

空腔物化过程的计算

程开甲

(1983年8月16日收到)

本文研究固体介质内,如花岗岩,在爆炸产生的高温高压蒸汽压力的作用下,空腔的膨胀、空腔壁向内回弹、蒸汽冷却和凝聚及至最后倒塌的物化过程。文中引用热力学、统计物理、大形变的弹性理论,计算了腔内蒸汽量、蒸汽压、空腔半径和空腔温度的关系,计算出回弹时的温度、压力、蒸汽量和空腔半径。它们与已有的测定参量基本上符合,但尚有一些理论值有待进一步测试来验证,特别是回弹时的若干参数,这很有意义,也很关键。本文提出的计算模型对研究空腔形成的物化过程是有参考价值的。

一、绪 言

在一封闭腔内进行爆炸时,在高温、高压爆炸产物气体的作用下,空腔将迅速地向外膨胀。与此同时,由于Taylor界面不稳定性,空腔壁的岩石气体将与爆炸产物的高温气体混合,致使后者密度升高、温度下降。这个过程历时约100微秒,引进汽化物质大约百吨左右*,此后,混合物等熵膨胀。

空腔物化过程,一开始是不断地汽化,然后等熵膨胀又冷却,使部分气体又变为液体浮在空间,在继续膨胀中,空腔的气体压力下降。当此压力小于岩石的弹性应力时,空腔壁的岩石就产生稀疏,表面飞散,发生剥裂,这样就产生回弹。回弹过程中,剥裂片和一些岩粉进入空腔,小粒子则溶化,大块岩石及空腔壁在热传导作用下吸热,使空腔内温度从汽化的温度降到液化温度,这时腔内的温度是由液化岩体所控制,而气压下降到岩体压力。腔内的岩石气体压力变得很小,压力的产生主要是由岩石中(尤其是气体、液体岩相中)分解的易挥发性物质的分子的气体。这就形成了空腔气压和岩体压力平衡的一个过程。

此后,岩石液体不断凝固,放出溶化热,又不断地由岩体及大块岩石吸收而维持熔点温度 T_m 。等到全部液体凝固后,空腔中的温度才能下降,以后温度下降是比较迅速的,致使易挥发性气体压力下降到低于岩石静压,此时空腔可以开始塌落,温度又迅速下降,压力变小到只有几个大气压。

上面所述是空腔物化的主要过程。当然,岩石的液相、气相也会分解为其它化合物不同的成份,但这是在很高的温度下才起主要作用。在空腔发展的中后期,气体中主要成份应当

* 不同爆炸威力,此值也不同。

仍是岩石分子。作为进一步仔细的分析,就必须研究空腔早期的过程,这时应当考虑岩石分子分解的反应平衡关系。

本文着重研究中后期过程,目的在于理解其中主要的环节和因素,以便今后进行模拟试验。例如在透明介质中(如水中)作点爆的空腔气泡发展过程,用高速相机拍摄其气体凝聚过程,回弹过程,消失过程。另一方面也为进一步研究空腔物化过程,同时也可以为在水下爆炸作模拟,提出水下爆炸的试验方案。但是其爆炸深度和效应间的关系看来比地下爆炸更为复杂,空腔的变化将和海浪应力波交织在一起造成更难以理论计算的困难。

下面分别就:(1)热力学函数的估算;(2)空腔中蒸汽量;(3)空腔壁回弹的条件;(4)冷却塌方的条件,作一些半定量的计算。和实测比较,可以定性地了解过程的机理,为今后对这问题进行进一步探索的参考。

二、热力学函数的确定

首先,我们对后面要用到的主要物理量作下述定义:

Z —— 每个岩石分子中的原子数, 例 如 AlKSIO_4 , $Z = 7$,	$\beta(T)$ —— 体膨胀系数,
T_M —— 熔点, $^\circ\text{K}$,	G_s —— 体压缩弹性模量, 达因/厘米 ² ,
T_b —— 沸点 (大气压下), $^\circ\text{K}$,	h —— 埋深, 厘米,
L_M —— 溶解热, 卡/克,	r —— 空腔半径, 厘米,
L_v —— 汽化热 (大气压下), 卡/克,	Y_0 —— 威力, 吨 TNT,
L —— $L \equiv L_M + L_v$,	M —— 蒸汽量, 克,
K —— 导热系数, 卡/秒·厘米·度,	P —— 空腔压力, 大气压,
k —— 玻耳兹曼常数,	V —— 空腔体积, $V = 4\pi r^3 / 3$,
C_s —— 固体比热, 卡/克·度,	N_A —— 阿伏伽德罗常数,
A —— 克分子量,	E_s —— 空腔内能量,
ρ —— 密度, 克/厘米 ³ ,	μ_s —— 凝聚体岩石化学势, 卡/克分子,
	μ_g —— 岩石气体化学势, 卡/克分子,

设 Θ 为德拜温度, 则固体中化学势为

$$\mu_s = -L + 3 Z R T \ln \frac{\Theta}{T} \quad (1)$$

$$L = (L_M + L_v) A \quad (2)$$

$$R = N_A k = 2 \text{ 卡/克分子} \quad (3)$$

但由于在温度 T 下将发生热膨胀, 膨胀时作弹性功为

$$\Delta \varepsilon = \frac{1}{2} G (\beta T)^2 \frac{A}{\rho} \text{ 尔格/克分子} = \lambda T^2 \quad (4)$$

$$\lambda \equiv \frac{G \beta^2 A}{2 \rho} \cdot \frac{1}{4.2 \times 10^7} \text{ 卡/克分子} \quad (5)$$

由 Helmholtz 公式, 化学势增量为

$$\Delta\mu_s = \Delta\varepsilon + T \frac{d\Delta\mu_s}{dT} \quad (6)$$

积分后有

$$\Delta\mu_s = -\lambda T^2 \quad (7)$$

因此, 总化学势 μ_s 为

$$\mu_s = -L - \lambda T^2 + 3ZR T \ln \frac{\Theta}{T} \quad (8)$$

高温下, 固体比热近似为

$$C_s' = \frac{3ZR}{A} = \frac{6Z}{A} \text{卡/克} = 6Z \text{卡/克分子} \quad (9)$$

每个气体分子有三个平移、三个转动自由度, 因此尚有 $3(Z-2)$ 个振动自由度, 在高温下, 这些自由度都已激发, 则气体的比热应为

$$C_g' = [(3+3)/2 + 3(Z-2)]R = 3(Z-1)R \text{卡/克分子} \quad (10)$$

气体的自由能为

$$\mu_g = -RT \ln [C T^{3(Z-1)+1} / P] \text{卡/克分子} \quad (11)$$

其中 C 为常数, P 为空腔气体的蒸汽压。

气、固相平衡时有

$$\mu_g = \mu_s \quad (12)$$

$$P(T) = \exp\left(-\frac{L}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_b}\right) - \frac{\lambda}{R}(T - T_b)\right) \cdot \left(\frac{T_b}{T}\right)^2 \quad (13)$$

式(11)中的常数由 $T = T_b$ 时 $P = 1$ 大气压确定。

这里必须指出, 以上的讨论仅限于气、凝聚态的自由度均激发的条件才能成立, 即要求熔点和沸点适当的高, 远比德拜或爱因斯坦温度高, 否则式(13)中的系数、方次均要在增温过程中有改变。

有了(13)式, 可以计算临界态, 条件为

$$T = T_c, \quad P = P_c, \quad \rho_s = \rho, \quad (14)$$

$$\left. \frac{d \ln P}{dT} \right|_{T=T_c} = 0, \quad -\frac{2}{T_c} + \frac{L}{RT_c^2} - \frac{\lambda}{R} = 0 \quad (15)$$

而

$$P_c = \exp\left[\frac{L}{R}\left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_c}\right) - \frac{\lambda}{R}(T_c - T_b)\right] \cdot \left(\frac{T_b}{T_c}\right)^2 \quad (16)$$

$$\rho_s = \frac{A \cdot P_c^* \cdot 10^6}{N_A k T_c} = \rho_s = \frac{2.69}{(1 + \beta T_c)} \quad (17)$$

其中

$$P_c^* = P_c \times \frac{1}{V_s} (V_s - V) = P_c (1 - \rho_s / \rho)$$

由式(15)——(17)可以定出 P_c 、 ρ_c 、 T_c 及 λ 值。

例如, 对花岗岩^[1]

$$\begin{aligned} T_M &= 1573^\circ\text{K}, & T_b &= 2673^\circ\text{K}, & L_M &= 180 \text{ 卡/克}, \\ L &= 2100 \text{ 卡/克}, & \rho &= 2.69 \text{ 克/厘米}^3, & A &= 158.17 \\ \beta &\approx 1.5 \times 10^{-4}, & Z &= 7, & & \text{(以 AlKSIO}_3 \text{ 为主)}. \end{aligned}$$

计算出

$P_c = 10^4$ 大气压, $\rho_c = 1.66$ 克/厘米³, $T_c = 4267^\circ\text{K}$, $\lambda = 1.8833 \times 10^{-2}$ 卡/克分子。
再利用(5)可以算出完整岩体, $G = 0.738 \times 10^{12}$ 达因/厘米³。这样, 压力与温度关系式变成

$$P = \left(\frac{T_b}{T}\right)^2 \cdot \exp\left[-1.8 \times 10^5 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_b}\right) - (T - T_b) \times 0.9417 \times 10^{-2}\right] \quad (18)$$

式中 $T_b = 2673^\circ\text{K}$ 。各温度 T 下的蒸汽压由式(18)给出, 列在表 1 中。

三、空腔中蒸汽量的估算

蒸汽量和空腔中的温度、能量有关, 在 T 度时气体能量 U_s 为

$$U_s = M \left(L + \frac{3R(Z-1)}{A} T \right) \times 4.2 \times 10^7 \text{ 尔格} \quad (19)$$

其中 M 为空腔中蒸汽的质量。因此, 气体的总体积 V 为

$$V = \frac{RT}{P} \cdot \frac{M}{A} \times 4.2 \times 10^7 / 10^6 \quad (20)$$

能量方程式为

$$dU_s = P \times 10^6 \times dV \quad (21)$$

将式(18)——(20)代入式(21), 以 M 、 T 为变数, 得到方程

$$-\frac{dM}{M} = \left\{ \frac{3Z+2}{3(Z-1)} \frac{T_0}{T} + \frac{\lambda T_0}{3(Z-1)R} \cdot \frac{T}{T_0} \right\} / \left(1 + \frac{3Z-2}{3(Z-1)} \frac{T}{T_0} \right) d\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (22)$$

其中定义 $T_0 = \frac{AL}{3(Z-1)R}$ (对花岗岩 $T_0 = 9222^\circ\text{K}$)。令 $\zeta \equiv \frac{3Z-2}{3(Z-1)} \frac{T}{T_0}$,

将式(22)积分, 得

$$M = M_1 \exp \left\{ \frac{3\lambda(Z-1)T_0}{R(3Z-2)} \ln \left(\frac{1+\zeta}{1+\zeta_1} \right) + \ln \frac{\zeta}{\zeta_1} - \frac{3\lambda(Z-1)T_0}{R(3Z-2)} (\zeta - \zeta_1) \right\} \quad (23)$$

式中 M_1 为 $\zeta = \zeta_1$ 、 $T = T_1$ 时的蒸汽量, 而

$$T_1 = T_0(y-1), \quad y = Y_1 / M_1 L \quad (24)$$

Y_i 为 $T = T_i$ 时空腔蒸汽含的能量。

代入具体花岗岩的参数, 式(23)变为

$$M = M_i \exp \left\{ 1.4 \ln \left(\frac{1 + \zeta}{1 + \zeta_i} \right) + \ln \frac{\zeta}{\zeta_i} - 4.34(\zeta - \zeta_i) \right\} \quad (25)$$

为应用式(25)求出各 T 的 M 值就要求出某一点 T_i 的 M_i 值。

令 T_i 、 M_i 为空腔膨胀到极大而产生腔壁回弹(见四节论证)时的温度和蒸汽量, 而蒸汽能量为 Y_i 。自此以后, 由于和回弹层裂片相混, 蒸汽迅速凝聚为液态和固体溶化为液态到达液、气平衡态, 而压力很小。这样, 由能量和质量的关系定出 M_i 、 T_i 、 Y_i 。若蒸汽液化量 M_1 和固体液化量 M_2 之和为总玻璃体量: $M_0 = M_1 + M_2$, 则平衡方程式为

$$M_i \left(L_b + \frac{3R}{A}(Z-1)(T_i - M) \right) = (M_0 - M_i) \left(T_M \frac{3R(Z-1)}{A} + L_M \right)$$

求出

$$M_i = M_0 \left(L_M + \frac{3R(Z-1)}{A} T_M \right) / \left(L + \frac{3R(Z-1)}{A} T_i \right) \quad (26)$$

而

$$Y_i = M_i \left(L + \frac{3R(Z-1)}{A} T_i \right) \times 4.2 \times 10^7 \text{ 尔格} \quad (27)$$

从实验测得空腔中最后剩余能为总能量 Q_{KT} 的 40%, 则

$$Y_i = 1.68 Q_{KT} \times 10^{19} \text{ 尔格} \quad (28)$$

从式(26)、(28)得到

$$\frac{M_0}{Q_{KT}} = 0.4 \times 10^4 / \left(L_M + \frac{3R(Z-1)}{A} T_M \right) = 7.435 \text{ 百吨/千吨 TNT} \quad (29)$$

$$M_i = M_0 \frac{0.236}{1 + 0.157\tau}, \quad \tau \equiv \frac{T_i}{T_M} \quad (30)$$

$$\frac{M_i}{Q_{KT}} = \frac{1.75}{1 + 0.157\tau} \text{ 百吨/千吨 TNT} \quad (31)$$

$$\frac{Y_i}{M_i L} = 1 + 0.157\tau \quad (32)$$

$$\zeta_i = \left(\frac{19}{18} \right) \times 0.157\tau = 0.166\tau \quad (33)$$

在下面计算得到 $T_i \approx 3200^\circ K$, 则, $\tau = 2.034$, $\zeta_i = 0.338$, 因此有

$$M_i / Q_{KT} = 131.36 \text{ 吨/千吨 TNT}, \quad M_0 / Q_{KT} = 743.5 \text{ 吨/千吨 TNT} \quad (34)$$

而各温度 T 下的蒸汽量 M , 由式(23)、(31)–(34), 我们得到

$$\frac{M}{Q_{KT}} = 131.36 \exp \left\{ 1.4 \ln \frac{1 + \zeta}{1.34} + \ln \frac{\zeta}{0.34} - 4.34(\zeta - 0.34) \right\} \quad (35)$$

$$\zeta = \frac{T}{8737} \quad (36)$$

在表 1 中列出了 T 、 P 、 M 值。

表 1

T °K	4000	3900	3800	3700	3600	3500	3400	3300	3200	3100
P 巴	8420	7163	5743	4318	3028	1969	1179	644.9	319.8	142.4
$\frac{M}{Q_{KT}}$ 吨 千吨 TNT	120.85	122.47	124.02	125.49	126.87	128.16	129.35	130.42	131.36	132.17
$\frac{r_M}{Q_{KT}^{1/3}}$ 米 (千吨) ^{1/3}	1.93	2.03	2.17	2.38	2.66	3.05	3.60	4.37	5.48	7.11

从表中可以看出, 随温度下降, 压力下降得很快, 而蒸汽量和空腔半径变化不大, M 上升变化不到 10%, 但半径在 3500°K 以下变化较明显。这说明以往理论计算中以等熵膨胀的模型计算是基本上合理的。 M_0/Q_{KT} 值为 743.5 吨/千吨 TNT 也符合我们实验的数据。但是, M_1/Q_{KT} 尚未有测试值作验证, 有必要对这些参数作测试验证, 以便对空腔物化过程有一个深入的了解。 M_1/M_0 占 17.7%, 即 17.7% 的玻璃是蒸汽凝聚的, 含有浓的爆炸产物。

四、空腔回弹和空腔半径

空腔的蒸汽压力推动岩壁运动, 使空腔不断扩大, 直到空腔中气体的压力下降到不足以抵抗岩石的应变的弹性应力, 于是空腔停止膨胀。岩体因为尚有惯性向前继续推进, 而惯性产生的弹性应力 $P(r)$ 最后超过空腔的气体压力, 于是表面产生稀疏的层裂、回弹。

对于非旋的弹性运动, 应变位移 $\vec{\xi}$ 满足方程式

$$\rho \ddot{\vec{\xi}} = \frac{1}{3}(a + 2\beta) \Delta \vec{\xi} \quad (37)$$

其中 $a = 3G$, G 一般是常数, $\beta/2$ 为切变模量。对大形变的固体, β 为时间的算符, 此时 $2\beta = a_0 \frac{\partial}{\partial t} + \beta_0^{[2]}$, 即有弛弹性效应。特别 $\beta_0 = 0$ 时, 则为粘滞性流体。这种形变的流体一般称为伏侯脱物质。

体形变 $\Theta = \nabla \cdot \vec{\xi}$ 满足方程

$$\rho \ddot{\Theta} = \frac{1}{3}(a + 2\beta) \Delta \Theta$$

若 $\vec{\xi} = \nabla \phi$, $\Theta = \Delta \phi$, 则有

$$\rho \ddot{\phi} = \frac{1}{3}(a + 2\beta) \Delta \phi$$

其解为

$$\phi = \phi_0 \exp[i(r - ct)/\lambda] / r$$

$$\Theta_r = -\frac{\phi_0}{\lambda^2} \exp[i(r^2 - ct)/\lambda] / r$$

对于长波, 有 $\lambda \gg r$, 则

$$\Theta_r \cong B/r, \quad B = \text{常数} \quad (38)$$

一般说来, $\ddot{\phi}$ 、 $\rho \ddot{\Theta}$ 是比较小的, 所以可以令:

$$\left(a + \beta_0 + a_0 \frac{\partial}{\partial t}\right) \Delta \phi = \left(a + \beta_0 + a_0 \frac{\partial}{\partial t}\right) \Theta = 0 \quad (39)$$

$$\Theta = \Theta_0 \exp\left[-\frac{a + \beta_0}{a_0} t\right] \quad (40)$$

当 $a_0 \rightarrow 0$, 滞弹性很小, $\Theta \rightarrow 0$, 即应变很快弛豫消失。相反, 当 $a_0 \rightarrow \infty$, Θ 可以经久存在, 为物体的内应力, 内应变。空腔几何参数见图 1。在 R 点有

$$\Theta_R = P_r(\eta) r / R \bar{G} \quad (41)$$

其中 r 为空腔半径, $P_r(\eta)$ 为空腔壁上的弹性应力, R 为研究点的半径, \bar{G} 为介质的平均体

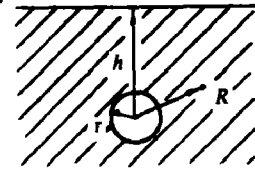


图 1 空腔图。 h 为埋深
 r 为空腔半径 R 为研究点半径

模量。注意到, 岩石中存在空隙、裂系, 使 \bar{G} 平均值远小于完整岩石的体模量。例如, 花岗岩的 G 为 7.86×10^{11} 达因/厘米², 而按测定纵波声速 $\sim 3.5 \times 10^5$ cm/sec, 求出

$$\bar{G} \approx 3.27 \times 10^{11} \ll G$$

因此, 大体积压缩产生的空腔体积 V_r 为

$$V_r = \int_r^h \Theta_r 4\pi R^2 dR = \frac{4\pi P_r(\eta) h^2 r}{2\bar{G}}$$

$$P_r(\eta) = \frac{2\bar{G} V_r}{4\pi h^2 r} \times 10^{-9} \text{ 巴} = \frac{2\bar{G} r^2}{3h^2} \times 10^{-9} \text{ 巴}$$

h 为应力不能在距爆心 h 处产生大形变的最小距离, 此值相当于最小抵抗线的距离, 不产生剥裂的距离。取 $h = 140 Q_{KT}^{1/3}$ 米, 则

$$P_r(\eta) = 11.12 (r_M / Q_{KT}^{1/3})^2$$

r_M 取米为单位, Q 以千吨为单位, $P_r(\eta)$ 为空腔壁上的应力压力, 即

$$r_M / Q_{KT}^{1/3} = (P_r(\eta) / 11.12)^{1/2} \quad (42)$$

另外, 从式(20)可以得到空腔半径和蒸汽压力 $P(T)$ 的关系

$$\frac{4\pi}{3} r^3 = \frac{N_0 k T M \times 10^{-9}}{P(T) \cdot A}$$

由此有

$$\frac{r_M}{Q_{KT}^{1/3}} = \left(\frac{3 N_0 k T M}{4 \pi P(T) A Q_{KT}} \times 10^{-6} \right)^{1/3} \times 10^{-2} \text{ 米} / (\text{千吨 TNT})^{1/3} \quad (43)$$

当回弹时, $T = T_1$, $P = P_1$, $M = M_1 = 131.3 Q_{KT}$ 吨 $= 1.313 \times 10^8 Q_{KT}$ 克, $P_1(T) = P_1(\eta)$, 式(43)变成

$$r_M / Q_{KT}^{1/3} = 2.54 (T_1 / P_1)^{1/3} \quad (44)$$

式(42)、(44)给出回弹时的半径 r_M^* 、压力 P_1 、温度 T_1 的关系: $r_M^* / Q_{KT}^{1/3} \cdot T_1^{-0.2} = 1.0805$ 。

从表 1 内插求得

$$T_1 = 3203^\circ K, \quad P_1 = 327.1 \text{ 巴}, \quad r_M^* / Q_{KT}^{1/3} = 5.43 \text{ 米} / \text{千吨}^{1/3}。$$

将 T 、 $P(T)$ 、 M 代入式(43), 可以算出各温度 T 下的空腔半径 $r_M / Q_{KT}^{1/3}$, 已在表 1 中第四行中列出

当 $Q_{KT} = 3.5$ 千吨 TNT 时, $r_M^* = 8.24$ 米, 加上约 2 米厚的回弹剥裂厚度, 则最大空腔半径为 10.24 米, 比实测值 13 米小 3 米。这里误差的主要来源可能仍是岩石的非完整性裂隙的存在所造成, 即 \bar{G} 还要小。

一旦回弹开始, 温度急速冷却, 达到岩石的熔点 $T = 1573^\circ K$, 在这液固相的平衡点, 易挥发性杂质气体压力保持常数, 和岩石重量压力相平衡, 这时有

$$P^{**} = \rho g h = \frac{N^{**} k T_M}{V^{**}} \quad (46)$$

式中 N^{**} 为易挥发性气体的总分子数, 它与总当量 Q 成正比,

$$N^{**} = a Q \quad (47)$$

于是空腔长期平衡的半径 r^{**} 为

$$r^{**} = \left(\frac{3 N^{**} k T_M}{4 \pi g \rho h} \right)^{1/3} \cong \left(\frac{3 a k T_M}{4 \pi g \rho} \cdot \frac{Q}{h} \right)^{1/3} \sim (Q/h)^{1/3} \quad (48)$$

五、空腔倒塌条件

回弹以后, 每一层裂片增加冷的面积为 $6 \times 4 \pi r^2$, 而冷的面上热量传导到温度 T_M 的厚度为(其 6 倍是由于剥裂石块呈长宽高相近的六面体)。

$$\delta = \sqrt{4 D t}, \quad D = K / \rho C_v = 0.01 \text{ 厘米}^2 / \text{秒} \quad (49)$$

式中 t 为传导时间。

设当量为 3.5 KT, 则产生 $M = 3.5 \times 800$ 吨的玻璃体, 这些玻璃体凝固放热

$$800 \times 10^6 \times 3.5 \times 180 = 5.04 \times 10^{11} \text{ 卡}$$

这些热要全部为石块及围岩所吸收, 其吸收量为

$$6 \times a \times 4 \pi r^2 \sqrt{0.04 t} \times 1200 \times 0.25 \times 2.7 \text{ 卡,}$$

测量值 $r = 1300$ 厘米, a 为回弹中剥裂的层数。

要使温度开始下降, 气体压力也急速下降, 从而造成塌方, 则 $t > t_c$, t_c 从上面的热能相等条件推得。

$$t_c = \frac{9.94}{a^2} \text{ (分)} \quad (50)$$

对上面的计算实例, 实测 $t_c \cong 13$ 分, 因此 $a \cong 0.87$, 即约有一片层裂。

从计算中可以看出, $t_c \sim Q^{2/3}$ (因为 $r \sim Q^{1/3}$, $M \sim Q$), 故

$$t_c = 13(Q/3.5)^{2/3} \text{ (分)} \quad (51)$$

若 $Q = 0.5$, $t_c \cong 3.55$ 分塌方时间极快。

参 考 文 献

- (1) 西北核技术研究所测试记录, 私人通信。
 (2) Radok, J. R. M., *Quart. Appl. Math.*, 15 (1957), 198.

THEORY OF CAVITY FORMATION IN A CONTAINED EXPLOSION

Cheng Kaichia

Abstract

In the present text a study is made into the process of the cavity formation in a contained explosion inside a solid medium, such as granite. The expansion of the cavity will finally stop owing to the fall of pressure due to the adiabatic process. Henceforth through the stresses of the surrounding media the cavity wall will recoil and fragments will be formed and fly inwards. The vapour will thereby be cooled down and condenses. The arch of the cavity owing to the lack of support of the vapour pressure will finally collapse. In the text calculations are performed for the evaluation of the pressures and the quantities of vapour, the radii of the cavity as functions of the temperatures of the vapour. The same is done for the cavity at the moment of recoil. Most of values so obtained are in gross agreement with the measured ones, while much remains to be done experimentally, especially in the moment of collapse, significant to the understanding of the chemico-physical processes. The present model seems to afford a clue to the further study of the details of the cavity formation.