

18. П.Н. Столяров, А.А. Васильева, Ю.А. Мисюрин, Д.В. Дашко. «Исследование термической стойкости CL-20, XVII НТК «РАРАН», 2015.
19. П.Н. Столяров, А.А. Васильева, Ю.А. Мисюрин, Д.В. Дашко. Исследование термической стойкости CL-20 и бимолекулярных кристаллов на его основе. IV Всероссийская научно-практическая конференция молодых ученых и специалистов. г. Бийск, Алтайский край. 2015 г. Стр 129-134

## АНАЛОГИЯ СООТНОШЕНИЙ МАСШТАБНЫХ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОВОГО И ДЕТОНАЦИОННОГО ВЗРЫВОВ

С.Г. Андреев

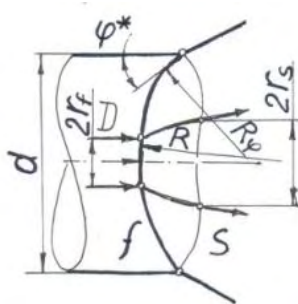
МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Критические условия теплового взрыва были определены Д. А. Франк-Каменецким как граница существования решения задачи о стационарном пространственном распределении температуры в реагирующей среде [1]. При этом был выявлен безразмерный комплекс, получивший позднее название числа Франк-Каменецкого, представляющий собой отношение временного масштаба отвода  $\theta$  и выделения  $\tau$  энергии:  $Fk = [\theta/\tau]_{ТВ}$  (здесь:  $\tau$ - адиабатический период индукции,  $\theta$ - время тепловой релаксации рассматриваемой области реагирующего ВВ) и его критические значения  $Fk^{cr} = [\theta/\tau]_{ТВ}^{cr}$

В работе В. С. Розинга и Ю. Б. Харитона [2] при объяснении критических условий распространения детонации масштабное, или характерное время отвода энергии  $\theta$  определялось как время разброса реагирующей среды под действием механических сил, а  $\tau$  как время практического завершения реакции в детонационном фронте. При этом полагалось, что при устойчивом детонационном режиме «должно иметь место неравенство  $\tau < \theta$ », или  $[\theta/\tau]_{дет} = \bar{\theta}_\tau > 1$ . В последующей работе Ю. Б. Харитона [3] было принято, что  $\theta = d/c$  ( $d$ - диаметр заряда,  $c$  скорость звука), а критическое значение величины  $\bar{\theta}_\tau$  полагалось равным единице (иными словами  $\bar{\theta}_\tau^{cr} = [\theta/\tau]_{дет}^{cr} = 1$ )

Предполагая аналогию влияния на поведение зарядов ВВ отношений масштабов времен отвода и выделения энергии при тепловом  $[\theta/\tau]_{ТВ}$  и при детонационном  $\bar{\theta}_\tau$  взрывах, можно получить выражения для временных масштабов  $\theta$  и  $\tau$  детонационного процесса и значение этого отношения, критическое для устойчивого распространения детонации  $\bar{\theta}_\tau^{cr} = [\theta/\tau]_{дет}^{cr}$ . Для этого сначала необходимо решить задачу о нахождении скорости неидеальной детонации в зависимости от диаметра открытого цилиндрического заряда ВВ, и, за тем, в результате анализа полученной записи уравнения «скорости неидеальной детонации» выявить выражения для  $\theta$  и  $\bar{\theta}_\tau$ . Значение величины  $\bar{\theta}_\tau$ , получающееся при критическом диаметре заряда, являющегося границей области значений диаметров, для которых существует решение этого уравнения, обозначим  $\bar{\theta}_\tau^{cr}$ .

В основу решение задачи положена работа [4], в которой учитывается влияние расширения центральной трубки тока у оси симметрии заряда (Рис.1).



**Рисунок 1.** Упрощенная версия схемы течения во фронте неидеальной детонации, предложенной авторами [5, 6], и использованной в настоящей работ для уточнения модели [4]

Учет недореагирования потока на звуковой поверхности ( $W_S < 1$ ), конкретизация и детализация выражения для расширения этой трубки тока применительно сферической форме ударного фронта детонационной волны на оси симметрии течения  $R$  приводит к системе уравнений (1)–(21):

$$\rho_0 D = \omega_S \rho_S (D - u_S) \quad (1)$$

$$\rho_0 D^2 = p_S + \rho_S (D - u_S)^2 \quad (2)$$

$$Q_0 \cdot W_S + \frac{D^2}{2} = e_S + \frac{p_S}{\rho_S} + \frac{(D - u_S)^2}{2} \quad (3)$$

$$e_S = \frac{p_S}{(n_S - 1)\rho_S} \quad (4)$$

$$c_S = D - u_S \quad (5)$$

$$c_S = \sqrt{n_S p_S / \rho_S} \quad (6)$$

$$\omega_S = [1 + t_S / t_R]^2 \quad (7)$$

$$t_R = 2R / (u_f + u_S) \quad (8)$$

$$W_S = \int_0^{t_S} \eta dt \quad (9)$$

$$t_S = \lambda / \ln(p_f / p_S) \quad (10)$$

$$\lambda = p_f \{f_1 (p_f - f_2 / R)\} \quad (11)$$

$$f_1 = \frac{(\rho_0 D)^2}{[(\rho_f c_f)^2 - (\rho_0 D)^2]} \quad (12)$$

$$f_2 = (\rho_f c_f)^2 u_f / 2\rho_0 \quad (13)$$

$$\dot{p}_f = Q_{PV} \rho_f \Gamma \eta_f \quad (14)$$

$$\eta_f(u_f) = \eta_{fli} \cdot (p_f / p_{fi})^{X_p} + F_p(u_f) \cdot W_{\Pi 0}^{2/3} \cdot p_f^y, \quad \eta_{fli} = p_{fi} / Q_{PV} \rho_f \Gamma \quad (15)$$

$$F_p(u_f) = \left( \frac{\Sigma_{\delta om} \cdot B}{\delta_0} \right) \cdot \left( 1 / (W_{\Pi 0} + W_{Gm})^{2/3} \right) \quad (16)$$

$$D = a + b u_f \quad (17)$$

$$p_f = \rho_0 D u_f \quad (18)$$

$$\rho_f = \rho_0 D / (D - u_f) \quad (19)$$

$$c_f = \frac{(D + b u_f) \rho_0}{\rho_f} \quad (20)$$

$$n_S = n_S(u_f) \quad (20)$$

где  $\rho$  – плотность,  $D$  – скорость детонации (скорость ударного фронта),  $\omega$  – расширение центральной трубки тока,  $u$  – массовая скорость относительно заряда ВВ,  $p$  – давление,  $Q_0$  – удельная теплота взрыва,  $W$  – степень разложения (массовая доля продуктов конечного разложения в смеси их с исходным ВВ),  $e$  – удельная внутренняя энергия продуктов разложения,  $c$  – скорость звука,  $t$  – время, отсчитываемое от момента прохождения частиц через ударный фронт детонационной волны,  $R$  – радиус сферы, аппроксимирующей поверхность ударного фронта у оси симметрии заряда,  $\eta$  – скорость разложения ВВ,  $\lambda$  – характерное время экспоненциального спада давления,  $\dot{p}$  – кинетическая характеристика ( скорость изменения давления в адиабатических условиях при постоянном объеме)

,  $Q_{PV}$  – удельный изобарно изохорный тепловой эффект реакции,  $\Gamma$  – коэффициент Грюнайзена,  $X_p$  – показатель степени влияния давления на ударном фронте детонационной волны на начальную скорость разложения ВВ,  $B$  и  $\nu$  – коэффициенты закона скорости горения  $u_B$  ( $u_B = B \cdot p^\nu$ ),  $\Sigma_{\delta 0m}$  – отношение удельной поверхности горения в момент смены топологии горения к начальной удельной поверхности зерен ВВ, предположительно кубической формы,  $W_{\Pi 0}$  – безразмерный коэффициент, учитывающий неравенство нулю начальной поверхности горения вокруг центров начальных очагов разложения,  $W_{Gm}$  – степень разложения, при которой происходит смена топологии горения (нарастание площади поверхности горения сменяется ее убыванием) прогрессирующий,  $a$  и  $b$  – коэффициенты ударной адиабаты не прореагировавшего ВВ,  $n$  – показатель изоэнтропии продуктов детонации ВВ;  $f_i$  и  $S$  – индексы, означающие вычисление физической величины, соответственно, на ударном фронте и на звуковой поверхности,  $i$  – индекс идеального детонационного режима.

При описании разложения ВВ за ударным фронтом используется приближенное представление уравнения формальной кинетики (УФК) «инициирования (индекс  $I$ ) и роста (индекс  $G$ )» [7]:

$$\eta = \eta_I + (\eta_{GP} + \eta_{GR}),$$

$$\eta_I = \left[ \eta_{fI}(u_f) \cdot \exp\left(-W/W_{Iexp}\right) \right] \cdot H(W_{IG} - W),$$

$$\eta_{fI}(u_f) = \eta_{fIi} \cdot \left( p_f / p_{fi} \right)^{X_p}; \quad W_{Iexp} = W_{Iexp}(u_f), \quad W_{IG} = const$$

$$\eta_{GP} = F_P(u_f) \cdot (W_{\Pi 0} + W)^{2/3} \cdot p(t)^\nu \cdot H(W_{Gm} - W), \quad F_P(u_f) = \left( \Sigma_{aom} \cdot B / a_0 \right) \cdot \left( 1 / (W_{\Pi 0} + W_{Gm})^{2/3} \right)$$

$$\eta_{GR} = F_R(u_f) \cdot (1 - W)^{2/3} \cdot p(t)^\nu \cdot H(W - W_{Gm}), \quad F_R(u_f) = F_P(u_f) \cdot \left( (W_{\Pi 0} + W_{Gm})^{2/3} / (1 - W_{Gm})^{2/3} \right),$$

где  $\eta_{fI}(u_f)$  – величина первого компонента скорости разложения на ударном фронте, соответствующего «стадии инициирования»,  $W_{Iexp}$  и  $W_{IG}$  – коэффициенты, отображающие замедление разложения за ударным фронтом на «стадии инициирования» и завершение этой стадии,  $H(W_{IG} - W)$ ,  $H(W_{Gm} - W)$ ,  $H(W - W_{Gm})$  – функции Хевисайда, равные 1 при положительных значениях аргумента и 0 при остальных значениях.

Конечное аналитическое выражение  $W_S = W_S(u_f)$ , получаемое при интегрировании (9) с использованием приведенных уравнений формальной кинетики, приведено в [8].

Формулы (7), (8) получены исходя из определения расходимости потока  $\omega_S = (r_S/r_f)^2$  и эффективного значения градиента радиальной составляющей скорости потока в радиальном направлении, который существует в течение времени движения  $t_S$  частицы реагирующей среды от ударного фронта до звуковой поверхности в окрестности оси симметрии заряда  $(\partial u_r / \partial r)_{r=0}$ . На осевой точке ударного фронта градиент радиальной составляющей скорости потока равен:  $(\partial u_r / \partial r)_f = u_f / R$ . Искривление линии тока («поджатие» ее к оси симметрии заряда), обусловленное выделением энергии в течение времени  $t_S$ , в случае пренебрежимо малой ширины зоны реакции по сравнению с радиусом ударного фронта  $R$  учитывается приближенно – подстановкой вместо  $u_f$  среднего значения скорости в течение времени  $t_S$ :  $(u_f + u_S) / 2$ .

Выражение (10) получено в предположении того, что давление за ударным фронтом изменяется во времени по закону  $p = p_f \cdot \exp(-t/\lambda)$ , где  $\lambda = -p_f / (\partial p / \partial t)_f$ . При этом значение производной давления на ударном фронте  $(\partial p / \partial t)_f$  должно удовлетворять условию распространения неидеальной детонации с незатухающей скоростью ( $dD/dt = 0$ ). Это условие, представленное выражениями (11)–(15), выведено из результатов работы [9], в которой установлена связь ускорения фронта ударной волны с его радиусом  $R$ , значением  $(\partial p / \partial t)_f$  и начальной скоростью разложения ВВ  $\eta_f(u_f)$ .

Для оценки влияния на скорость и возможность существования неидеальной детонации различий показателей изоэнтроп при неидеальной и идеальной детонации выражение (20) принималось в форме монотонной линейной зависимости.

При диаметрах заряда близких к критическим, пренебрегая отличием  $\cos \varphi^* = 0,65 \dots 0,75$  от 0,5 будем использовать приближение:  $d = R$  (21)

Из системы уравнений (1)- (9), (21) следует уравнение «скорости неидеальной детонации»:

$$\bar{D}_-(u_f) = \bar{D}_+(u_f) \quad (22)$$

где  $\bar{D}_-(u_f) = (a + bu_f)/D_i$ ,  $\bar{D}_+(u_f) = \sqrt{\frac{n_i^2 - 1}{n_s^2 - 1}} \times \frac{\sqrt{W_s}}{\sqrt{1 + n_s^2[(1 + 1/\bar{\theta}_\tau)^4 - 1]}}$ ;  $\bar{\theta}_\tau = [2d/(u_f + u_s)]/t_s$ ,  $D_i = \sqrt{2(n_i^2 - 1)Q_0}$

Величины:  $\eta_s, W_s, t_s$  в (22) и средняя скорость разложения в детонационном фронте:  $\bar{\eta}_s = W_s/t_s$  являются функциями  $u_f$ .

Рис. 2 иллюстрирует решения уравнения (22). Значения  $u_f$  и соответствующие им скорости устойчивой неидеальной детонации  $\bar{D}$  (в долях идеальной скорости) определяются верхними точками пересечения графика функции  $\bar{D}_-(u_f)$  с графиками функции  $\bar{D}_+(u_f)$ , построенными для различных значений диаметра заряда (указаны в миллиметрах). Диаметр заряда, при котором происходит лишь касание графиков  $\bar{D}_-(u_f)$  и  $\bar{D}_+(u_f)$ , является границей области значений  $d$ , для которых существует решение уравнения скорости детонации (22), то есть является критическим диаметром  $d_{cr}$ .

На рис. 3 показано влияние диаметра заряда на характеристики неидеального детонационного процесса. Графики зависимостей для безразмерного комплекса  $\bar{\theta}_\tau$ , степени разложения на звуковой поверхности, скорости детонации, в долях ее идеального значения, величины, приблизительно равной производной массовой скорости на ударном фронте, обозначены соответственно:  $\bar{\theta}_\tau, W_s, \bar{D}, -\Delta u/\Delta t$  ( $-\Delta u/\Delta t = [u_f - u_s]/t_s$ ).

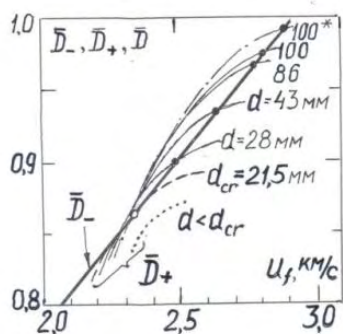


Рисунок 2. Решение уравнения (22) и нахождение критического диаметра

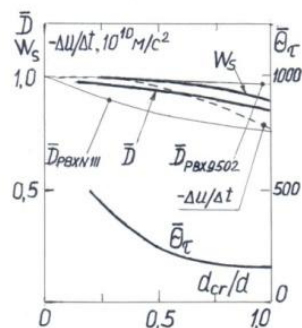


Рисунок 3. Влияние диаметра заряда на характеристики детонационного процесса

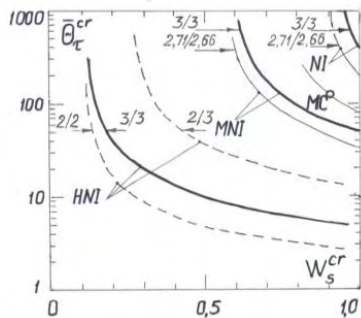
Эти зависимости получены для модельного состава с характеристиками: плотность заряда  $\rho_0 = 1,5 \text{ г/см}^3$ ,  $a = 2,47 \text{ км/с}$ ,  $b = 1,87$ ,  $D_i = 7,9 \text{ км/с}$ ,  $n_i = 2,71$ ,  $\Gamma = 1$ ,  $Q_{PV} = 12,4 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$ ,  $V = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ м/(с} \cdot \text{Па)}$ ,  $\nu = 1$ ,  $\delta_0 = 10 \text{ мкм}$ ,  $\Sigma_{aom} = 8$ ,  $W_m = 0,2$ ,  $W_{П0} = 0,0001$ ,  $X_p = 1,3$ . Это более реалистичное описание кинетики, чем в аналогичной работе [10]. На рис. 3 также приведены экспериментальные зависимости скорости детонации  $\bar{D} = D/D_i$  для трех ВВ: *PBX 9502, PBXN 111, HANFO*. Модельный состав оказался «средним между слабо и средне неидеально детонирующими ВВ»

Положение кривой с индексом ( $-\Delta u/\Delta t$ ), указывает на то, что, что равенство нулю величины  $(\partial u/\partial t)_f$  не может быть универсальным признаком достижения диаметром заряда критического значения, как это принято в [11], Кривая  $\bar{\theta}_\tau$  при стремлении отношения  $d_{cr}/d$  к единице становится все более полой и величина  $\bar{\theta}_\tau$  при  $d = d_{cr}$  достигает минимального, или критического значения  $\bar{\theta}_\tau^{cr}$ .

Рис. 4 дает представление о возможных значениях величины  $\bar{\theta}_\tau^{cr}$  в зависимости от значений характеристик процесса в критических условиях распространения детонации: от степени разложения ВВ в детонационном фронте  $W_s^{cr}$ , от относительной скорости детонации  $\bar{D}_{cr}$ .

При параметрах УФК и термодинамических характеристиках модельного состава (МС), использованных при расчетах, результаты которых проиллюстрированы на рис. 2 и рис. 3, значения

$\bar{\theta}_\tau^{cr}$  и  $W_s^{cr}$ , отображаются светлой точкой (при этом  $n_i$  и  $n_s$  равны соответственно 2,71 и 2,66 а  $\bar{D}_{cr} = 0,867$ ). Графики значений  $\bar{\theta}_\tau^{cr}$  приведены для трех значений  $\bar{D}_{cr}$ , характерных для слабо неидеально (NI), средне неидеально (MNI) и сильно неидеально (HNI) детонирующих ВВ и принятых соответственно равными 0,95 ; 0,75 и 0,3.



**Рисунок 4.** Соотношение возможных значений критических параметров детонации для ВВ различной степени неидеальности детонации. (числитель и знаменатель в дробных индексах у кривых равны соответственно  $n_i$  и  $n_s$ )

**Закключение.** Система уравнений, описывающих условие устойчивого распространения детонации в зарядах ограниченного диаметра может быть сведена к уравнению «скорости неидеальной детонации», связывающему безразмерные комплексы, являющиеся функциями скачка массовой скорости на ударном фронте детонационной волны. Одним из безразмерных комплексов, в выведенном уравнении скорости детонации является отношение характерного времени разлета вещества в радиальном направлении к оси заряда к времени реакции вещества в детонационном фронте  $\bar{\theta}_\tau$ . Безразмерное соотношение  $(d/c\tau)$ , следующее из формул Ю. Б. Харитона, в первом приближении можно считать аналогом числа  $Fk$  в теории теплового взрыва.

Критическое значение безразмерного комплекса  $\bar{\theta}_\tau$  в уравнении «скорости неидеальной детонации», в отличие от модели Ю. Б. Харитона, в общем случае, много больше единицы и зависит, равно как и значение критического диаметра, от особенностей кинетики разложения ВВ в ударных волнах. В критических условиях распространения детонации значение этого комплекса связано уравнением «скорости неидеальной детонации» с таким дополнительными безразмерными комплексами, как скорость детонации в долях ее идеального значения, показатель изоэнтропы продуктов реакции и произведение длительности реакции в детонационном фронте на среднюю скорость разложения ВВ.

Из формулы Ю. Б. Харитона для вычисления критического диаметра  $d_{cr}$  следует, что критическое значение соотношения времени разбрасывания  $\theta$  и длительности химического превращения в детонационном фронте, необходимое для устойчивого распространения детонации, равно 1 (отношение  $(d/c\tau)_{cr}$  по смыслу аналогично, но численно не равно  $Fk^{cr}$ ). Согласно результатам настоящей работы критическое значение отношения времени отвода и выделения энергии  $(d/c\tau)_{cr}$  должно быть равно не единице, а величине порядка  $\bar{\theta}_\tau^{cr} \cdot (u_f/c)$ . В случае слабо и средне неидеально детонирующих ВВ это отличие от 1 существенно, а у сильно неидеально детонирующих ВВ при некоторых параметрах кинетики разложения за фронтом ударной волны и термодинамических свойств такое уточнение может быть «несущественным» (менее десятикратного).

#### Список литературы

1. Д.А. Франк-Каменецкий. Распределение температур в реакционном сосуде и стационарная теория теплового взрыва. //Журн. Физической химии. 1939. Т.13. №6. С.738-755.

2. В. Розинг, Ю. Харитон. Прекращение детонации взрывчатых веществ при малых диаметрах заряда // ДАН СССР. 1940. Т. 26. № 4. С. 360.
3. Ю.Б. Харитон. О детонационной способности взрывчатых веществ. В сб. Проблемы химической кинетики, горения и взрывов. Вып. 1, М.-Л.: Изд. АН СССР, 1947, с. 7-29.
4. H.A. Jones. Theory of the dependence of the Rate of Detonation of Solid Explosives on the Diameter of the Charge // Proc. Roy. Soc. 1947. A 189. P. 415- 426.
5. А.Н. Дремин, С.Д. Савров, В.Ф. Трофимов, К.К. Шведов. Детонационные волны в конденсированных средах. Москва, Наука, 1970, 164 с.
6. В.Ф. Трофимов, А.Н. Дремин. О структуре фронта неидеальной детонации в твердых ВВ // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7. № 3. С. 427-428.
7. E.L. Lee, C.M. Tarver. Phenomenological model of shock initiation in heterogeneous explosives // Phys. Fluids 23 (12). 1980. P. 2362-2372
8. С.Г. Андреев. Оценка скорости детонации при диаметрах зарядов, близких к критическим. Инженерный журнал: наука и инновации, 2017, вып. 3. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2017-3-1600>
9. С.М. Караханов, С.А. Бордзиловский. Динамика изменения давления при инициировании сплава ТГ/50/50 расходящейся ударной волной // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 7. № 5. С. 97-104
10. С.Г. Андреев, И.А. Перевалов, М.М. Бойко, В.Ю. Клименко. Аналитическая модель неидеальной детонации цилиндрических зарядов. Конференция «Ударные волны в конденсированных средах». Санкт-Петербург. 2008. С. 36-45
11. И.Ф. Кобылкин, В. С. Соловьев, М. М. Бойко. Природа критического диаметра стационарной детонации в конденсированных ВВ // Труды МВТУ. 1982. № 387- Механика импульсных процессов. С. 13-22.

## ИНИЦИИРОВАНИЕ АЛЮМИНИЗИРОВАННЫХ ТЕРМОСТОЙКИХ ВВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*Ю.В. Шейков, О.Н. Калашникова, С.М. Батьянов, О.М. Луковкин,  
Д.В. Мильченко, С.А. Вахмистров, А.Л. Михайлов*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

### Введение

Все рассматриваемые на сегодняшний день в литературных публикациях механизмы возбуждения взрывчатого превращения в бризантных ВВ под действием лазерного излучения (ЛИ), предполагают его зарождение в локальных областях малого размера, что в конечном итоге, сводится к общепринятому очаговому механизму. Отличия имеют место при описании механизма формирования очагов.

В имеющихся публикациях описаны два основных механизма формирования очагов в ВВ под воздействием ЛИ: селективное фотоиницирование и тепловой микроочаговый механизм.

Механизм селективного фотоиницирования предполагает возбуждение молекул ВВ под действием ЛИ с их последующей фрагментацией (т.н. фотодиссоциация). Такой механизм, по-видимому, преобладает при инициировании ВВ тэн излучением неодимового лазера на первой гармонике (длина волны 1064 нм) [1]-[7]. Пороговая плотность энергии инициирования тэна неодимовым лазером 90 Дж/см<sup>2</sup> [8]-[10] В экспериментах, проводившихся ранее во ВНИИЭФ с высокодисперсными ВВ тэн и БТФ, полученными методом термовакuumного напыления, зарегистрированы пороги инициирования неодимовым лазером на уровне 30-40 Дж/см<sup>2</sup> [11].