

冲击波速度—粒子速度关系式的一个简单 推导及其直线表达式适用范围的讨论

经福谦

(1982年2月1日收到)

用冲击压缩线 $P_H = P_H(v)$ 的泰勒展开式与 Rankine—Hugoniot 守恒关系式联立, 用迭代法求解, 导出了以粒子速度 (u) 多项式方程表示的冲击波速度 (D) 关系式。所得结果与 Pastine 及 Placesi^[1] 和 Ruoff^[2] 分别用其他方法得到的相同, 但是本文的推导过程要简便得多。从本文所用方法的推导中, 还求出了 $D(u)$ 直线表达式适用范围的估算公式。对于一般的凝聚材料, $D(u)$ 直线关系适用范围的最高压缩比 (ρ_2/ρ_1) 大约等于 1.5。

一、引言

在冲击波作用下, 许多金属、合金、离子晶体、共价晶体、以及液体等材料, 其冲击波速度 D 与粒子速度 u 之间的线性关系, 早已被许多实验结果所证实, Alder^[3] 对此也曾做过很好的定性解释。1959年, Berger 和 Joigneau^[4] 从 Mie—Grüneisen 物态方程出发, 首次对这个线性关系作了理论解释。以后, Swan^[5] 又从固体的德拜理论出发, 导出了这个关系式。此外, Pastine 和 Placesi^[1] 直接从 Rankine—Hugoniot 关系式出发, Ruoff^[2] 从等熵体压缩模量的多项式方程出发, 还导出了适用于较高压力的、以 u 的二项式表达式表示的 D 的函数关系式。

本文的主要内容为, 用冲击压缩线 $P_H = P_H(V)$ 的泰勒级数展开式与 Rankine—Hugoniot 守恒关系式联立, 用迭代法求解, 导出了以粒子速度 u 多项式方程来表示的冲击波速度 D 的关系式。所得结果与 Pastine 及 Placesi^[1] 和 Ruoff^[2] 分别用其他方法得到的相同, 但是本文的推导过程简便得多。大量的实验数据表明, 由于粒子速度 u 平方项的系数值很小, 因而, 在一定的冲击压力范围内 (其值随材料而异), 可以直接引用 $D(u)$ 的直线关系式。文中还导出了描述这种直线关系适用范围的估算公式, 并举例讨论了估算公式的适用性。

二、 $D(u)$ 关系式的推导

平面冲击波的 Rankine—Hugoniot 守恒关系式是

$$P_{H2} - P_{H1} = (D - u_1)(u_2 - u_1)/V_1 \quad (1)$$

$$V_2/V_1 = (D - u_2)/(D - u_1) \quad (2)$$

$$E_{H2} - E_{H1} = (P_{H2} + P_{H1})(V_1 - V_2)/2 \quad (3)$$

从 (1) — (3) 式还可以导出以下关系

$$D - u_1 = V_1 \sqrt{(P_{H2} - P_{H1}) / (V_1 - V_2)} \quad (4)$$

$$u_2 - u_1 = (V_1 - V_2) \sqrt{(P_{H2} - P_{H1}) / (V_1 - V_2)} \quad (5)$$

$$C_1 = \lim_{P_{H2} \rightarrow P_{H1}, V_2 \rightarrow V_1} (D - u_1) = V_1 (-dP_H/dV)_1^{1/2} \quad (6)$$

式中, P_H 为冲击压力, V 为比容, E_H 为比内能, D 和 u 分别为实验室坐标中的冲击波速度和粒子速度, C 为流体力学声速, 下标“1”、“2”分别代表冲击波阵面前方和后方的状态。

设材料的冲击压缩线 $P_H = P_H(V)$ 在 (V_1, V_m) 区间内有定义, 当材料刚性效应可以忽略且不发生冲击相变时, 则在 (V_1, V_m) 闭区间内, $P_H = P_H(V)$ 可以展开成泰勒级数 ($V_1 > V_2 > V_m$)。

$$P_H(V_2) = P_H(V_1) + (dP_H/dV)_1 (V_2 - V_1) + \frac{1}{2!} (d^2 P_H/dV^2)_1 (V_2 - V_1)^2 + \\ + \frac{1}{3!} (d^3 P_H/dV^3)_1 (V_2 - V_1)^3 + \frac{1}{4!} (d^4 P_H/dV^4)_1 (V_2 - V_1)^4 + O(|V_2 - V_1|^5)$$

在上式中, 我们已根据目前得到的大量实验结果, 仅在泰勒展开式中取到 $(V_2 - V_1)$ 的四阶项。上式也可以改写为以下形式

$$V_1^2 \frac{P_{H2} - P_{H1}}{V_1 - V_2} = V_1^2 \left(-\frac{dP_H}{dV} \right)_1 \left[1 - \frac{1}{2} \frac{(d^2 P_H/dV^2)_1}{(dP_H/dV)_1} (V_1 - V_2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{6} \frac{(d^3 P_H/dV^3)_1}{(dP_H/dV)_1} (V_1 - V_2)^2 - \frac{1}{24} \frac{(d^4 P_H/dV^4)_1}{(dP_H/dV)_1} (V_1 - V_2)^3 + \dots \right]$$

或者, 把 (4) — (6) 式代入, 可得

$$D - u_1 = C_1 \left[1 - \frac{V_1}{2} \frac{(d^2 P_H/dV^2)_1}{(dP_H/dV)_1} \left(\frac{u_2 - u_1}{D - u_1} \right) + \frac{V_1^2}{6} \frac{(d^3 P_H/dV^3)_1}{(dP_H/dV)_1} \left(\frac{u_2 - u_1}{D - u_1} \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{V_1^3}{24} \frac{(d^4 P_H/dV^4)_1}{(dP_H/dV)_1} \left(\frac{u_2 - u_1}{D - u_1} \right)^3 + \dots \right]^{1/2} \quad (7)$$

为了解出 $(D - u_1)$ 的 $(u_2 - u_1)$ 函数式, 可以先在 (7) 式中近似地截断到 $(u_2 - u_1)/(D - u_1)$ 的三阶项, 然后求解 $(D - u_1)$ 的一个五次代数方程, 但这个过程太复杂了。我们采用的是近似的迭代求解法。

如果

$$\left| \frac{V_1}{2} \frac{(d^2 P_H/dV^2)_1}{(dP_H/dV)_1} \left(\frac{u_2 - u_1}{D - u_1} \right) - \frac{V_1^2}{6} \frac{(d^3 P_H/dV^3)_1}{(dP_H/dV)_1} \left(\frac{u_2 - u_1}{D - u_1} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{V_1^3}{24} \frac{(d^4 P_H/dV^4)_1}{(dP_H/dV)_1} \left(\frac{u_2 - u_1}{D - u_1} \right)^3 \right| \leq 1 \quad (8)$$

并将 $D - u_1 = C_1$ 作为一级近似代入 (7) 式, 按幂级数展开, 保留到 $(u_2 - u_1)$ 的三阶项, 故 (7) 式的一级近似解为

$$D - u_1 = C_1 + a_1 (u_2 - u_1) + a_2 (u_2 - u_1)^2 + a_3 (u_2 - u_1)^3 \quad (9)$$

式中

$$a_1 = -\frac{V_1}{4} \frac{(d^2 P_H/dV^2)_1}{(dP_H/dV)_1} \quad (9.1)$$

$$a_2 = \frac{1}{2C_1} \left[\frac{V_1^2}{6} \frac{(d^3 P_H/dV^3)_1}{(dP_H/dV)_1} - a_1^2 \right] \quad (9.2)$$

$$a_3 = -\frac{1}{2C_1^2} \left[\frac{V_1^3}{24} \frac{(d^4 P_H/dV^4)_1}{(dP_H/dV)_1} + 2C_1 a_1 a_2 \right] \quad (9.3)$$

从(9)式得到的二级近似关系为 $\frac{D-u_1}{C_1} = 1 + a_1 \frac{(u_2-u_1)}{C_1} + a_2 \frac{(u_2-u_1)^2}{C_1^2}$ ，如果

$$\left| a_1 \frac{(u_2-u_1)}{C_1} + a_2 \frac{(u_2-u_1)^2}{C_1^2} \right| < 1 \quad (10)$$

则用上述同样方法不难求得(7)式的二级近似解

$$D-u_1 = C_1 + A_1 (u_2-u_1) + A_2 (u_2-u_1)^2 + A_3 (u_2-u_1)^3 \quad (11)$$

式中

$$A_1 - a_1 = -\frac{V_1}{4} \frac{(d^2 P_H/dV^2)_1}{(dP_H/dV)_1} \quad (11.1)$$

$$A_2 - a_2 = \frac{a_1^2}{C_1} - \frac{1}{2C_1} \left[\frac{V_1^2}{6} \frac{(d^3 P_H/dV^3)_1}{(dP_H/dV)_1} - 3A_1^2 \right] \quad (11.2)$$

$$A_3 - a_3 = \frac{3a_1 a_2}{C_1} + \frac{a_1^3}{C_1^2} = -\frac{1}{2C_1^2} \left[\frac{V_1^3}{24} \frac{(d^4 P_H/dV^4)_1}{(dP_H/dV)_1} + 8C_1 A_1 A_2 + 6A_1^3 \right] \quad (11.3)$$

(11)式就是我们导出的冲击波速度—粒子速度关系式。为了验证这个迭代解的合理性，可以把(6)式及(11.1)—(11.3)式写成其他形式的表达式，以便与其他作者用另外方法导出的结果相比较。为此，利用Y. K. Huang⁽¹⁰⁾导出的两组关系式：

1. Huang从Mie-Grüneisen物态方程

$$P - P_1 = \frac{\gamma}{V} (E - E_1)$$

出发，求出了等熵压力 P_s 的导数与冲击压力 P_H 的导数之间的关系。式中 γ 为Grüneisen常数，“x”表示“弹性”成分。因而得到

$$(dP_s/dV)_1 = (dP_H/dV)_1 \quad (d^2 P_s/dV^2)_1 = (d^2 P_H/dV^2)_1$$

$$(d^3 P_s/dV^3)_1 = (d^3 P_H/dV^3)_1 + \frac{1}{2} (d^2 P_H/dV^2)_1 \frac{\gamma_1}{V_1}$$

$$(d^4 P_s/dV^4)_1 = (d^4 P_H/dV^4)_1 + (d^3 P_H/dV^3)_1 \frac{\gamma_1}{V_1} + 2 \left[V_1 (d\gamma/dV)_1 - \gamma_1 \left(1 + \frac{1}{4} \gamma_1 \right) \right] (d^2 P_H/dV^2)_1 \frac{1}{V_1^2}$$

把以上结果代入(6)式及(11.1) — (11.3)式，得到

$$C_1 = V_1 (-dP_s/dV)_1^{1/2} \quad (12.1)$$

$$A_1 = -\frac{V_i (d^2 P_s / dV^2)_i}{4 (dP_s / dV)_i} \quad (12.2)$$

$$A_2 = \frac{1}{2C_1} \left\{ \frac{V_i^2 (d^3 P_s / dV^3)_i}{6 (dP_s / dV)_i} + \frac{1}{3} A_1 \gamma_i - 3A_1^2 \right\} \quad (12.3)$$

$$A_3 = -\frac{1}{2C_1^2} \left\{ \frac{V_i^3 (d^4 P_s / dV^4)_i}{24 (dP_s / dV)_i} + \frac{1}{3} \left[V_i (d\gamma / dV)_i - \gamma_i (1 + \frac{1}{4} \gamma_i) \right] \right. \\ \left. + 8C_1 (A_1 - \frac{1}{16} \gamma_i) A_2 + (6A_1 - \frac{3}{4} \gamma_i) A_1^2 \right\} \quad (12.4)$$

与 Pastine 及 Placesi 在文献 [1] 中给出的 (A3), (11) 和 (12) 式相比较, (12.1) — (12.3) 式分别与之相同。

2 Huang 从等熵体压缩模量 K_s 的定义 ($K_s = -V dP_s / dV$) 出发, 并设 $K_s = K_s(P_s)$, 给出了以下一组关系

$$(dP_s / dV) = -K_s / V$$

$$(d^2 P_s / dV^2) = K_s (1 + dK_s / dP) / V^2$$

$$(d^3 P_s / dV^3) = -K_s \left[K_s \frac{d^2 K_s}{dP^2} + (dK_s / dP + 3) dK_s / dP + 2 \right] / V^3$$

$$(d^4 P_s / dV^4) = K_s \left[K_s \frac{d^3 K_s}{dP^3} + 2K_s \left(2 \frac{dK_s}{dP} + 3 \right) \frac{d^2 K_s}{dP^2} + (dK_s / dP)^2 + \right. \\ \left. + 6(dK_s / dP)^2 + 11 \frac{dK_s}{dP} + 6 \right] / V^4$$

把以上结果代入 (12.1) — (12.4) 式, 又可得到

$$C_1 = (K_s V)^{1/2} \quad (13.1)$$

$$A_1 = \frac{1}{4} (1 + dK_s / dP) \quad (13.2)$$

$$A_2 = -\frac{1}{24C_1} \left[2K_s \frac{d^2 K_s}{dP^2} + A_1 (4\gamma_i + 7 - dK_s / dP) \right] \quad (13.3)$$

$$A_3 = -\frac{1}{24C_1^2} \left\{ -\frac{1}{2} \left[K_s \frac{d^3 K_s}{dP^3} + 2K_s \left(2 \frac{dK_s}{dP} + 3 \right) \frac{d^2 K_s}{dP^2} + (dK_s / dP)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 6(dK_s / dP)^2 + 11 \frac{dK_s}{dP} + 6 \right] + 4 \left[V_i \left(\frac{d\gamma}{dV} \right)_i - \gamma_i \left(1 + \frac{1}{4} \gamma_i \right) \right] A_1 + \right. \\ \left. + 96C_1 (A_1 - \frac{1}{16} \gamma_i) A_2 + 12(6A_1 - \frac{3}{4} \gamma_i) A_1^2 \right\} \quad (13.4)$$

与 Ruoff 在文献 [2] 中的公式 (19) — (21) 相比较, (13.1) — (13.3) 式也分别与之相同。

由以上讨论可以看出, 本文与文献 [1, 2] 从不同的出发点和用不同的处理方法, 却导出了相同的结果, 但是本文的推导过程比他们的简便得多, 并且还很方便地导出了 $(u_2 - u_1)$ 三阶项的系数。当然, 以上推导不仅是导出了 $D(u)$ 关系的函数形式, 而且还可以把较低压力下的超声测量

或静压测量数据代入(12.1)–(12.4)式或(13.1)–(13.4)式,以作为高压冲击压缩线的预估之用。

三、对 $D(u)$ 直线关系式适用范围的讨论

最近, Альтшулер等人^[7]在综合了大量金属的冲击波测量数据的基础上,给出的数值关系大致是 $C_1 = (1\sim 5) \text{ mm}/\mu\text{s}$, $A_1 = (1\sim 1.7)$, $A_2 = (10^{-1}\sim 10^{-2}) \mu\text{s}/\text{mm}$, 而 A_3 项的影响可以忽略不计。以上说明,实际上 A_2 的数值也是很小的。在此以前,文献[1,2]也分别根据静压测量数据和超声测量数据,用(12.1)–(12.3)式或(13.1)–(13.3)式,计算了钠和溴化钾等材料的 C_1 , A_1 和 A_2 值,也证实了 A_2 值很小的事实,并且计算值与他们引用的冲击波测量数据甚为符合。由此可见, $(u_2 - u_1)$ 的平方以上各项仅在高压下(具体的压力值随材料而异)才起作用,因而在一定的实验压力范围内,可以直接采用 $D(u)$ 的直线关系式,这对于处理许多实际的冲击波测量数据,已是不够用的了。

Prieto 和 Renero^[8]曾经从经验出发,谈到过 $D(u)$ 直线关系式的适用范围。他们认为:对于纯元素,直线关系式的适用上限压力约为 4 Mbar , 对合金约为 2 Mbar , 对无机化合物约为 0.4 Mbar , 对有机化合物约为 0.2 Mbar 。但是,他们对上述论点没有作过详细的讨论,也没有给出表征这个适用范围的函数表达式。下面,本文将讨论这一个问题。注意到本文在从(7)式导出(11)式时,条件式(8)和(10)表示的收敛域就是规定了该幂级数的适用范围。从(8)式看出,在对(7)式作幂级数展开及从(9)式求二级近似解而得到 $D(u)$ 直线关系式时,必须满足以下条件

$$\left| \frac{V_L}{2} \frac{(d^2 P_H/dV^2)_L}{(dP_H/dV)_L} \left(\frac{u_2 - u_1}{D - u_1} \right) \right| \ll 1 \quad (14)$$

及

$$\left| a_1 \frac{u_2 - u_1}{C} \right| < 1 \quad (15)$$

把(4)(5)两式代入(14)式,得到

$$\frac{V_L}{V_1} \geq 1 - \frac{1}{2A_1} \quad (16)$$

式中,下标“L”表示 $D(u)$ 直线关系式的适用范围。把 $D(u)$ 直线关系式代入(1)式,再将(14)式代入,可得

$$P_{HL} - P_1 \ll \frac{2C_1^2}{V_1 A_1} \quad (17)$$

再分别代入(4)(5)两式,可得

$$D_1 - u_1 \ll 2C_1 \quad (18)$$

$$u_1 - u_1 \ll C_1/A_1 \quad (19)$$

如果在(16)–(19)式中取等号,则各式左端的数值就代表了 $D(u)$ 直线关系适用范围的上限。用同样方法,从(15)式出发,也可以导出与(16)–(19)式相同的一组结果。

为了验证描述 $D(u)$ 直线关系适用范围的(16)–(19)式的适用性,我们用以下一组数据

为例作比较说明:

四硼酸锂—环氧树脂⁽⁹⁾ :

$$D = 4.052 + 1.486u - 0.033u^2 \text{ (mm/}\mu\text{s)} \quad (20)$$

$$\rho_1 = 2.178 \text{ g/cm}^3$$

方镁石⁽⁹⁾: $D = 6.535 + 1.643u - 0.083u^2 \text{ (mm/}\mu\text{s)} \quad (21)$

$$\rho_1 = 3.58 \text{ g/cm}^3$$

刚 玉⁽⁹⁾: $D = 7.916 + 1.897u - 0.195u^2 \text{ (mm/}\mu\text{s)} \quad (22)$

$$\rho_1 = 3.98 \text{ g/cm}^3$$

碘化铯⁽²⁾: $D = 1.66 + 1.41u - 0.0155u^2 \text{ (mm/}\mu\text{s)} \quad (23)$

$$\rho_1 = 4.5072 \text{ g/cm}^3$$

镉⁽⁸⁾: $D = 2.486 + 1.739u - 0.045u^2 \text{ (mm/}\mu\text{s)} \quad (24)$

$$\rho_1 = 8.64 \text{ g/cm}^3$$

铁⁽⁸⁾: $D = 3.817 + 1.6375u - 0.0144u^2 \text{ (mm/}\mu\text{s)} \quad (25)$

$$\rho_1 = 7.85 \text{ g/cm}^3$$

我们知道, 根据 (6) 式的定义, 材料的流体力学声速 C_l 的数值近似地表征了该材料可压缩性的一种度量。以上六种材料的流体力学声速 C_l 的数值, 包括了大约从 $1.5 \text{ mm/}\mu\text{s}$ 到 $8 \text{ mm/}\mu\text{s}$ 的变化范围, 因而由此得出的结论, 对一般固体材料是具有一定代表性的。

表 1 几种材料 $D(u)$ 直线关系式适用上限的计算数据

	铁	镉	碘化铯	刚玉	方镁石	四硼酸锂— 环氧树脂
$u_L \text{ (mm/}\mu\text{s)}$	2.331	1.430	1.177	4.173	3.977	2.727
$D_L \text{ (mm/}\mu\text{s)}$	7.634	4.972	3.320	15.832	13.07	8.104
$P_L \text{ (Mbar)}$	1.397	0.614	0.176	2.629	1.861	0.481
V_L/V_1	0.695	0.712	0.645	0.736	0.696	0.664
ρ_2/ρ_1	1.440	1.404	1.549	1.358	1.437	1.507

表 1 是这些材料的 $D(u)$ 直线关系适用范围上限的计算数据表。从表中可以看出, 由于一般固体材料的 $A_1 \approx 1.5$, 故 $V_L \geq 2/3 V_1$, 即 $D(u)$ 直线关系式适用的上限压缩比 (ρ_2/ρ_1) 约等于 1.5, 相当于具有 $D(u)$ 直线关系式材料的极限压缩比的一半。图 1 是相应的 $D(u)$ 线。应该补充说明, 在 (20) — (25) 式中, 已取 $u_1 = 0$, $P_1 = 0$, 并且略去了 u_i 的下标。从图 1 可以看出, $D(u)$ 直线关系适用上限的估算公式 (18) 和 (19) 式, 对铁、四硼酸锂—环氧树脂、方镁石和刚玉等材料基本上适用的, 但是对镉和碘化铯来说, 予估公式显得“苛刻”了, 从这一点看, 它对于低流体力学声速值材料 (镉和碘化铯的 C_l 分别为 2.486 及 $1.66 \text{ mm/}\mu\text{s}$) 的适用性不好。

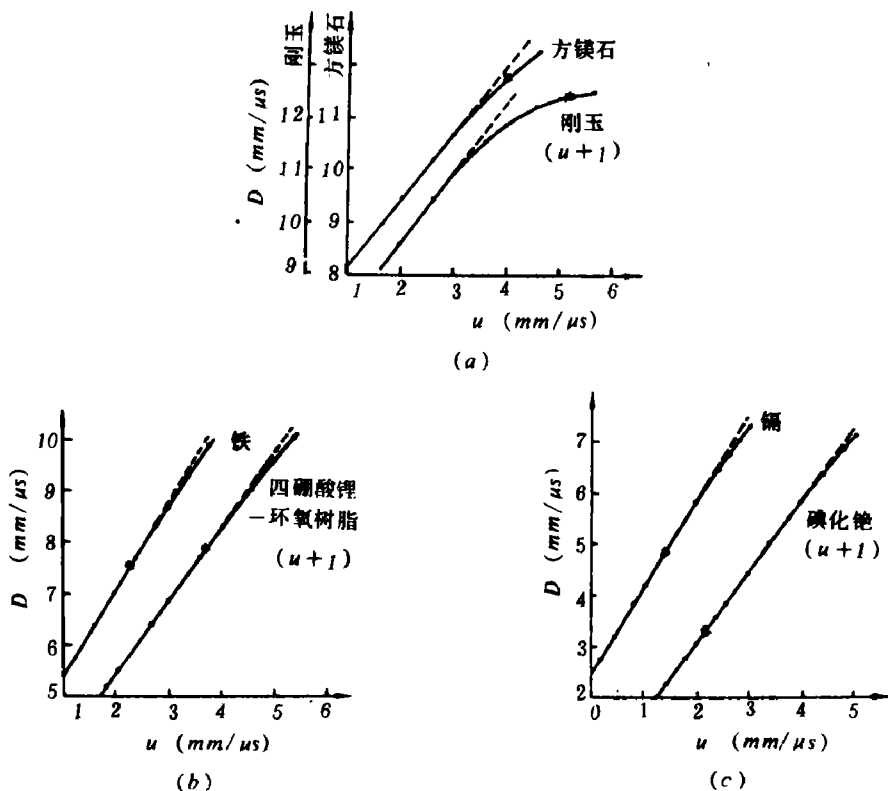


图1 几种材料的 $D-u$ 线。——根据 (20) — (25) 式绘制的 $D(u)$ 线；
 直线近似下的 $D(u)$ 线；* 根据 (18) (19) 式确定的最高 (D_L, u_L) 点；

但是需要指出的是，从 (7) 式和 (14) 式看出，预估公式 (16) — (19) 确系严格意义上的 $D(u)$ 关系线性范围的一种判别式。我们认为，出现上述现象是由于 (11) 式右端的系数 A_2 的数值过小，在实际的 (D, u) 数据点集中难以显现出这一项的影响，因而表现出 $D(u)$ 直线关系式适用范围向高压方向上的表现上的扩延。虽然如此，用 (16) — (19) 式作为对低流体力学声速材料的 $D(u)$ 直线关系适用范围的一种“低估”公式（即实际的线性“适用范围”比公式给出的要高）还是可以的。一般说来，估算公式对流体声速为 $(3 \sim 6) \text{ mm}/\mu\text{s}$ 的材料较为合适，声速再高，计算值就偏高，声速再低，计算值就偏低。在这个意义上，对一般的固体材料来说，把 (16) — (19) 式作为对 $D(u)$ 直线关系适用上限的一种粗估公式，都是可用的。

四、结 语

本文用较为简便的方法导出了冲击波速度—粒子速度的多项式表达式，文中还给出了 $D(u)$ 直线关系适用范围的粗估公式，对于一般固体材料，上限压缩比约为 1.5。这个粗估公式有以下几方面用途：

1. 在实验测定材料的冲击压缩线之前，一般要先做出冲击压缩线的预估曲线，但是往往由于缺乏低压等熵线或等温线（实际上是用超声测量或静压测量得到）的三阶及三阶以上的导数值，

因而不能确定 u 的平方项系数, 只能予估出 $D(u)$ 的直线关系式。此时, 可用粗估公式大致划定该予估直线关系式的适用范围, 以便做出较为正确的实验设计。

2. 在实验测定多孔材料及复合材料的冲击压缩线时, (D_i, u_i) 数据点集通常较为分散, 此时, 可以借助粗估公式作为判定宜用直线拟合或用二项式关系拟合的一种依据。

3. 在实验测定材料的冲击压缩线时, 当发现实验点过早地偏离了粗估公式划定的 $D(u)$ 线的直线范围, 应复查在实验设计的测量系统中是否可能存在系统误差来源。

作者对孙义亭同志的有益讨论, 王金贵同志帮助做的计算工作, 致以深切的谢意。

参 考 文 献

- (1) Pastine, D. J.; Placesi, D., *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, 1783 (1966)
- (2) Ruoff, A. L., *J. Appl. Phys.*, **38**, 4976 (1967)
- (3) Alder, B. J., in *«Solids under Pressure»*, p 413, Edited by Paul, W. and Warschaner, D. M., McGraw-Hill, New York, (1963)
- (4) Berger, J. and Joigneau, S., *C. R. Acad. Sci., Paris*, **249**, 2506 (1965)
- (5) Swan, G. W., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **4**, 1077 (1971)
- (6) Huang, Y. K., *J. Appl. Phys.*, **42**, 3212 (1971)
- (7) Альтшулер Л. В., и др., *ПМТФ*, №2, 3 (1981)
- (8) Prieto F. E. and Renero, C., *J. Appl. Phys.*, **41**, 3876 (1970)
- (9) van Thiel, M., *UCRL-50108* (1966)

A SIMPLIFIED DERIVATION OF THE SHOCK-VELOCITY-PARTICLE-VELOCITY RELATIONSHIP AND DISCUSSION ON THE APPLICABLE RANGE OF ITS LINEARIZED EXPRESSION

Jing Fuqian

Abstract

The expression of shock velocity D in terms of a power series of particle velocity u is derived from the combination of the Taylor expansion of shock adiabat $P_H = P_H(V)$ with the Rankine-Hugoniot conservation relation. An iterative method is used. Although it is derived by different means, the result obtained is the same as that of Pastine and Placesi's¹⁾ and that of Ruoff's²⁾, but the deriving process in this paper is much simpler than theirs. An estimate formula for calculating the applicable range of $D(u)$ linearized expression is also given. For common condensed matter, the maximum compression ratio (ρ_2/ρ_1) which fits the linearized expression is about 1.5.