — ударная волна в инертной среде, образующаяся при детонации со второй звуковой плоскостью; 1 — ударная адиабата (выше Д) и изэнтропа расширения (ниже Д) для продуктов детонации режима Д; 1' — ударная адиабата (выше Д') и изэнтропа расширения (ниже Д') для продуктов детонации режима Д'; 1_Т — ударная адиабата (выше Т) и изэнтропа расширения (ниже Т) для продуктов детонации режима Т; 2 — ударная адиабата инертной среды

детонационная волна. Именно в этом смысле параметры ЧЖ и определяют потенциальную опасность взрывоопасных материалов и сред. Именно поэтому оценка параметров ЧЖ для различных взрывоопасных материалов — одна из основных задач при определении опасности разрушения и потенциальной способности к разрушению. Параметры ЧЖ определяют с использованием термодинамических расчетов [6, 7]. Параметры ЧЖ для некоторых энергетических веществ приведены в таблице.

Энергетическое вещество	Скорость детонации, м/с	Давление, МПа	Плотность, кг/м ³	Температура, К	Скорость потока, м/с
Газовая стехиометрическая смесь «водород — воздух» ¹	1988	1,6	1,54	3001	1091
Тротил ²	6810	17100,0	2100,00	3460	5083

¹ При давлении $1,01 \cdot 10^5$ Па (1 атм) и температуре 273 К.

² Начальная плотность 1610 кг/м³.

Еще раз подчеркнем, что ключевой момент в определении плоскости ЧЖ и, соответственно, параметров ЧЖ — наличие звуковой плоскости за зоной энерговыделения. В этой связи возникает вопрос: плоскость ЧЖ — единственная звуковая плоскость, которая может возникать при детонации ЧЖ?

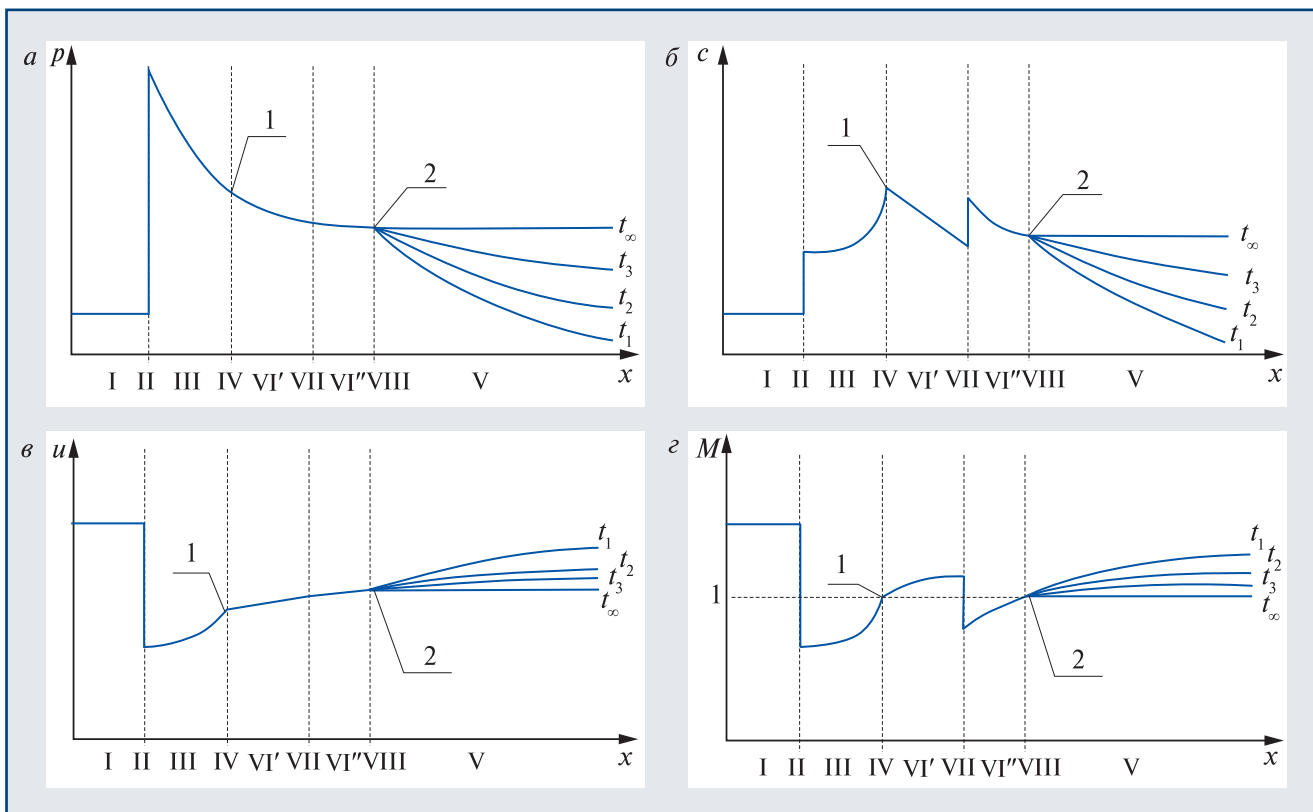
Если обратиться к схеме детонационной волны, представленной на рис. 1, то из нее видно, что число Маха (отношение скорости потока среды в системе покоящегося фронта к скорости звука) за зоной реакции всегда больше 1. Чтобы возникла вторая звуковая плоскость, число Маха должно уменьшиться как минимум до 1. Одной из причин такого изменения может стать увеличение скорости звука в продуктах детонации.

На рис. 3 представлен качественный вид зависимости ряда параметров, в том числе M , за фронтом детонации в случае скачкообразного изменения скорости звука. Видно, что после скачкообразного изменения скорости звука за плоскостью ЧЖ действительно возможно возникновение второй звуковой плоскости — второй плоскости ЧЖ.

Исследуем подробнее возможность существования комплексов детонации ЧЖ со второй звуковой плоскостью. Для простоты ограничимся случаем, когда состояние вещества описывается уравнением состояния идеального газа:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{RT}{\mu}, \quad (1)$$

где ρ — плотность; R — универсальная газовая постоянная; T — температура; μ — молярная масса.



▲ Рис. 3. Схема детонационной волны ЧЖ со скачкообразным изменением скорости звука в продуктах детонации (в системе покоящегося фронта):
 а–г, I–IV – то же, что на рис. 1; V – течение за второй звуковой плоскостью (волна разрежения); VI' и VI'' – зона установления второй звуковой плоскости соответственно до изменения теплоемкости (скорости звука) и после; VII – зона изменения скорости звука; VIII – вторая звуковая плоскость

Для такого уравнения состояния скорость звука может меняться при изменении теплоемкости и, как следствие, показателя адиабаты:

$$\left. \begin{aligned} c'_{VII} &= \sqrt{\gamma'_{VII} p_{VII} / \rho_{VII}}; \\ c''_{VII} &= \sqrt{\gamma''_{VII} p_{VII} / \rho_{VII}}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где c'_{VII} , γ'_{VII} , p_{VII} и ρ_{VII} – скорость звука, показатель адиабаты, давление и плотность непосредственно перед второй звуковой плоскостью; c''_{VII} и γ''_{VII} – соответственно скорость звука и показатель адиабаты сразу после второй звуковой плоскости; если $\gamma'_{VII} < \gamma''_{VII}$, то $c'_{VII} < c''_{VII}$.

Изменение теплоемкости (соответственно показателя адиабаты и скорости звука) может происходить при различных условиях. Для определенности (и удобства) предположим, что это изменение происходит при определенной температуре T_p , т.е. при температуре меньше T_i существует состояние с показателем адиабаты γ''_{VII} , при температуре больше T_i с показателем адиабаты γ'_{VII} . При этом поверхность перехода от одной теплоемкости к другой в координатах p – ρ – T будет плоскостью с $T = \text{const} = T_i$. Соответственно, показатель адиабаты в плоскости ЧЖ равен γ'_{VII} , а показатель адиабаты во второй звуковой плоскости – γ''_{VII} . Если ввести для обозначения состояния в обычной плоскости ЧЖ индекс 1, а во

второй звуковой плоскости индекс 2 (см. рис. 3), то имеем: $c_1 = c'_{VII}$; $c_2 = c''_{VII}$. Сохраним и далее эти индексы для обозначения состояний в рассматриваемых волнах. Будем считать, что изменение теплоемкости и скорости звука происходит без изменения плотности, давления и молярной массы.

В реальных средах действительно имеет место ступенчатое изменение теплоемкости. Это объясняется тем, что теплоемкость газа складывается из энергии поступательного, вращательного и колебательного движений. Эти степени свободы возбуждаются одновременно при разных температурах. При повышении температуры, когда интенсивность этих процессов возрастает, увеличивается и теплоемкость. В точке изменения теплоемкости должно выполняться условие сохранения энтальпии:

$$c_{p1} T_i = c_{p2} T_i + Q_p, \quad (3)$$

где c_{p1} и c_{p2} – теплоемкость при постоянном давлении соответственно до и после изменения; Q_p – теплоотвод при изменении теплоемкости. Понятно, что $Q_p > 0$ при $c_{p1} > c_{p2}$ и $\gamma_1 < \gamma_2$, т.е. при рассматриваемом изменении теплоемкости должен происходить отвод теплоты.

Исследуем подробнее возможность образования второй звуковой плоскости для этого простейшего случая. Выясним, существует ли стационарное ре-

шение для детонации ЧЖ, при котором в результате изменения теплоемкости за фронтом возникает вторая стационарная звуковая плоскость, иными словами существует ли вторая звуковая плоскость, перемещающаяся за фронтом ЧЖ с той же скоростью, что и сам фронт.

Как известно, для детонации ЧЖ с теплотой реакции Q и постоянной теплоемкостью во фронте волны должны выполняться законы сохранения массы, импульса и энергии (представлены в системе покоящегося фронта):

$$\begin{cases} \rho_1 u_1 = \rho_0 u_0; \\ p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2; \\ i_1 + \frac{u_1^2}{2} = i_0 + \frac{u_0^2}{2} + Q, \end{cases} \quad (4)$$

или с учетом уравнения состояния идеального газа:

$$\frac{p_1 \gamma_1}{\rho_1 (\gamma_1 - 1)} + \frac{u_1^2}{2} = \frac{p_0 \gamma_1}{\rho_0 (\gamma_1 - 1)} + \frac{u_0^2}{2} + Q, \quad (5)$$

где ρ_1, u_1, p_1, i_1 — соответственно плотность, скорость, давление и энтальпия в плоскости ЧЖ; ρ_0, u_0, p_0, i_0 — соответственно плотность, скорость, давление и энтальпия начальной смеси.

Совокупность всех стационарных состояний, которые в принципе могут удовлетворять системе (4), представляется в координатах p – V адиабатой Гюгонио (АГ-1):

$$p/p_0 = \left(\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} - \frac{V}{V_0} + \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{Q}{c_p T_0} \right) / \left(\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \frac{V}{V_0} - 1 \right), \quad (6)$$

где V — удельный объем; V_0 — начальный удельный объем.

Детонация ЧЖ на АГ-1 определяется точкой касания этой адиабаты прямой Рэля — Михельсона:

$$p - p_0 = (\rho_0 u_0)^2 (V_0 - V). \quad (7)$$

Это условие означает равенство скоростей звука и потока в плоскости ЧЖ:

$$u_1 = c_1. \quad (8)$$

На рис. 4, а представлены схематически АГ-1 и прямая Рэля — Михельсона при их касании друг друга.

Скорость детонации ЧЖ определяется по формуле

$$u_0 = \sqrt{\frac{\gamma_1 p_0}{\rho_0} + \frac{(\gamma_1^2 - 1)Q}{2}} + \sqrt{\frac{(\gamma_1^2 - 1)Q}{2}}. \quad (9)$$

Если за фронтом детонации ЧЖ существует вторая звуковая плоскость, то, в сущности, она может рассматриваться как еще одна — вторая плоскость ЧЖ, но теперь для детонационной волны с переменной теплоемкостью (переменным показателем адиабаты) и теплотой энерговыделения $Q - Q_t$. При этом, если первая плоскость ЧЖ формируется в результате только химических реакций с энерговыделением, то вторая — это результат этих же реакций и последующего изменения теплоемкости с отводом энергии. Такой подход аналогичен общеизвестному рассмотрению детонации как разрыва, без учета ее внутренней структуры. Тогда для второй звуковой плоскости можно записать соответствующие законы сохранения с учетом изменения показателя адиабаты и энерговыделения:

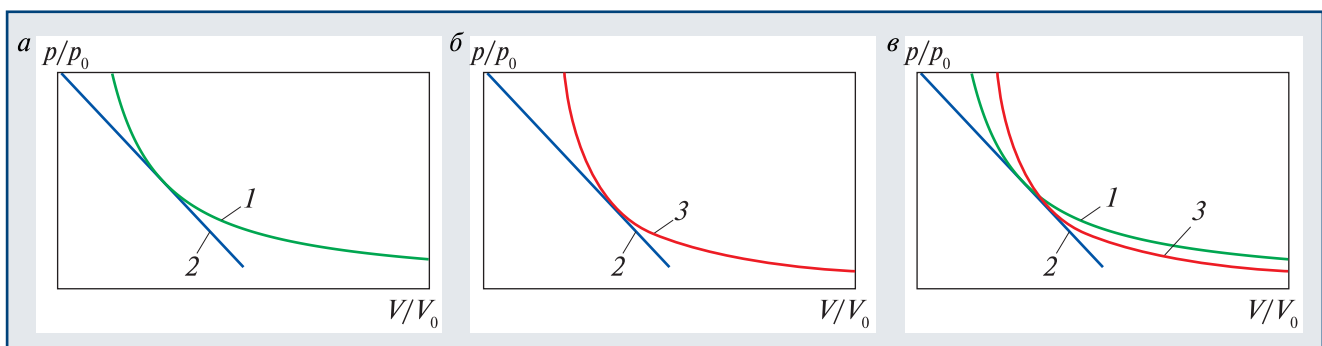
$$\begin{cases} \rho_2 u_2 = \rho_0 u_0; \\ p_2 + \rho_2 u_2^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2; \\ i_2 + \frac{u_2^2}{2} = i_0 + \frac{u_0^2}{2} + (Q - Q_t), \end{cases} \quad (10)$$

или с учетом уравнения состояния идеального газа:

$$\frac{p_2 \gamma_2}{\rho_2 (\gamma_2 - 1)} + \frac{u_2^2}{2} = \frac{p_0 \gamma_1}{\rho_0 (\gamma_1 - 1)} + \frac{u_0^2}{2} + (Q - Q_t), \quad (11)$$

где ρ_2, u_2, p_2, i_2 — соответственно плотность, скорость среды, давление и энтальпия во второй звуковой плоскости (второй плоскости ЧЖ).

Совокупность всех стационарных состояний, которые в принципе могут удовлетворять системе (10), представляется в координатах p – V адиабатой Гюгонио (АГ-2):



▲ Рис. 4. Положение плоскостей ЧЖ и второй звуковой плоскости на p – V диаграмме:

1 – АГ-1; 2 – прямая Рэля — Михельсона; 3 – АГ-2

$$p/p_0 = \left[\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \frac{V}{V_0} + \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{(Q - Q_t)}{c_p T_0} \right] / \left(\frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1} \frac{V}{V_0} - 1 \right). \quad (12)$$

Ударная адиабата АГ-2 имеет то же начальное состояние, что и ударная адиабата АГ-1. Условие существования второй плоскости ЧЖ на АГ-2 определяется точкой касания этой новой адиабаты и прямой Рэлея — Михельсона (см. формулу (7), но теперь это условие означает равенство скорости звука и скорости потока во второй звуковой плоскости:

$$u_2 = c_2. \quad (13)$$

Эта ситуация представлена схематически на рис. 4, б.

Поскольку АГ-2 построена для меньшего энерговыделения и большего показателя адиабаты, то она будет расположена ниже и правее АГ-1 (рис. 4, в). Понятно, что математически существование стационарной детонационной волны с двумя распространяющимися с одинаковой скоростью звуковыми плоскостями будет возможно при одновременном касании прямой Рэлея — Михельсона сразу с двумя адиабатами Югонио — АГ-1 и АГ-2. Таким образом, будут существовать две стационарно распространяющиеся волны, причем одна волна будет находиться внутри другой.

Исходя из законов сохранения (10), (11), путем исключения p_2 и ρ_2 , легко получить выражения для любого параметра во второй звуковой плоскости. Например, уравнение для скорости потока во второй звуковой плоскости ЧЖ выглядит следующим образом:

$$u_2^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \right) + u_2 \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \left(\frac{p_0}{\rho_0 u_0} + u_0 \right) - \left(\frac{\gamma_1 p_0}{\rho_0 (\gamma_1 - 1)} + \frac{u_0^2}{2} + (Q - Q_t) \right) = 0. \quad (14)$$

Из этого уравнения легко определить скорость потока во второй звуковой плоскости. Для интересующего нас случая касания прямой Рэлея — Михельсона АГ-2 уравнение (14) должно иметь один корень, т.е. дискриминант квадратного уравнения (14) должен быть равен 0:

$$\gamma_2^2 \left(\frac{p_0}{\rho_0 u_0} + u_0 \right)^2 - 2(\gamma_2^2 - 1) \times \left(\frac{\gamma_1 p_0}{\rho_0 (\gamma_1 - 1)} + \frac{u_0^2}{2} + (Q - Q_t) \right) = 0. \quad (15)$$

Это соотношение фактически представляет собой условие (13) и означает, что вторая звуковая плоскость при движении со скоростью u_0 , равной скорости детонации ЧЖ, будет иметь скорость потока u_2 (относительно покоящегося фронта де-

тонации), равную местной скорости звука c_2 . Из уравнения (15) следует, что при изменении теплоемкости в продуктах для существования стационарной детонационной волны со второй стационарной звуковой плоскостью должна существовать определенная связь между показателем адиабаты среды после изменения теплоемкости γ_2 и теплоотводом Q_t . При таком процессе u_0 , γ_2 и Q_t должны удовлетворять соотношению

$$Q_t = \frac{\gamma_1 p_0}{\rho_0 (\gamma_1 - 1)} + \frac{u_0^2}{2} + Q - \frac{\gamma_2^2}{2(\gamma_2^2 - 1)} u_0^2 \left(\frac{p_0}{\rho_0} + u_0^2 \right)^2. \quad (16)$$

Все величины в формуле (16), кроме γ_2 и Q_t , — это характеристики исходной смеси (ρ_0 , Q , p_0 , γ_1) и вычисляемая на их основе u_0 . Таким образом, имея некоторое начальное состояние (ρ_0 , p_0) обладающей определенными свойствами реагирующей среды (Q , γ_1), можно утверждать, что при изменении теплоемкости продуктов детонации, с одновременным отводом теплоты, в соответствии с соотношением (16) будет существовать вторая стационарная звуковая плоскость. Как следует из приведенных выкладок, полученное решение — единственное.

Из полученного результата можно сделать важные практические выводы с точки зрения оценки безопасности взрывоопасных сред и регулирования их свойств.

Во-первых, если в продуктах детонации появляется вторая звуковая плоскость, то при оценке параметров ударной волны, генерируемой при выходе описанной двухфронтной структуры на границу раздела «взрывоопасная среда — инертная среда», необходимо учитывать тот факт, что разгрузка продуктов детонации в инертную среду может происходить уже не от плоскости ЧЖ (точка Д на рис. 2), а от второй звуковой плоскости (точка Т на рис. 2). Понятно, что в этом случае параметры ударной волны будут слабее, а последствия взрыва такой среды уменьшаются (точка УВ_Т на рис. 2).

Во-вторых, полученные результаты можно рассматривать как гипотетически возможный способ регулирования свойств взрывоопасных сред путем искусственной организации второй звуковой плоскости, например за счет введения во взрывоопасную субстанцию различных добавок. Понятно, что пока это чисто теоретическое предположение, которое нуждается в дальнейшем изучении.

Список литературы

1. Анализ риска магистральных нефтепроводов при обосновании проектных решений, компенсирующих отступления от действующих требований безопасности/ М.В. Лисанов, С.И. Сумской, А.В. Савина и др.// Безопасность труда в промышленности. — 2010. — № 3. — С. 58–66.
2. Верификация методик оценки последствий аварийных выбросов газа от источников продолжительного дей-

ствия/ С.И. Сумской, А.В. Пчельников, М.В. Лисанов и др.// Безопасность труда в промышленности. — 2005. — № 8. — С. 28–35.

3. *Расчет зон разрушения зданий и сооружений при взрывах топливно-воздушных смесей на опасных производственных объектах/ К.В. Ефремов, М.В. Лисанов, А.С. Софьин и др.// Безопасность труда в промышленности. — 2011. — № 9. — С. 70–77.*

4. *Моделирование взрывного превращения топливно-воздушных смесей в протяженных тоннелях/ С.И. Сумской, А.В. Пчельников, И.О. Шамшин, С.Б. Викторов// Безопасность труда в промышленности. — 2007. — № 3. — С. 46–49.*

5. *Моделирование последствий взрывного превращения топливовоздушных смесей в протяженных тоннелях/ С.И. Сумской, А.В. Пчельников, И.О. Шамшин, С.Б. Викторов// Безопасность труда в промышленности. — 2007. — № 4. — С. 42–47.*

6. *Прогнозирование детонационных характеристик безводородных взрывчатых веществ/ С.Б. Викторов, С.А. Губин, И.В. Маклашова, В.И. Пепекин// Химическая физика. — 2005. — Т. 24. — № 12. — С. 22–45.*

7. *Методы расчета параметров детонации взрывчатых веществ/ В.И. Пепекин, С.А. Губин// Химическая физика. — 2003. — Т. 22. — № 9. — С. 72–97.*

sumskoi@mail.ru

УДК 622.272:516.02

© Н.В. Черданцев, С.В. Черданцев, 2013

Проблема остойчивости понтонов, применяемых на угольных разрезах



Н.В. Черданцев,
д-р техн. наук, зав.
лабораторией

Институт угля СО РАН



С.В. Черданцев,
д-р техн. наук,
проф.

Кузбасский государственный
технический университет
им. Т.Ф. Горбачева

В рамках теории корабля получено решение задачи об остойчивости понтона, применяемого на угольных разрезах для размещения водоотливного оборудования. Построены диаграммы остойчивости понтона, выявлены предельные углы его крена и соответствующие им предельные кренящие моменты, на базе которых проведены исследования статической и динамической остойчивости понтона.

Within the frame of ship theory the solution of task was obtained related to stability of pontoon used at open-pit coal mines for locating drainage equipment. Pontoon stability diagrams were built, the limit angles of its heel, and corresponding to them limit heeling moments were identified, on which base the pontoon static and dynamic stability was investigated.

Ключевые слова: понтоны, метацентрическая высота, остойчивость, моменты инерции, большие крены, восстанавливающий и кренящий моменты.

При разработке угольных месторождений открытым способом необходимы зумпфы (углубления на дне разреза), предусмотренные для сбора грунтовых и подземных вод, которые для предотвращения затопления забоя надо регулярно откачивать. Наиболее эффективное решение этой проблемы — применение высокопроизводительного оборудования, устанавливаемого на плавучих средствах типа понтонов, размещаемых непосредственно на поверхности воды зумпфа.

Понтон представляет собой конструкцию в виде системы металлических труб-поплавков, герметически заваренных с торцов и расположенных параллельно друг другу (рис. 1, здесь L — длина поплавок, d_n — ширина палубного настила).

В зависимости от производительности водоотливного оборудования используют разное число

поплавков, обычно нечетное (чаще три или пять). На полавки посредством сварки укладывают настил из металлических пластин, обшитых досками, и устанавливают боковые ограждения. Затем на настиле с помощью крепежных средств размещают насосное оборудование вместе с электроприводом.

В настоящее время в основе проектирования понтонов лежит расчет только их плавучести. Но особенности эксплуатации понтонов на угольных разрезах требуют также исследования их статической и динамической остойчивости.

Под остойчивостью плавучего средства понимают его способность возвращаться к исходному состоянию при продольных (дифферент) и поперечных (крен) наклонениях. В работах [1, 2] представлены некоторые результаты исследования остойчивости и вынужденных колебаний при малых (менее 7°)