

ЛИТЕРАТУРА

1. Композиционные материалы. Материалы с металлической матрицей.— М.: Машиностроение, 1979.— Т. 4.
2. Ханов А. М., Яковлев И. В. ФГВ, 1981, 17, 2.
3. Ханов А. М., Яковлев И. В. ФГВ, 1979, 15, 6.
4. Ханов А. М., Яковлев И. В. // Тр. II совещ. по обработке материалов взрывом.— Новосибирск, 1982.
5. Болотов А. С. и др. Энергетическое строительство, 1980, 4.
6. Канель Г. И. Применение мanganin-датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черногоровка, 1973.
7. Пай В. В. // Тр. Междунар. симп. по обработке материалов взрывом, ЧССР, Готвальдов, 1979.
8. Jacquesson J. Bull. GAMAS, 1959, 4, 33.
9. Ишуткин С. П., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. ФГВ, 1986, 22, 4.
10. Ишуткин С. П., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. // Тр. IX Междунар. конф. по высокоэнергетическому воздействию на материалы.— Новосибирск, 1986.
11. Нестеренко В. Ф. ФГВ, 1975, 11, 3.
12. Fleck J., Laber A., Leonard R. J. Compos. Mater., 1969, 3, 4.

Поступила в редакцию 14/IV 1988,
после доработки — 20/VI 1988

УДК 662.21

КОЛИЧЕСТВО ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА И ИЗОЭНТРОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ПРОМЫШЛЕННЫХ ВВ

А. Ф. Шацкевич

(Москва)

В конце прошлого века известный специалист в области термохимии ВВ М. Бертло предложил оценивать относительную эффективность химических ВВ по произведению удельной теплоты взрыва на удельное количество газообразных продуктов. По существу, Бертло впервые связывал работоспособность взрыва с «газовостью» источника и, более того, полагал, что количество продуктов в равной степени с энергией определяет эффективность взрыва [1, 2]. Формулой Бертло пользовались сравнительно недолго. С расширением ассортимента ВВ и условий взрывания обнаружено некоторое несоответствие фактических результатов с оценками по Бертло. Эта причина, а также главным образом достаточно «странная» связь работоспособности ВВ с «газовостью» источника привели к тому, что формулу Бертло и количество продуктов исключили из рассмотрения при оценках относительной работоспособности ВВ, учитывая только теплоту взрыва.

Почти через 100 лет после Бертло специальные исследования показали, что по крайней мере в грунтах механическое действие взрыва (объем воронки выброса, объем полости, поле массовых скоростей и т. д.) существенно зависит от количества газообразных продуктов [3—6]. Показано, что при отсутствии испарения или разложения грунта, а также образования жидкой фазы в области очага относительная эффективность источников зависит от теплоты взрыва (r , ккал) и количества газообразных продуктов (n , моль) следующим образом:

$$\delta \sim r^{0.4} n^{0.6} = r \left(\frac{n}{r} \right)^{0.6} \quad (1)$$

(по Бертло $\delta \sim rn$). Некоторые расхождения с формулой Бертло объясняются тем, что в настоящее время имелась возможность значительно расширить интервал изменения величин n , r и соответственно заметно увеличить точность определения зависимости $\delta = f(n, r)$.

Параметр $(n/r)^{0,6}$ имеет достаточно ясный физический смысл. В первом приближении он может характеризовать начальную температуру продуктов взрыва:

$$(n/r_0)^{0,6} \approx (n/E_0)^{0,83} \sim 1/T_0 \quad (1')$$

(E_0 — внутренняя энергия продуктов; T_0 — начальная температура). Механическое действие взрыва в твердых средах со стороны источника в общем случае определяется реальной политропой продуктов $p(v)$ и работой взрыва; в частности, при отсутствии тепло- и массообмена механическое действие определяется изоэнтروпическими характеристиками источника.

Рассмотрим, как влияет количество газообразных продуктов взрыва (ПВ) на изоэнтропы продуктов детонации промышленных ВВ. Понятно, что в случае, если ПВ можно рассматривать как идеальный газ с постоянной теплоемкостью, начальное давление p_0 и давление продуктов p_n при изоэнтропическом расширении не связаны с количеством продуктов, а определяются только концентрацией энергии:

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad p_0 = E_0 \rho_0 (\gamma - 1), \quad \gamma \approx \text{const.}$$

Для плотных газов введем некоторые ограничения: состав — H_2O , CO_2 , CO , N_2 , O_2 и H_2 , $T \geq 500$ К. В этом случае уравнение состояния газа или смесей газов можно представить в виде [7, 8]

$$p = \frac{RT\varphi}{\mu} + p_x, \quad (2)$$

$$\mu E = aT^\alpha + 0,3RT(\varphi - 1) + \mu E_x, \quad (3)$$

$$\varphi - 1 = (2,7\tau + 15\tau^4)/(1 + 2,6\tau^4), \quad \tau = 0,143/T^{0,3} \cdot \rho/\mu, \quad (4)$$

$$p_x = 2,406 \cdot 10^4 (\rho/\mu)^3 - 78,75 \cdot 10^4 (\rho/\mu)^2, \quad (5)$$

$$\mu E_x = 1,203 \cdot 10^4 (\rho/\mu)^2 - 78,75 \cdot 10^4 (\rho/\mu), \quad (6)$$

где p — давление газа, Н/м²; $R = 8,314 \cdot 10^3$ Дж/(кмоль · К); ρ — плотность газа, кг/м³; T — температура, К; μ — молекулярная масса, кг/кмоль; μE_x — молярная энергия, Дж/кмоль; p_x , μE_x — «холодные» составляющие давления и молярной энергии, Н/м²; a , α — параметры, определяемые из зависимости молярной энергии от температуры для смеси идеальных газов, соответствующей составу продуктов детонации рассматриваемого ВВ; $\mu E_x = aT^\alpha$ (μE_x — молярная энергия смеси идеальных газов).

Изменение температуры продуктов при их изоэнтропическом расширении можно найти из решения уравнения $\rho^2 \alpha E = p \alpha \rho$ (E — внутренняя энергия продуктов)

$$(T/T_0)^{\alpha-1} = 1 + b [\ln(\rho/\rho_0) - t_0 + t], \quad (7)$$

$$b = R(\alpha - 1)/a\alpha T_0^{\alpha-1}, \quad (8)$$

$$t = 0,376 \ln \left(\frac{\tau^2 + 1,114\tau + 0,62}{\tau^2 - 1,114\tau + 0,62} \right) + 0,7518 \operatorname{arctg} \left(\frac{1,114\tau}{0,62 - \tau^2} \right) + 1,4423 \ln(0,3846 + \tau^4) - 0,3\varphi + 1,678_x t_0 = t|_{\rho=\rho_0}. \quad (9)$$

Введем еще одно ограничение: $\tau \leq 0,63$. Принятые ограничения нельзя считать жесткими. ПВ большинства промышленных ВВ состоит (в разных соотношениях) в основном из воды, окиси и двуокиси углерода, азота, кислорода и водорода. Температура продуктов $T = 500$ К соответствует расширению газа, при котором основная доля энергии взрыва передана среде; например, для тэна с $\rho_0 = 1450$ кг/м³ при $T = 500$ К среде передано ~90 % энергии ВВ, при этом $p_n \sim 1,3$ атм. Коэффициент $\tau \leq 0,63$ соответствует достаточно высокой начальной плотности продуктов; например, для тэна $\rho_0 \leq 1500$ кг/м³, для А-7 (93 % NH_4NO_3 + 7 % ТНТ) $\rho_0 \leq 1100$ кг/м³. При $\tau \leq 0,63$ существенно упрощаются зави-

симости $t = f(\tau)$, $\varphi = f(\tau)$, и если допустить отклонение от (2), (3) до 10 %, значительно упрощается вид функций $T/T_0 = f(\rho/\rho_0)$, $p = f(\rho/\rho_0)$ и $\mu E = f(\rho/\rho_0)$:

$$t = 1,905\tau, \quad (10)$$

$$\varphi = 1 + 2,15\tau^{0,95} + 4,6\tau^{2,4}, \quad (11)$$

$$T/T_0 = (\rho/\rho_0)^\eta, \quad (12)$$

$$\eta = \frac{0,49}{\alpha - 1} (3,94 + t_0) b^{1,17}. \quad (13)$$

Зависимости (12), (13) получены из (7) методом наименьших квадратов ($\Delta < 10\%$).

Если продукты детонации ВВ состоят в основном из H_2O , CO_2 , CO , N_2 , O_2 и H_2 , то $\alpha \approx 1,205$ [7] или, учитывая (4), (8), (10),

$$\eta = \frac{4,572 \cdot 10^4}{a^{1,17} T_0^{0,24}} + \frac{0,3161 \cdot 10^4}{a^{1,17} T_0^{0,54}} \frac{\rho_0}{\mu}. \quad (14)$$

При принятых ограничениях слагаемые $0,3 RT(\varphi - 1)$ и μE_x в выражении (3) имеют разные знаки и в заметной мере компенсируют друг друга, в силу этого полная молярная энергия μE_0 определяется величиной aT_0^α [7], т. е.

$$\mu E_0 \approx aT_0^\alpha,$$

$$T_0 \approx (E_0/an)^{1/\alpha}, \quad n = 1/\mu, \quad (15)$$

тогда

$$\eta = \frac{4,572 \cdot 10^4}{a^{0,971}} \left(\frac{n}{E_0}\right)^{0,199} + \frac{0,316 \cdot 10^4}{a^{0,7219}} \left(\frac{n}{E_0}\right)^{1,448} (\rho_0 E_0), \quad (16)$$

$$p = p_\tau + p_x = p_{\tau 1} + p_{\tau 2} + p_{\tau 3} + p_x. \quad (17)$$

Из (2), (11), (12) находим

$$p_\tau = RT_0 \rho_0 / \mu \cdot (\rho/\rho_0)^{\eta+1} (1 + 2,15\tau^{0,95} + 4,6\tau^{2,44}).$$

С учетом (15) получаем

$$p_{\tau 1} = R/a^{0,83} \cdot \rho_0 E_0 (n/E_0)^{0,17} (\rho/\rho_0)^{1+\eta}, \quad (18)$$

$$p_{\tau 2} = 0,339R/a^{0,594} \cdot (\rho_0 E_0)^{1,95} (n/E_0)^{1,357} (\rho/\rho_0)^{1,95+0,715\eta}, \quad (19)$$

$$p_{\tau 3} = 0,04R/a^{0,222} \cdot (\rho_0 E_0)^{3,44} (n/E_0)^{3,218} (\rho/\rho_0)^{3,44+0,268\eta}, \quad (20)$$

$$p_x = 2,406 \cdot 10^4 (\rho_0 E_0)^3 (n/E_0)^3 (\rho/\rho_0)^3 - 78,75 \cdot 10^4 (\rho_0 E_0)^2 (n/E_0)^2 (\rho/\rho_0)^2. \quad (21)$$

Из (16) — (21) следует, что давление продуктов при изоэнтропическом расширении определяется тремя исходными параметрами источника: концентрацией энергии $\rho_0 E_0$, количеством газообразных продуктов на единицу энергии (газовостью источника n/E_0) и коэффициентом, характеризующим состав продуктов a . Качественно параметр n/E_0 влияет на изоэнтропу продуктов $p = f(\rho/\rho_0)$ примерно так же, как и начальная концентрация энергии, т. е. увеличение газовойности источника повышает начальное давление и показатель степени η (см. (16) — (21)). Соответственно на ранних стадиях расширения растут давление и работа взрыва, а на поздних — давление продуктов и энергия, передаваемая среде, снижаются. Количественно параметр n/E_0 влияет на изоэнтропу продуктов значительно слабее, чем начальная концентрация энергии (соотношения (17) — (21)).

При низкой начальной концентрации энергии, например при $E_0 \rho_0 \approx \approx 0,1$ ккал/см³ (или при достаточно низком количестве продуктов на единицу энергии), существенное изменение газовойности источника приводит к незначительному изменению p_0 и показателя η (см. таблицу), соответственно слабо изменяется и изоэнтропа продуктов $p(\rho/\rho_0)$. Здесь давление продуктов определяется начальной концентрацией энергии

$$p \approx p_{\tau 1} = R/a^{0,83} \cdot \rho_0 E_0 \cdot (n/E_0)^{0,17} (\rho/\rho_0)^{1+\eta}. \quad (22)$$

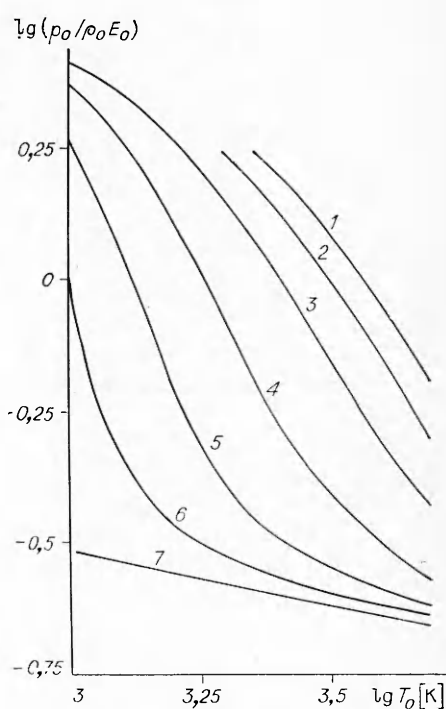
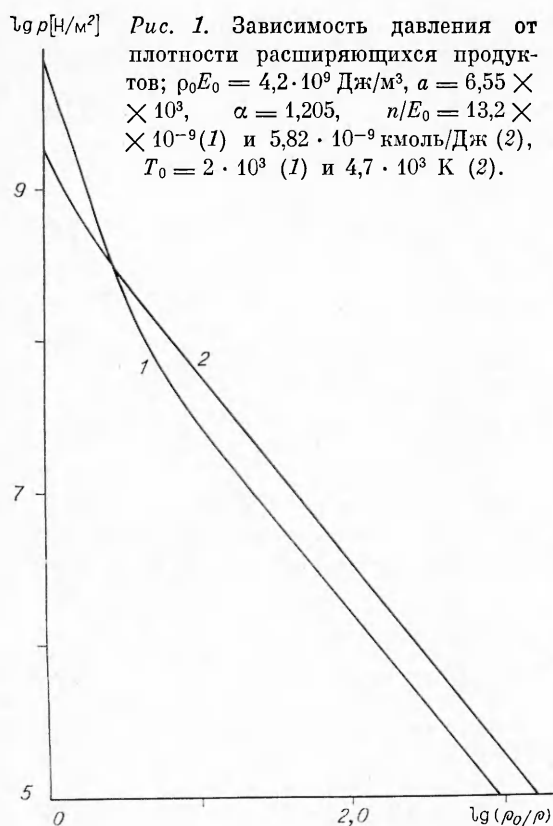


Рис. 2. Зависимость $p_0(T_0)$ для различных значений начальной концентрации энергии; $a = 6,55 \cdot 10^3$, $\alpha = 1,205$, $[p] = 10^8 \text{ Н/м}^2$.
 $\rho_0 E_0 \cdot 10^9, \text{ Дж/м}^3$: 1 — 8, 2 — 6, 3 — 4, 4 — 2, 5 — 1, 6 — 0,5, 7 — идеальный газ.

С увеличением $E_0 \rho_0$ (или при достаточно высоком количестве продуктов на единицу энергии) влияние изменения газовости на изэнтропические характеристики источника возрастает. Например, при $E_0 \rho_0 \approx 1 \text{ ккал/см}^3$ рост количества продуктов с $n/E_0 = 5,82 \cdot 10^{-9}$ до $13,2 \cdot 10^{-9} \text{ кмоль/Дж}$ вызывает повышение начального давления примерно в 3,9 раза и степени затухания давления на ранних стадиях расширения продуктов с 1,7 до 3 (рис. 1). Соответственно на ранних стадиях расширения увеличивается и доля энергии, передаваемая среде: к моменту времени, когда продукты расширились до $\rho_0/\rho = 2,8$, при низкой газовости источника передано среде 28 % энергии взрыва, при высокой газовости — 65 % ($\rho_0/\rho = 2,8$ — расширение, при котором давления продуктов рассматриваемых источников сравнялись). Рост газовости источника на поздних стадиях ($\rho_0/\rho > 2,8$) приводит к снижению давления и работы взрыва (в данном случае примерно в 2 раза).

Газовость источника можно характеризовать начальной температурой продуктов — параметром, непосредственно связанным с количеством продуктов на единицу энергии. На рис. 2, 3 приведены зависимости $p_0(T_0)$

$\frac{n}{E_0} \cdot 10^9,$ кмоль/Дж	$p_{T10} \cdot 10^{-8},$ Н/м²	$p_{T20} \times$ $\times 10^{-8},$ Н/м²	$p_{T30} \times$ $\times 10^{-6},$ Н/м²	$p_{T0} \cdot 10^{-8},$ Н/м²	$p_{x0} \cdot 10^{-8},$ Н/м²	$p_0 \cdot 10^{-8},$ Н/м²	η
5,74	0,939	0,0648	0,0648	1,0	-0,042	0,962	0,209
7,0	0,971	0,0848	0,123	1,057	-0,0614	0,996	0,218
10	1,032	0,138	0,387	1,173	-0,12	1,053	0,237
15	1,105	0,239	1,43	1,358	-0,25	1,108	0,261

Примечание. $E_0 \rho_0 = 0,418 \cdot 10^9 \text{ Дж/м}^3$; $a = 6,55 \cdot 10^3$; $\alpha = 1,205$; $n/E_0 = 5,74 \times 10^{-9} \text{ кмоль/Дж} \approx 1/4700 \text{ К}$; $n/E_0 = 15 \cdot 10^{-9} \text{ кмоль/Дж} \approx 1/2200 \text{ К}$.

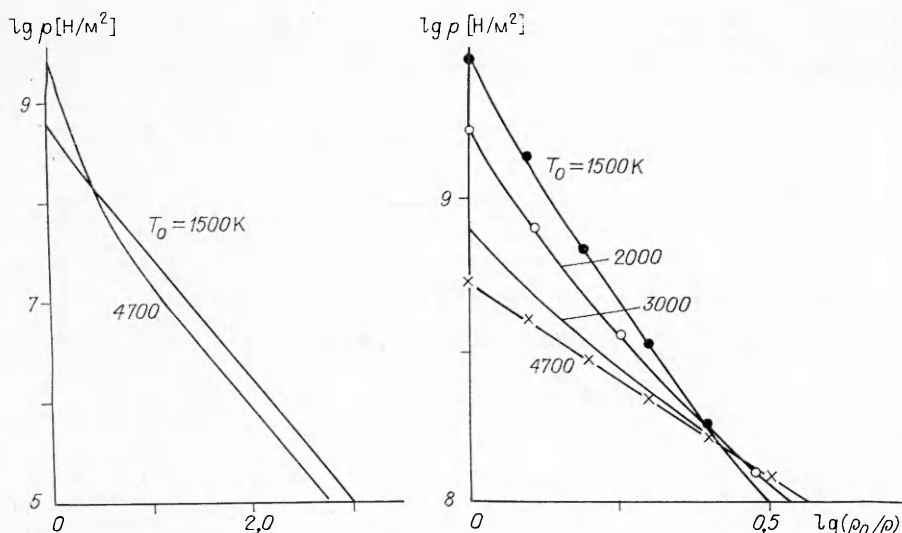


Рис. 3. Зависимость давления от плотности расширяющихся продуктов; $a = 6,55 \cdot 10^3$, $\alpha = 1,205$, $\rho_0 E_0 = 2 \cdot 10^9$ Дж/м³, $[p] = 10^8$ Н/м².

при различных начальных концентрациях энергии и $\rho_0(\rho_0/\rho)$ при расширении продуктов. (Кривые 1, 3, 4 на рис. 2 получены без ограничения по параметру τ , см. (2) — (9).)

Из приведенного материала следует, что при отсутствии тепло- и массообмена между ПВ и средой существенное повышение начальной газовойности источника (начального количества продуктов на единицу энергии) вызывает: повышение показателя степени затухания давления при расширении продуктов (см. (16)); увеличение p_0 и работы взрыва на ранних стадиях расширения продуктов (см. рис. 1); снижение давления и работы взрыва на поздних стадиях расширения продуктов (см. рис. 1); уменьшение конечного объема полости при достаточно большом расширении продуктов (в рассматриваемом примере (см. рис. 1) — при расширении продуктов до $3 \cdot 10^3$ атм и ниже).

Если использовать понятия бризантности и фугасности, то при отсутствии тепло- и массообмена продукты — среда, рост начальной газовойности источника вызывает повышение бризантности и снижает фугасность взрыва. При достаточно высокой T_0 продуктов (низком количестве продуктов на единицу энергии) или при низкой начальной концентрации энергии отмеченные эффекты незначительны, т. е. изменение начальной газовойности источника практически не отражается на давлении продуктов и работе взрыва ($p \sim (n/E_0)^{0,17} \approx (n/r_0)^{0,123}$).

Полученные выводы дают возможность поставить прямые эксперименты для решения одного из основных, по существу, исходных вопросов физики взрыва — является ли расширение продуктов при взрывах в твердых средах адиабатическим? Для утверждения резко неадиабатического характера расширения достаточно показать отсутствие связи между механическим действием взрыва и адиабатическими характеристиками источника. Например, достаточно экспериментально показать существенное увеличение механического действия взрыва (рост параметров воронки выброса, массовых скоростей грунта и т. д.) при увеличении газовойности источника и независимость (или снижение) механического действия взрыва при повышении начальной концентрации энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Бергло (1827—1927 гг.).— Л.: Изд-во АН СССР, 1927.
2. Вуколов С. М. М. Бергло и взрывчатые вещества.— Л.: Изд-во АН СССР, 1927.
3. Шацкевич А. Ф. // Взрывное дело, № 76/33.— М.: Недра, 1976.
4. Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1977, 13, 5.

5. Губкин К. Е., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ПМТФ, 1978, 6.
6. Вайнштейн Б. И., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1984, 20, 5.
7. Кузнецов В. М., Кузнецов Н. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1982, 22, 1.
8. Кузнецов Н. М., Шведов К. К. ФГВ, 1966, 2, 4.

*Поступила в редакцию 5/V 1987,
после доработки — 17/VIII 1987*

УДК 534.16 + 539.374

О ГЕТЕРОГЕННОМ НАГРЕВЕ ВЕЩЕСТВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

*Н. Ф. Машаров, С. С. Бацанов
(Менделеево)*

Изучение эмиссионных спектров твердых тел при ударно-волновом нагружении показало [1, 2], что цветовая температура может быть в 2—10 раз выше температуры Гюгонио, вычисленной из уравнения состояния в предположении однородного нагрева вещества. Отсюда можно заключить, что энергия ударной волны (УВ), диссипируемая в веществе, распределяется не однородно, а нагревает выделенные области. Представляется естественным, что к таковым прежде всего относятся границы зерен, где вследствие концентрации напряжений предел текучести достигается быстрее, чем в объеме кристаллита. Так, в [3] предполагалось, что тепло выделяется в зонах скольжения, однако выбор их геометрии в условиях сложного ударно-волнового нагружения отличается известным произволом. Цель настоящей работы — оценка температуры в зависимости от геометрии зон скольжения.

Определим величину удельных необратимых потерь энергии ΔE_{π} в веществе. При ударном сжатии единице объема вещества без учета прочности среды сообщается энергия

$$E_y = 0,5 \cdot p_k \varepsilon_k$$

(p_k и $\varepsilon_k = 1 - V_k/V_0$ — давление и деформация во фронте УВ; V_0 , V_k — исходный и конечный объемы вещества). Известно, что разгрузка вещества происходит вдоль изоэнтропы до тех пор, пока давление в веществе не станет равным начальному, в нашем случае — нулю. Тогда

$$\Delta E_{\pi} = 0,5 \cdot p_k \varepsilon_k - E_{\partial}, \quad E_{\partial} = \int_0^{\varepsilon_k} (pd\varepsilon)_{\partial}$$

где E_{∂} — энергия изоэнтропийной разгрузки. Считаем далее УВ слабой, тогда адиабата Гюгонио будет приближенно равна изоэнтропе и описывается линейным соотношением $D = a + bu$ (D , u — волновая и массовая скорости). Тогда, используя известные соотношения $p = \rho_0 Du$, $\varepsilon = u/D$ (ρ_0 — плотность невозмущенного вещества), после исключения и соответствующего интегрирования получим

$$\Delta E_{\pi} = \frac{1}{2} \rho_0 \bar{u}^2 \frac{\varepsilon_k^2}{(1 - \varepsilon_k b)^2} - \frac{\rho_0 a^2}{b} \frac{\varepsilon_k}{(1 - \varepsilon_k b)} - \frac{\rho_0 a^2}{b^2} \ln(1 - \varepsilon_k b).$$

В пределе, когда $\varepsilon_k b \ll 1$, приходим к выражению, совпадающему с полученным в [3]:

$$\Delta E_{\pi} = 1/3 \cdot \rho_0 a^2 b \varepsilon_k^2.$$

Предполагается, что диссипация энергии происходит не во всем объеме V , а в выделенных областях объема V_{π} . Максимально возможное измене-