

内弹道势平衡理论
及其应用

鲍廷钰 著

平衡理论
应用

著

国防工业出版社

国防工业出版社

内 容 简 介

本书是根据作者近期所发表的有关内弹道势平衡理论及其应用的论文撰写而成的。它是属于一个新的,较为完整的,并有别于以几何燃烧定律为基础的内弹道学体系,此体系的形成为内弹道研究提供了新的观点和方法,并开辟了新的学术领域。本书共分四章,第一章叙述内弹道势平衡理论,第二章叙述应用内弹道势平衡理论确定膛内火药的实际燃烧规律,第三章叙述应用内弹道势平衡理论及实际燃烧规律的弹道解法,第四章叙述应用内弹道势平衡理论研究无后坐炮内弹道问题。最后附有计算用的弹道表。

本书可作为内弹道专业及枪炮弹药各专业的教科书,也可作为热工专业及从事武器弹药生产及试验的工程技术人员参考书。

内弹道势平衡理论及其应用

鲍廷钰 著

国防工业出版社出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

850×1168 $1/32$ 印张 $4^{5}/8$ 110千字

1987年12月第一版 1987年12月第一次印刷 印数: 001—400册

ISBN7-118-00002-7/TJ1 定价: 0.78元

序 言

自从1979年作者发表了“内弹道势平衡理论”的论文以后，继而又以此理论为基础建立了研究膛内火药的燃气生成规律、燃烧速度规律的方法以及相应的内弹道解法，从而形成了一个新的，较为完整的，有别于以几何燃烧定律为基础的内弹道学体系。

“内弹道势平衡理论”根据膛内变质量、变容积热力学过程的特点，提出了内弹道势平衡的概念，论证了势平衡点在弹道规律中所具有的一系列特性，并以统计平均厚度的概念，阐明了势平衡点作为边界条件特征，标志着实际燃气生成规律与几何燃烧定律之间的根本差别，从而能够真实地反映出膛内火药的实际燃烧规律以及相应的弹道规律。因此，应用这种理论解决内弹道方面的实际问题，同原有经典内弹道学体系相比较，表现有以下一些主要特点：

(1) 以可测的相对压力冲量代替不可测的相对厚度作为自变量，用实测膛内 $P-t$ 曲线所得到的实际燃气生成规律，代替理想化的几何燃烧定律模型，能真实地反映出点火及装药条件等影响，从而保证了解法的准确性。从目前的实践表明，对一定火药在正常点火及装填条件下获得的火药燃气生成参数基本上是稳定的，因而克服了经典方法因符合系数不稳定给弹道预测所带来的困难，提高了弹道预测的可靠性。

(2) 由于势平衡点集中地反映了火药燃烧和装填条件的影响，以势平衡点各弹道量为参考量的弹道相似方程，基本上只与燃气生成参数有关，因此，所编制的弹道表篇幅精简，使用方便，结果准确。

(3) 能够解决几何燃烧定律所难以解决的复杂装药（如钝化火药，可燃药筒等）的弹道问题，还可以用一般火炮的解法和弹道表来解无后坐炮的内弹道问题。

(4) 为火药的检验开拓了一条新的途径,利用膛内实际条件下得到的燃气生成参数值与正常值相比较,可以提供膛内点火及装药结构是否存在异常情况的信息,为装药结构的改进指示方向。

(5) 采用了以实测膛内 $P-t$ 曲线为基础的、综合的、整体的和统计的研究方法。它与分析的、局部的研究方法相结合,建立了所谓各种弹道方法分别确定膛内实际的燃气生成函数、燃速函数、火药力及阻力系数。它不仅提供了解决这些实际问题的方法,而且也为 $P-t$ 曲线的应用提供了广阔的途径。

以上这些特点足以说明,这种新体系的建立使内弹道学的理论和实践都产生了重大的变革,并作为新开辟的学术领域,构成内弹道学的一个主要组成部分。

七年来,作者从事这个新领域的开辟工作,通过不断实践和不断完善的过程,从理论的创建,到应用的实践虽然已自成体系,但目前仍然处于发展阶段,为了进一步充实和提高,有一些问题还需要继续研究。因此,作者综合了已有的研究成果,从理论到实践系统地撰写成这本书,以供对此有兴趣的读者参考和试用。希望通过读者广泛的实践来检验并提出改进意见,以便使这种新的内弹道学体系达到应有的实用目的。

承蒙梁世超同志协助编制了本书的弹道表,对此表示感谢!

鲍廷钰

1985年8月

目 录

内弹道符号	1
绪论	4
第一章 内弹道势平衡理论	7
§ 1.1 内弹道过程中不同形式能量的分析及势平衡概念	7
§ 1.2 内弹道过程中不同形式冲量的分析及势平衡概念	12
§ 1.3 变质量、变容积定压过程的热力学特性	16
§ 1.4 实际过程的 $T-\psi$ 曲线与定温线的循环和所体现的火药燃烧 规律	18
§ 1.5 势平衡点的火药已燃部分与压力冲量的关系式	24
§ 1.6 势平衡点的空间坐标和时间坐标的对应关系	28
第二章 应用内弹道势平衡理论确定膛内火药的实际燃烧 规律	33
§ 2.1 研究膛内火药实际燃烧规律的基本依据	33
§ 2.2 膛内火药的实际燃气生成函数	34
§ 2.3 膛内火药的实际燃烧速度函数	44
§ 2.4 应用实测 $P-t$ 曲线确定火药力和阻力系数的弹道方法	57
§ 2.5 密闭爆发器所测 $P-t$ 曲线的拐点与势平衡点的对应关系	61
第三章 应用内弹道势平衡理论及实际燃烧规律的弹道 解法	64
§ 3.1 弹道解法问题概述	64
§ 3.2 一般火炮单一装药的实际燃烧规律的弹道解法	66
§ 3.3 弹道表的编制及应用	79
§ 3.4 势平衡点的弹道相似及其应用	86
§ 3.5 混合装药的弹道解法	91
第四章 应用内弹道势平衡理论研究无后坐炮内弹道问题	95
§ 4.1 无后坐炮内弹道过程的热力学特性的分析	95
§ 4.2 确定两相同过程分界点的两种内弹道典型	97

§ 4.3 无后坐炮两过程在势平衡条件下分界点的确定及应用表解 法解内弹道问题.....	99
§ 4.4 应用 75mm 无后坐炮实测 $P-t$ 曲线对解法的验证.....	102
§ 4.5 82mm 尾翼弹型无后坐炮弹道解的验证研究	106
附录 应用内弹道势平衡理论及实际燃烧规律的弹道解法 的弹道表	111
参考文献	131

内弹道符号

A	流量系数, $1/s$
B	装填参量
b	燃烧结束点标号
C_v	定容比热, $J/kg \cdot K$
C_p	定压比热, $J/kg \cdot K$
d	武器口径, dm
	弹底标号
E	内能, J/kg
	平衡点标号
f 及 f_v	火药力, J/kg
	定容火药力, J/kg
f_p	定压火药力, J/kg
g	炮口点标号, 重力加速度, dm/s^2
H	焓, J/kg
I	压力冲量, $kPa \cdot s$
i	冲量势, $kPa \cdot s$
J	态冲量, $kPa \cdot s$
K	比热比
l	弹丸行程, dm
l_0	药室容积缩径长, dm
m	弹丸质量, kg
	最大值标号
n	压力指数
P	平均压力, kPa
P_T	膛底压力, kPa
P_s	起动压力, kPa

P_0	挤进压力, kPa
Q_V	定容燃烧热, J/kg
Q_P	定压燃烧热, J/kg
R	弹丸运动阻力, $\text{kg} \cdot \text{dm}/\text{s}^2$ 气体常数, J/kg·K
S	火药燃烧表面积, dm^2 炮膛断面积, dm^2
s	多孔药分裂点标号
S_0	火药起始燃烧面积, dm^2
T	火药燃气温度, K
T_V	火药的定容燃烧温度, K,
T_P	火药的定压燃烧温度, K
t	药温, $^{\circ}\text{C}$ 时间, s
u	火药的线性燃速, dm/s
u_1	燃速系数
u_0	二项式燃速常量
V	弹丸运动所经过的空间, dm^3 即 $V = S l$
V_0	药室容积, dm^3
v	弹丸速度, dm/s 或 m/s
v_0	初速, dm/s 或 m/s
W	膨胀功, J/kg
$\bar{Z}$	相对压力冲量 $\bar{Z} = I/I_B$
Z	火药已燃相对厚度 $Z = \delta/\delta_1$
α	火药燃气的余容, dm^3/kg
γ	火药的密度, kg/dm^3 有效功率
δ	火药的已燃厚度, dm
δ_E	火药的统计平均厚度, dm

δ_1	火药的均一厚度, dm
Δ	装填密度, kg/dm ³
ε	态能, J/kg
χ, λ, μ	几何燃烧定律的火药燃气生成函数的系数
$\bar{\chi}, \bar{\lambda}, \bar{\mu}$	实际燃烧规律中主体燃烧阶段的火药燃气生成函数的系数
$\bar{\chi}_s, \bar{\lambda}_s, \bar{\mu}_s$	实际燃烧规律中碎粒燃烧阶段的火药燃气生成函数的系数
σ	火药相对燃烧面 $\sigma = S/S_0$
τ	火药燃气的相对温度 $\tau = T/T_1$
φ	与平均压力对应的次要功系数
φ_T	与膛底压力对应的次要功系数
ψ	火药的已燃部分
ω	装药质量kg
Λ_1	药粒的起始体积, dm ³
Λ	药粒燃去的体积, dm ³

绪 论

在内弹道的发展史中，几何燃烧定律的建立是内弹道研究从纯经验阶段发展到半经验阶段的主要标志。以此定律为基础所建立的形状函数和燃速函数与运动方程及能量方程联立，在不同假设条件下组成各相应的方程组，从而建立了不同的弹道解法。这些解法虽然具有不同的经验性质，但是，它们的近似性和应用的简易性，都能在不同程度上解决了武器技术的实际问题，从而使内弹道发展成为一门真正的实用科学。所以，近百年来，几何燃烧定律一直成为内弹道的重要理论基础和学术体系的标志。近代内弹道虽然发展了两相流理论及相应的解法，能够揭示出膛内的压力分布规律和气流速度分布规律，但在处理火药燃烧规律这样的主要问题上，仍然沿用了几何燃烧定律的假设，没有任何改变。

然而，几何燃烧定律毕竟是一种理想的模型。按照这个定律的假定，火药装药的所有药粒都应有相同的几何形状和尺寸，并且在全面着火条件下，以相同的燃烧速度，沿药粒厚度深入进行平行层燃烧。因此，在相应的弹道解法中，火药燃烧的边界条件，就存在有所谓多孔火药的分裂点和减面燃烧火药的燃烧结束点的弹道量，这标志着几何燃烧定律的特征。但是，实际上，由于火药工艺条件的限制，药粒的理化性质不可能均一，几何尺寸也不可能都完全相同，而点火条件和燃烧条件又存在一定的差别，这些因素都直接影响到燃烧的一致性。因此，对于一批火药而言，各药粒的分裂点或燃烧结束点必然在一定范围内散布，在一般情况下，这种散布当然以正态分布规律的可能性最大，它即代表了实际燃烧规律所具有的统计性质，从而与几何燃烧定律表现出根本差别。

为了研究火药的实际燃烧规律，早在本世纪初无烟药发展的

初期，维莱 (P. Vieille)，夏朋里 (P. Charbonnier) 及谢烈柏梁可夫 (M. Серебряков) 等人在当时的实验条件下，应用铜柱测压法，根据密闭爆发器所测出的 $P-t$ 曲线来检验几何燃烧定律，通过某些实验函数的变化规律详细地分析了几何燃烧定律的误差以及产生误差的原因，作出了正确的结论。但是，由于装药、点火及燃烧等条件的差别，火药在密闭爆发器中的定容燃烧规律完全不同于在炮膛中的变容燃烧规律，它们之间不存在任何规律性的定量关系，因而也就不可能从前一种规律预测后一种规律。谢烈柏梁可夫虽然建立了所谓物理燃烧定律的弹道解法，企图利用密闭爆发器的燃烧规律直接用来解枪炮的弹道问题，但是，在理论上和实践上并没有建立这两种规律之间的正确关系，以致失去它的实用价值。虽然，他们也很理解火药在枪炮中的燃烧规律，必须依据枪炮的具体条件，应用所测出的 $P-t$ 曲线及 $v-t$ 曲线来确定才具有真实性，也才能用于解决弹道实践方面的问题，但是，限于当时的实验条件，对这个问题的研究不可能取得更多的进展。

四十年代后，内弹道测量技术有了显著的发展，电测法所测出火炮的 $P-t$ 曲线已达到较高的准确性。六十年代以后，应用微波干涉仪又成功地测定出火炮的 $l-t$ 曲线及 $v-t$ 曲线。所有这些仪器与电子计算机技术相配合，进行数据处理并换算为各有关弹道量，不仅方便，而且准确，为研究火药在炮膛中实际燃烧定律提供了必要的实验依据。但是，这里必须指出，如果所研究的实际燃烧规律，仍然采用以厚度为函数的燃气生成规律和燃速规律为对象，则必然涉及到药粒厚度的散布和厚度变化的测量问题，需要在理论上和实践上加以解决。这是研究几何燃烧定律误差的关键问题，然而，长期以来，也正是这个问题没有解决，虽然弹道测量技术有了很大的发展，但几何燃烧定律仍然作为内弹道的理论基础沿用到现在。

几何燃烧定律的建立，本质上是将火药的燃烧看成与膛内热力过程无关，而仅与药粒几何形状和尺寸有关的孤立而简单的现

象。显然，这种研究方法只是属于一种特殊的理想情况。而实际上火药在膛内的燃烧现象只是热力过程的一个组成部分，它所表现的规律性决不是孤立的，而是与其他同时发生的各种现象的规律性密切相关，并在服从热力学的基本规律的前提下统一起来。其中，各种随机性的因素所导致药粒尺寸散布的统计性，将不仅表现为燃烧规律的特征，同时也表现为弹道规律的特征。因此，如果运用热力学的基本规律能够确定出这种特征及其规律性，则有可能使我们更准确地掌握弹道规律，并确定出符合实际情况的燃烧规律。显然，这应该是一种具有普遍意义的研究方法，也是解决几何燃烧定律问题的正确途径。

本书即是用上述观点，分析了内弹道基本方程，采用了态函数的研究方法，从而导出内弹道势和势平衡的概念，并论证了势平衡点的统计性，几何燃烧定律作为实际燃烧规律的一种特殊情况的热力学条件和形状函数条件，以及从实测火炮的 $P-t$ 曲线确定势平衡点的具体方法等，系统地建立了“内弹道势平衡理论”。这个理论的建立为内弹道的研究开辟出一个新的境界；它使内弹道的学术体系越出几何燃烧定律所局限的范畴；它应用了新的观点研究膛内的弹道规律，从而推证出一系列新的概念；它所确定的势平衡点，为研究膛内火药燃烧规律提供了必要的理论依据和实践方法。以这个理论为基础所建立的膛中的实际燃气生成函数、燃速函数以及相应的弹道解法则构成了完整的实用弹道部分，从而创建了一种完全不同于几何燃烧定律的新的内弹道体系。

第一章 内弹道势平衡理论

§ 1.1 内弹道过程中不同形式能量的分析及势平衡概念

枪炮内弹道过程是属于多粒火药燃烧生成燃气并膨胀做功同时进行的过程，也就是变质量和变容积的热力过程。内弹道势平衡理论的建立即以这样的热力学条件为基础，因而，内弹道的能量平衡方程就成为研究这个理论的基本依据。

设火炮的炮膛断面积为 S ，药室容积为 V_0 ，弹丸质量为 m ，装药质量为 ω ，火药密度为 γ ，火药燃气的余容为 α ，火药的燃烧温度为 T_1 ，火药力为 $f = RT_1$ 。当所研究过程在某一瞬间 t 时，火药的已燃部分为 ψ ，弹丸移动的空间及相应的行程为 V 及 l ，膛内火药气体的温度为 T ，则这一瞬间膛内的能量平衡方程应表示为

$$\omega\psi RT = f\omega\psi - (K-1) \int_0^V p dV \quad (1.1)$$

式中 K 为比热比。因相应的状态方程为

$$P(V + V_*) = \omega\psi RT \quad (1.2)$$

式中 P 表示平均压力，而 V_* 为膛内的自由空间

$$V_* = V_0 - \frac{\omega}{r} - \left(\alpha - \frac{1}{r} \right) \omega\psi$$

于是 (1.1) 式又可以表示为

$$P(V + V_*) = f\omega\psi - (K-1) \int_0^V P dV \quad (1.3)$$

为了利用态函数来研究上式中不同形式能量的变化规律，故将此式改变为如下形式

$$P\left(V + V_0 - \frac{\omega}{\gamma}\right) = f\omega\beta\psi - (K-1) \int_0^V PdV \quad (1.4)$$

式中

$$\beta = 1 + \left(\alpha - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{P}{f} \quad (1.5)$$

为火药燃气的余容修正项。因 $P(V + V_0 - \omega/\gamma)$ 属于仅决定于状态的函数，即 $P-V$ 曲线坐标的标志量，故定名为膛内火药燃气的态能，简称态能，可表示为

$$\varepsilon = P\left(V + V_0 - \frac{\omega}{\gamma}\right) \quad (1.6)$$

既然 ε 是态函数，则它的全微分即应表示为

$$d\varepsilon = \left(V + V_0 - \frac{\omega}{\gamma}\right) dP + PdV = d\pi + dW$$

式中

$$\pi = \int_0^P \left(V + V_0 - \frac{\omega}{\gamma}\right) dP \quad (1.7)$$

为标志可能做功的潜在的势，故称之为态能势，而 $W = \int_0^V PdV$ 则为膨胀功。

已知射击过程的起始条件为 $V = 0$ ， $P = P_0$ ，积分 $d\varepsilon$ 式给出

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \pi - \pi_0 + W$$

式中 $\varepsilon_0 = \pi_0 = P_0(V_0 - \omega/\gamma)$ ，于是得到三种不同性质能量的关系式

$$\varepsilon = \pi + W \quad (1.8)$$

将此式代入 (1.4) 式，则给出态能势的具体表达式

$$\pi = f\omega\beta\psi - K \int_0^V PdV = \pi_\psi - \pi_V \quad (1.9)$$

此式表明，态能势 π 是两种符号相反的势的代数和，一种是火药燃烧计及余容项影响产生的能量势

$$\pi_{\psi} = f \omega \beta \psi \quad (1.10)$$

另一种则是火药燃气膨胀做功减少的能量势

$$\pi_V = K \int_0^V P dV = -\frac{K}{2} \varphi m v^2 \quad (1.11)$$

式中 φ 即与平均压力相对应的次要功系数。

根据态能势的定义 (式1.7), 在 P - V 曲线图中, 它即代表沿 P -轴上的曲线面积。因此, 通过 P - V 曲线的变化规律即可分析出态能势的变化规律, 如图 1.1 所示。

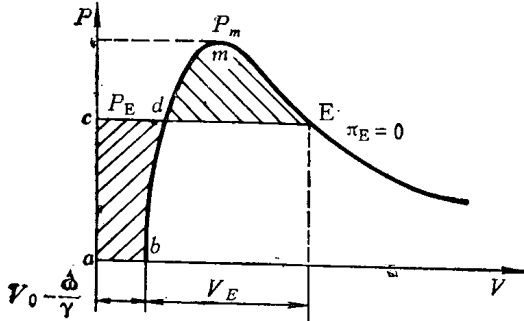


图1.1 P - V 曲线的势平衡点图

图 1.1 中的 π 值表明: 在压力上升段, π 随压力增加而增加, 当压力增加到最大值 P_m 时, π 也相应地达到最大值 π_m 。以后, 随着压力下降 π 不断减少, 当下降到 E 点, 以致所减小的 π 正等于 π_m 时

$$\begin{aligned} \pi_m &= \int_0^{P_m} \left(V + V_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) dP \\ &= - \int_{P_m}^{P_E} \left(V + V_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) dP \end{aligned} \quad (1.12)$$

则从起点到 E 点全过程的态能势应为零, 即

$$\pi_E = \int_0^{P_E} \left(V + V_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) dP = 0 \quad (1.13)$$

从而证明了 P - V 曲线图中以下两个面积应相等。

$$\text{面积 } acdb = \text{面积 } dmE$$

如果将图中的 cE 线作为定压过程线, 由于此过程中无态能势的变化, 即 $\pi = 0$, 所以, 这种面积的等式实际上就是 $P-V$ 曲线和 cE 线的热力学循环达到相同状态 E 点的必然结果, 并标志着 E 点存在的特性, 同时也代表变质量和变容积的热力过程中 $P-V$ 曲线变化的一种规律。

E 点以后, $\pi < 0$, 并随压力下降而不断减小。设若炮管为无限长而使压力下降到趋于零时, 按照 (1.8) 式表明全过程的态能势转化为功。即当 $\varepsilon_{(P \rightarrow 0)} = 0$ 时

$$-\pi_{(P \rightarrow 0)} = W_{(P \rightarrow 0)}$$

将 (1.9) 式代入, 式中 $\psi = 1$, $\beta = 1$, 则得到下式

$$\frac{\pi_1}{K-1} = \frac{f\omega}{K-1} = W_{(P \rightarrow 0)} \quad (1.14)$$

表明在这种极限情况下, 火药的潜能都转化为功。

上述 $P-V$ 曲线图所表现的 π 变化规律, 其物理实质则是 π_ψ 和 π_V 这两种势之间相互影响的总体现。因此, 通过 π_ψ 及 π_V 的变化规律可以更具具体地阐明 π 的变化规律。如图 1.2 所示:

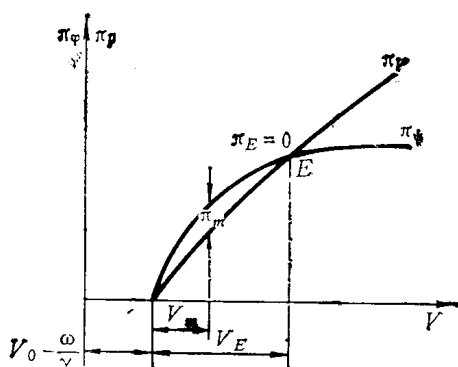


图 1.2 $\pi = \pi_\psi - \pi_V$ 的图解

将图 1.2 与 $P-V$ 曲线图对照表明: 在压力上升阶段, π_ψ 线比 π_V 线上升较快, 以致其间的差值 π 不断增加, 到最大压力点时, π 也相应地达到最大值 π_m ; 以后, π_ψ 线仍然高于 π_V 线, 但因上升

不断减慢，而使其间的差值 π 不断减小；到 E 点时，则两线相交，表明此瞬间的两个相反的势正好相等，给出

$$\pi_E = \pi_{\psi(E)} - \pi_{V(E)} = 0 \quad (1.15)$$

或

$$f\omega\beta_{\psi E} = K \int_0^{V_E} P dV = \frac{K}{2} \varphi m v_E^2 \quad (1.16)$$

式中 E 点即称为势平衡点，它表明影响压力变化的两种相反的势之间达到瞬态平衡。 E 点以后，因火药已接近燃烧的后期， π_{ψ} 线上升很慢，到燃烧结束之后， $\pi_{\psi} = f\omega\beta$ 即接近常量。至于 π_V 线虽因压力下降而上升逐渐变慢，但一直都高于 π_{ψ} 线，从而使 π 为负值并不断增加。从这两个图线的对比，即清楚地说明， $P-V$ 曲线及其面积 π 的变化规律实质上就是变质量因素 π_{ψ} 和变容积因素 π_V 两种能量势变化所产生的结果。

最后，再作出如下态能、态能势及膨胀功这三种形式能量的变化规律图解，以便更清楚地说明态能势与压力之间的对应变化关系。

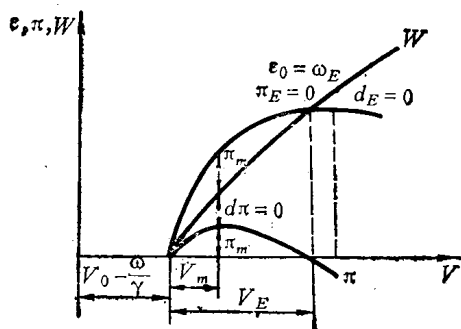


图1.3 ε 、 π 及 W 变化规律图解

(1.8)式表明， π 为 ε 与 W 之间的差值，所以，从 $\varepsilon-V$ 线和 $W-V$ 线可以直接作出相应的 $\pi-V$ 线。图中的 $\pi-V$ 线表明，它与 $V-P$ 线不仅具有完全相同的变化规律，而且在最大压力点 π_m 和 P_m 又是同时存在并互相对应。当 $d\pi > 0$ ，表示压力上升； $d\pi = 0$ ，表