

液氢爆震波冲压发动机二元 简化模型研究

盛益谦 Dr.Sislian, J.P.

摘 要

本文探讨了液氢爆震波冲压发动机作为高超音速导弹动力装置的可能性, 对一个二元简化模型就升力、推力和燃料消耗量诸性能参数作了初步估算。

主题词: 1. 高超音速冲压发动机——应用 2. 高超音速燃烧——数学模型

符 号 表

a	音速	u	气动不连续面的法向分速
$C_{\alpha\beta}$	每千克莫尔组份 β 中元素 α 的千克原子数	v	气动不连续面的切向分速
C_p	等压比热	γ	比热比
EFAR	当量油气比	δ	波前后气流折角
M	马赫数	ρ	密度
N_β	每千克混气中组份 β 的莫尔浓度	θ	波角或极角
p	压力	μ	化学势
$p_{ij} = p_i/p_j$	压力比	下标	
q_{ij}	气动不连续面的放热量	i	波下游参数
r	径矢	j	波上游参数
R	气体常数	α	元素序号
T	温度	β	组份序号

一、前 言

Roy, M. 在1946年首先提出了高超音速爆震波冲压发动机的设想^[1], 区别于普通超音速燃烧冲压发动机。爆震波冲压发动机的主要压缩过程在爆震波内完成, 可燃混气在爆震波强烈压缩的作用下实现化学能的释放。因此, 发动机具有结构简单的鲜明优点。但是, 由于缺乏现实性, 这一设想长期以来没有引起人们重视。近年来, 美国NASA又重新开展这一方面研究^[2,3]。

图1描绘了一个简化二元爆震波冲压发动机模型。来流通过斜激波得到初步压缩, 燃料沿壁面AB喷入并与空气充份混合, 在BO处存在Chapman-Jouguet爆震波。文献^[4]讨论了这

种斜激波和爆震波相交后的流场分析，并且指明流场计算必须考虑爆震波实际释放的能量和爆震波后比热比的变化。本文按高超音速爆震波冲压发动机可能采用的典型燃料液氢为例，假定爆震波后达到完全化学平衡对发动机模型作了初步性能估算。模型的初步计算表明，这种爆震波冲压发动机作为高超音速飞行器巡航状态动力装置是有前途的。

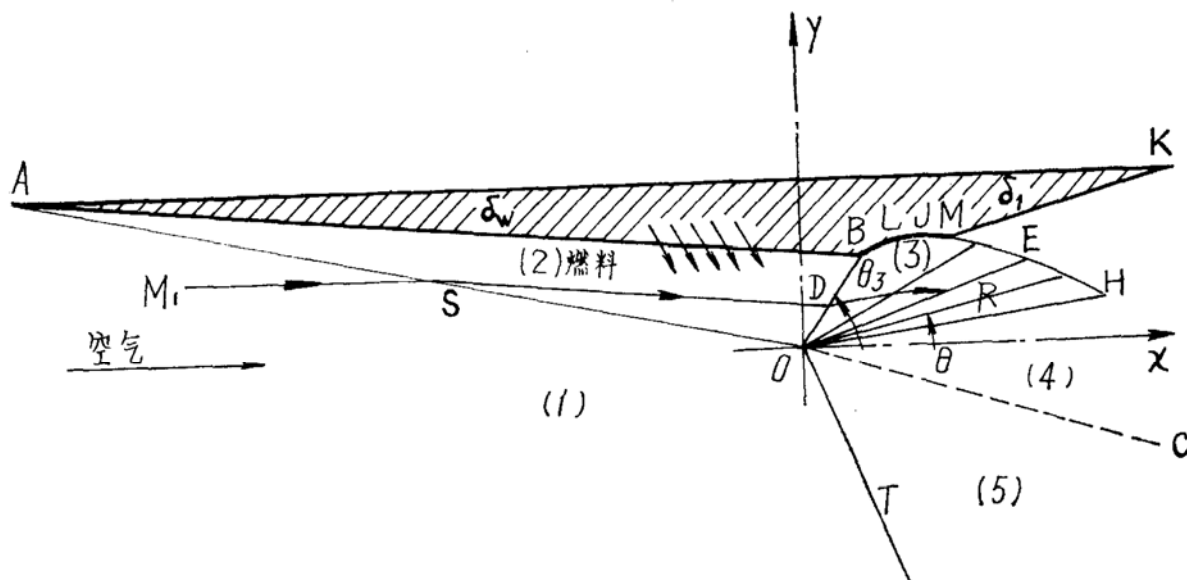


图1 二元爆震波冲压发动机模型流

S-激波 D-爆震波 R-反射膨胀波 BLJ-初始膨胀段
OC-滑移线 T-透射激波 AB-进气段 JMK-延续膨胀段

二、流场分析

二元爆震波冲压发动机模型流的简化分析，立足于如下假设：

(1) 燃料沿直壁进气道AB喷入，在爆震波前已构成均匀可燃混气，燃料与空气的掺混并不改变气流气动参数。

(2) Chapman-Jouguet爆震波稳定在B处，爆震波后已达到化学平衡。

(3) 爆震波后气流的进一步膨胀不伴有化学反应，按冻结流处理。

基于上述假设，当来流参数、进气道劈角给定，并认为爆震波中无因次放热量 $\bar{Q}_{32}$ 和爆震波后气体比热比 γ_3 为已知，则斜激波S和爆震波D相交后整个流场参数即可求得。对平面斜激波和爆震波，波前后参数存在下列关系^[4]：

法向速度比(或密度比)

$$\frac{\rho_j}{\rho_i} = \frac{u_j}{u_i} = \frac{p_{ij} + b_j + \bar{Q}_{ij}}{b_i p_{ij} + 1}; \quad \bar{Q}_{ij} = \frac{2\gamma_j}{(\gamma_j - 1)} Q_{ij};$$

$$Q_{ij} = \frac{q_{ij}}{C_{p_j} T_j}; \quad b_j = \frac{\gamma_j + 1}{\gamma_j - 1} \quad (1)$$

$$\text{温度比} \quad \frac{T_j}{T_i} = \frac{R_j}{R_i} p_{ij} \frac{p_{ij} + b_j + \bar{Q}_{ij}}{b_i p_{ij} + 1} \quad (2)$$

$$\text{马赫数比 } \frac{M_i}{M_j} = \sqrt{\frac{\gamma_i}{\gamma_j} \frac{1}{P_{ij}} \frac{1 - \frac{P_{ij}-1}{\gamma_j M_j^2} \left(2 - \frac{P_{ij}-1}{\gamma_j M_{jn}^2}\right)}{1 - \frac{P_{ij}-1}{\gamma_j M_{jn}^2}}} \quad (3)$$

式中波前法向马赫数 M_{jn} 由下式给出

$$M_{jn}^2 = \frac{(P_{ij}-1)(b_i P_{ij}+1)}{\gamma_j \left(\frac{2}{\gamma_j-1} P_{ij} - \frac{2}{\gamma_j-1} - \bar{Q}_{ij} \right)} \quad (4)$$

Chapman-Jouguet 状态压力比

$$P_{ijCJ} = \frac{\gamma_i+1}{\gamma_j-1} \left(1 + \frac{\gamma_j-1}{2} \bar{Q}_{ij} \right) + \sqrt{\left[\frac{\gamma_i+1}{\gamma_j-1} \left(1 + \frac{\gamma_j-1}{2} \bar{Q}_{ij} \right) \right]^2 - b_i(b_j + \bar{Q}_{ij})} \quad (5)$$

气流折角

$$\delta_{ij} = \pm \tan^{-1} \left\{ \frac{P_{ij}-1}{(\gamma_j M_j^2 - (P_{ij}-1))} \times \sqrt{\frac{\gamma_j M_j^2 [(b_i-1)P_{ij} - (b_j-1) - \bar{Q}_{ij}] - 1}{(P_{ij}-1)(b_i P_{ij}+1)}} \right\} \quad (6)$$

(气流顺时针偏转取 +)

根据滑移线 OC 性质, 可写出下列关系

$$P_{51} = P_{43} P_{32} P_{21}$$

即

$$\log P_{51} = \log P_{43} + \log P_{32} + \log P_{21} \quad (7)$$

$$\delta_{51} = \delta_{21} + \delta_{32} + \delta_{43} \quad (8)$$

注意到膨胀波性质:

$$\delta_{43} = b_3 \tan^{-1} \sqrt{\frac{M_4^2-1}{b_3}} - \tan^{-1} \sqrt{M_4^2-1} - b_3 \tan^{-1} \times \sqrt{\frac{M_3^2-1}{b_3}} + \tan^{-1} \sqrt{M_3^2-1} \quad (9)$$

式中

$$M_4 = \sqrt{\frac{2}{\gamma_3-1} \left[\frac{1 + \frac{\gamma_3-1}{2} M_3^2}{P_{43}(\gamma_3-1)/\gamma_3} - 1 \right]} \quad (10)$$

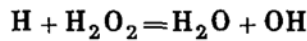
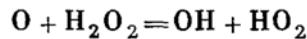
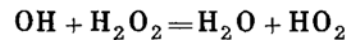
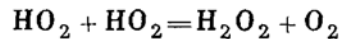
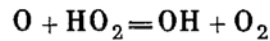
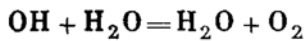
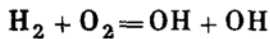
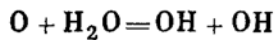
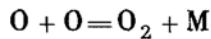
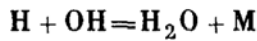
联解 (7) (8) 两式可得下列函数关系:

$$\delta_{21}(P_{21}, \gamma_1, M_1) + \delta_{32}(P_{32}, \gamma_2, \gamma_3, M_2(P_{21}, \gamma_1, M_1), \bar{Q}_{32}) \pm \delta_{43} \left[\frac{P_{51}}{P_{32}P_{21}}, \gamma_3, M_3(P_{32}, \gamma_2, \gamma_3, M_2(P_{21}, \gamma_1, M_1), \bar{Q}_{32}) \right] - \delta_{51}(P_{51}, \gamma_1, M_1) = 0 \quad (11)$$

求解方程 (11), 即得 P_{51} , 进而可以从式 (1)——式 (6), 式 (9)、式 (10) 求出流场全部参数。

三、爆震波热力计算

在前面流场分析中, 假定 $\bar{Q}_{32}$ 和 γ_3 已知。事实上, $\bar{Q}_{32}$ 和 γ_3 只能从爆震波热力计算中求得。对氢和空气混合物, 不考虑空气中氮和惰性气体的化学效应是足够精确的。此时氢和空气可能发生的化学反应主要有下面一些^[6]。



这里涉及到 n 个组分 ($n = 8$) 和 l 个元素 ($l = 2$) , 一定温度和压力下的化学平衡组份可以用Gibbs 最小自由能法确定。对给定化学系统, 在一定约束条件下 (例如一定压力和温度) 引入Lagrangian乘数, λ_a , 就可以建立如下 $(l+1)$ 个方程以求解 $(l+1)$ 个变量 ($\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_l, \Delta \ln N$) 。

$$\sum_{\alpha=1}^l \sum_{\beta=1}^n C_{k\beta} C_{\alpha\beta} N_{\beta} \pi_{\alpha} + \sum_{\beta=1}^n C_{k\beta} N_{\beta} \Delta \ln N = (E_k^0 - E_k) + \sum_{\beta=1}^n \frac{C_{k\beta} N_{\beta} \mu_{\beta}}{RT} \quad (12)$$

($k = 1, \dots, l$)

$$\sum_{\alpha=1}^l \sum_{\beta=1}^n C_{\alpha\beta} N_{\beta} \pi_{\alpha} + \left(\sum_{\beta=1}^n N_{\beta} - N \right) \Delta \ln N = N - \sum_{\beta=1}^n N_{\beta} + \sum_{\beta=1}^n \frac{N_{\beta} \mu_{\beta}}{RT} \quad (13)$$

式中

$$N = \sum_{\beta=1}^n N_{\beta}, \quad E_k = \sum_{\beta=1}^n C_{k\beta} N_{\beta}, \quad \pi_{\alpha} = -\frac{\lambda_{\alpha}}{RT}$$

E_k 每千克混气中元素 k 的千克原子数预赋值。

方程组是封闭的, 但必须迭代求解。预赋 $N_{\beta}^{(1)}$ 值, 解线性方程组(12), (13), 求得 π_{α} ($\alpha = 1, 2, \dots, l$), $\Delta \ln N$ 。再按下式修正 N_{β}

$$\ln N_{\beta}^{(i+1)} = \ln N_{\beta}^{(i)} + \lambda^{(i)} (\Delta \ln N_{\beta})^{(i)} \quad (\beta = 1, \dots, n) \quad (14)$$

$$\text{式中} \quad \Delta \ln N_{\beta} = \sum_{\alpha=1}^l C_{\alpha\beta} \pi_{\alpha} + \Delta \ln N - \frac{\mu_{\beta}}{RT} \quad (\beta = 1, \dots, n) \quad (15)$$

λ 是限制修正量的松弛因子, 可按下式经验取值^[6]

$$\lambda = \min(1, \lambda_1, \lambda_2)$$

$$\lambda_1 = \frac{2}{\max(|\Delta \ln N|, |\Delta \ln N_{\beta}|)}$$

$$\lambda_2 = \min \left| \frac{-\ln\left(\frac{N_\beta}{N}\right) - 9.2103404}{\Delta \ln N_\beta - \Delta \ln N} \right| \quad (\beta = 1, \dots, n)$$

以求出之 $N_\beta^{(i+1)}$ 代 $N_\beta^{(i)}$ 进行下一次迭代, 直到满足下列收敛准则为止。

$$\frac{N_\beta |\Delta \ln N_\beta|}{\sum_{\beta=1}^n} \leq 0.5 \times 10^{-5} \quad (\beta = 1, \dots, n)$$

$$|\Delta \ln N| \leq 0.5 \times 10^{-5}$$

当化学平衡组份确定后, 爆震波的热效应和波后气体比热比值也就随之确定。在本文讨论中, 因为爆震波后压力、温度 (p_3 , T_3) 本身就是爆震波无因次热效应 $\bar{Q}_{32}$ 和波后气体比热 γ_3 的函数, 所以必须再次采用迭代求解。 $\bar{Q}_{32}$, γ_3 的求解结果示于图 2。由图显见, γ_3 可近似视为常数, 但 $\bar{Q}_{32}$ 的变化幅度较大。

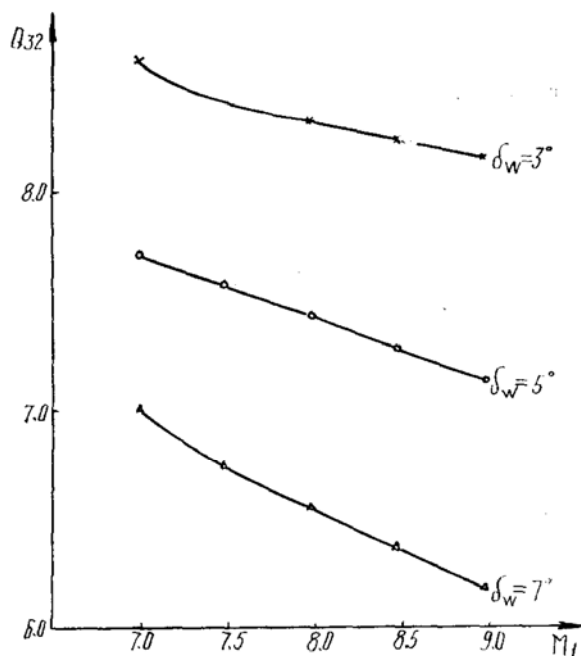


图 2 (a) 爆震波热效应随飞行马赫数的变化关系

$p_1 = 0.0054 \text{ MPa}$, $T_1 = 216.5 \text{ K}$, $\text{EFAR} = 1.0$

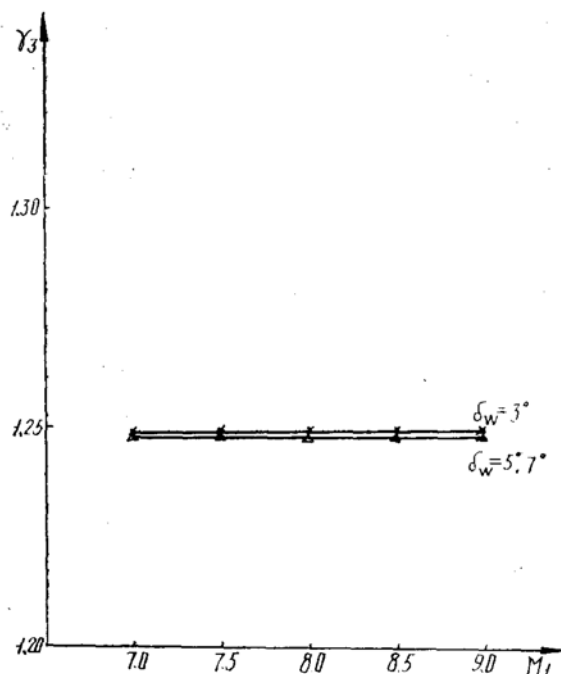


图 2 (b) 爆震波后比热比随飞行马赫数的变化关系

$p_1 = 0.0054 \text{ MPa}$, $T_1 = 216.5 \text{ K}$, $\text{EFAR} = 1.0$

四、发动机模型型面设计和性能分析

模型上轮廓 $A K$ 与来流方向平行, 下轮廓 $A B$ 与斜激波 S 后的流线平行, $A B$ 段兼进气道和燃烧室喷雾、混合功能, 化学能释放在爆震波 $O B$ 内完成, B 点后为高压、高温燃烧产物。气流在初始膨胀段 $B L J$ 内按反射膨胀波膨胀, 在 J 点气流已与来流方向平行, 但压力仍高于大气压。为了提高能量利用率, 组织气流进一步膨胀, 简化情况下这种膨胀延续段可设计成直线段 $M K$ 。 $M K$ 斜率大小用以调节升、推力比, 初始膨胀段和膨胀延续段之间由圆弧连接。初始膨胀段型面 $B L J$ 可以按 Prandtl-Meyer 膨胀波关系式计算。将极点置于激波和爆

震波交点, 则存在下列函数关系

$$r = r_3 \left(\frac{2}{\gamma_3 + 1} + \frac{\gamma_3 - 1}{\gamma_3 + 1} M_3^2 \right)^{\frac{-\gamma_3 + 1}{2(\gamma_3 - 1)}} \left\{ 1 + \left[\tan \left(\tan^{-1} \sqrt{\frac{2}{\gamma_3 + 1} \left(1 + \frac{\gamma_3 - 1}{2} M_3^2 \right)} - 1 \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sqrt{\frac{\gamma_3 - 1}{\gamma_3 + 1}} (\theta_3 - \theta) \right) \right]^2 \right\}^{\frac{\gamma_3 + 1}{2(\gamma_3 - 1)}} \quad (16)$$

沿此型面的压力可按式求得:

$$\frac{p}{p_3} = \left(\frac{r}{r_3} \right)^{\frac{2\gamma_3}{\gamma_3 + 1}} \quad (17)$$

式中 $r_3 = OB$

圆弧段、斜坡段JMK上压力分布可按特性线法求得。计算所用初始线可选BLJ的延伸线JEH。表1、2列出了 $M_1 = 7.0$, $p_1 = 0.0054 \text{ MPa}$, $T_1 = 216.5 \text{ K}$, $EFAR = 1.0$, $\delta_w = 4.0^\circ$, $\delta_t = 15^\circ$, $AB = 100 \text{ cm}$ 情况下二元爆震波冲压发动机模型型面座标及压力分布数据。沿型面压力积分值两个分量即为推力和升力; 燃料消耗量可从流场参数计算中导出。

表1 初始膨胀段型面座标和压力分布

Xcm	Ycm	p MPa
10.47302	10.50834	0.1524
10.98632	10.60817	0.1476
11.51581	10.70465	0.1429
12.06209	10.79750	0.1383
12.62558	10.88646	0.1339
13.20702	10.97124	0.1296
13.80679	11.05419	0.1254
14.42560	11.12693	0.1213
15.06393	11.19715	0.1174
15.72250	11.26187	0.1136
16.40184	11.32064	0.1098
17.10265	11.37307	0.1062
17.82549	11.41879	0.1027
18.57111	11.45732	0.0993
19.34021	11.48823	0.0960
20.13355	11.51104	0.0928
20.95137	11.52523	0.0897
21.36989	11.52895	0.0882
21.79491	11.53029	0.0867
21.82396	11.53031	0.0866

表2 膨胀延续段型面座标和压力分布

Xcm	Ycm	p MPa
21.97847	11.53233	0.0798
22.13287	11.53840	0.0727
22.28706	11.54850	0.0662
22.44095	11.56264	0.0601
22.59441	11.58081	0.0546
22.74733	11.60298	0.0495
22.89963	11.62915	0.0448
23.05119	11.65930	0.0405
23.20190	11.69340	0.0366
23.35168	11.73144	0.0330
25.55460	12.32171	0.0288
27.75751	12.91197	0.0254
29.96042	13.50224	0.0227
32.16333	14.09251	0.0204
34.36624	14.68278	0.0185
36.56915	15.27305	0.0168
38.77206	15.86332	0.0154
40.97499	16.45358	0.0142
43.17790	17.04385	0.0131
45.38081	17.43300	0.0120

五、设计参数、工作状态对发动机性能的影响

发动机模型升、推力和燃油消耗量计算结果表明,升力和推力在贫油范围内随油气比的增加而增加(图3a)。膨胀延续段斜率减小,升、推力都增加,但推力加大趋势逐渐减缓(图3b)。在考虑粘性效应和结构重量因素后会存在最优斜率。当 $M_1 = 8.8$, $\delta_w = 7^\circ$, $EFAR = 0.7$ 时模型推力为零而升力却有 350N/cm ,从而可以用作巡航状态动力装置。随来流马赫数的增加和进气道劈角增加,维持这种状态的当量油气比也要增加,对不同飞行马赫数应有不同设计,对型面不可调节的发动机,可调节供油量以维持这种状态。当量油气比高时(例如 $EFAR = 1.0$),飞行马赫数 $M_1 = 7$,推力与劈角关系存在最佳劈角而升力与劈角只是线性关系,因此结构设计是重要的。图6表示了 $EFAR = 1$ 时燃油消耗率的计算结果,对应不同 $EFAR$ 值的曲线具有相似变化趋势。

六、结 论

爆震波冲压发动机通过爆震波实现主要压缩,降低了对进气道的要求,外燃式爆震波又简化了发动机结构设计。文中讨论的二元爆震波液氢冲压发动机模型及模型流的分析,尽管是很简化的,但数值计算表明,对应零推力时有足够大的升力,从而展示了用作高超音速飞行器巡航动力装置的前景。发动机成败关键,在于能够有简单手段建立和稳定爆震波,使由此增加的复杂性并不损害发动机原有结构简单的优点。

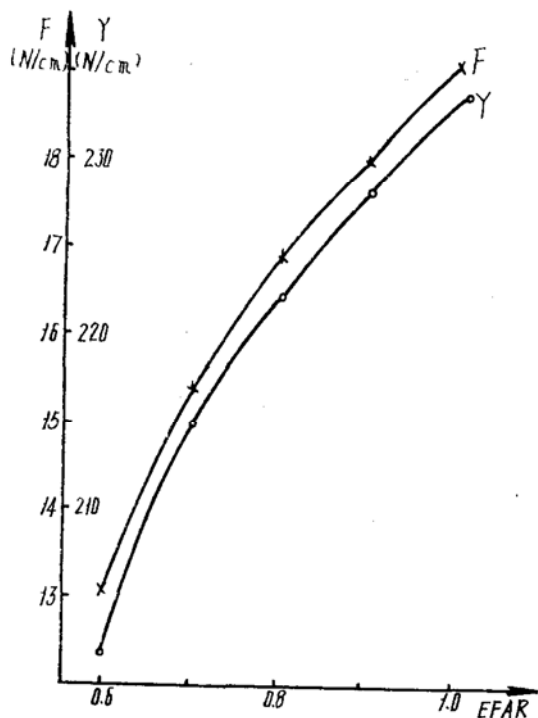


图3 (a) 升、推力随当量油气比的变化

$M_1 = 7.0$, $p_1 = 0.0054\text{MPa}$, $T_1 = 216.5\text{K}$,
 $\delta_w = 4^\circ$, $\delta_t = 15^\circ$, $AB = 100\text{cm}$ 。

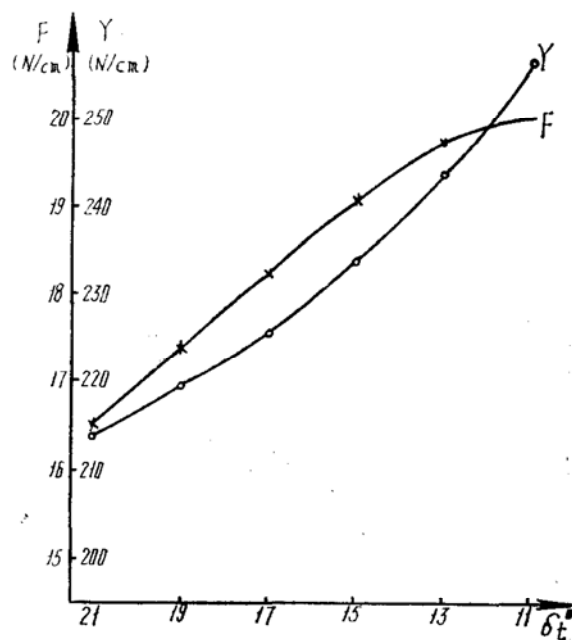


图3 (b) 升、推力随延续膨胀段斜率的变化

$M_1 = 7.0$, $p_1 = 0.0054\text{MPa}$,
 $T_1 = 216.5\text{K}$, $EFAR = 1.0$,
 $\delta_w = 5^\circ$, $AB = 100\text{cm}$ 。

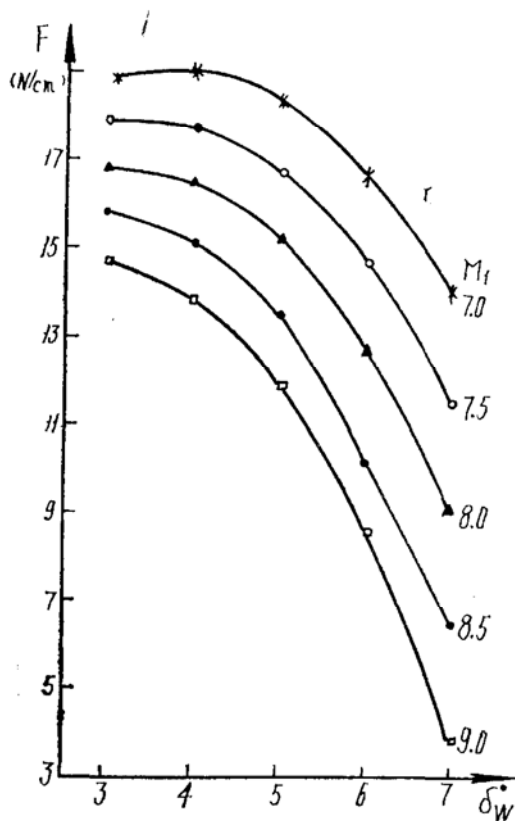


图 4 (a) 推力随进气段斜角的变化
 $EFAR = 1.0$, $p_1 = 0.0054 \text{ MP}_a$, $T_1 = 216.5 \text{ K}$, $\delta_t = 15^\circ$, $AB = 100 \text{ cm}$ 。

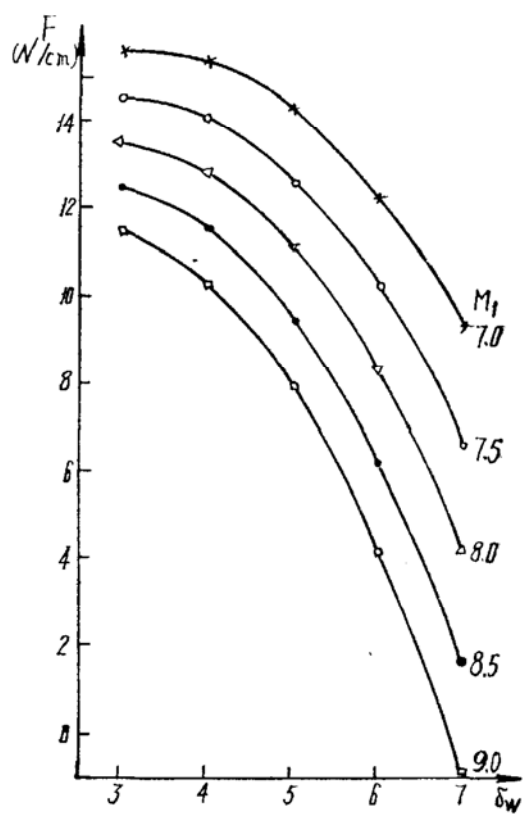


图 4 (b) 推力随进气段斜角的变化
 $EFAR = 0.7$, $p_1 = 0.0054 \text{ MP}_a$, $T_1 = 216.5 \text{ K}$, $\delta_t = 15^\circ$, $AB = 100 \text{ cm}$ 。

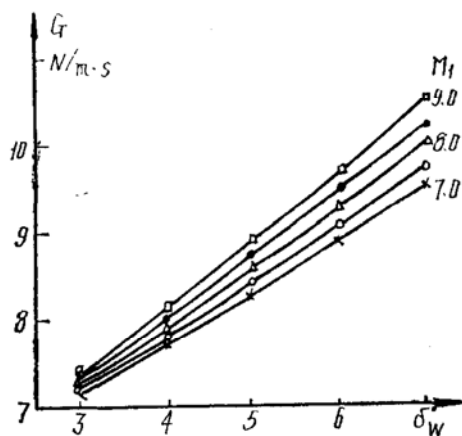


图 5 升力随进气段斜角的变化
 $EFAR = 0.7$, $p_1 = 0.0054 \text{ MP}_a$, $T_1 = 216.5 \text{ K}$, $\delta_t = 15^\circ$, $AB = 100 \text{ cm}$ 。

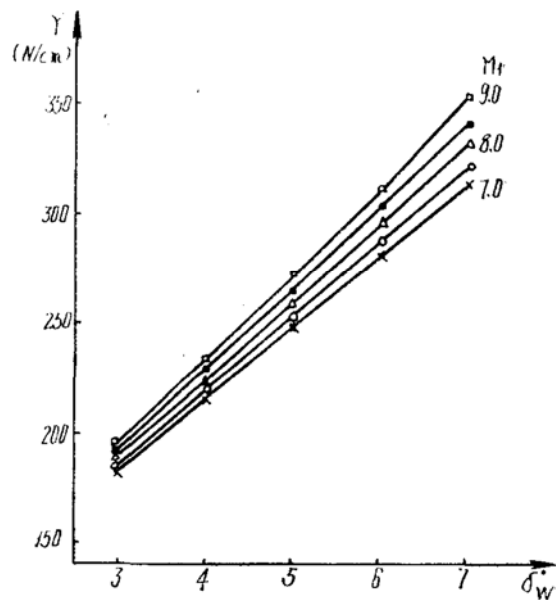


图 6 燃料消耗量随进气段斜角的变化
 $EFAR = 1.0$, $p_1 = 0.0054 \text{ MP}_a$, $T_1 = 216.5 \text{ K}$, $\delta_t = 15^\circ$, $AB = 100 \text{ cm}$ 。

(下接第24页)

4. 本试验结果进一步证实了Mellor的推断,即在逆压力梯度影响下,湍流边界层内区对数律直线部分将逐渐缩短,而随着接近分离点该直线部分将消失,而外区尾迹强度将增强。

参 考 文 献

- (1) Coles, D. & Hiss, E. Computation of turbulent boundary layers, 1968 AFOSR-IFP Stan for Conference, Vol II 1969.
- (2) Clauser, F.H. The turbulent boundary layer. *Advance Appl. Mech.* 4 1956.
- (3) 方良伟、陈晓: 按 $dM/dx = \text{常数}$ 设计的二元高亚音速扩压器的试验研究。工程热物理学报 Vol 4 No 1, 1983.
- (4) Fang Liang-Wei & Hoffmann, J.A. Effects of anisotropic free-stream turbulence on turbulent boundary layer behaviour. NASA C.R. 177379, 1985.
- (5) Lyrio, A.A. An integral method for the computation of steady and unsteady turbulent boundary layer flows including the transitory stall regime in diffusers. (Private Communication)
- (6) Walker, G.J. ASME 82-GT-52
- (7) Simpson, R.L., Chew, Y.T. & Shivaprasad, B.G. The structure of a separating turbulent boundary layer. Part I. Mean flow and Reynolds stresses. *J. of Fluid Mech* Vol 113 1981
- (8) Lee, D.H. & Ardouneau, P.L. Strong adverse pressure gradient effects on supersonic turbulent boundary layer. *Proceeding of the 7th Symposium on Turbulence*, 1983.
- (9) Mellor, G.L. & Dabson, D.M. Equilibrium turbulent boundary layers. *J. of Fluid Mech.* Vol 24 Part 2, 1966.
- (10) Coles, D. The law of wake in the turbulent boundary layer. *J. of Fluid Mech* Vol 14, 1956.

~~~~~  
(上接第8页)

### 参 考 文 献

- (1) Roy, M. Comptes Rendues de l'Academie des Sciences, Feb. 1, 1946.
- (2) Morrison, R.B. Evaluation of the oblique detonation wave ramjet. NASA CR NASI-14771, 1978.
- (3) Morrison, R.B. Oblique detonation wave ramjet. NASA CR NASI-15344, 1980.
- (4) Sheng, Y., Sislian, J.P. Interaction of oblique shock and detonation waves. AIAA. J. July, 1983.
- (5) Sheng, Y., Sislian, J.P. A model of a hypersonic two dimensional oblique detonation wave ramjet. UTIAS Technical Note No257 July 1985.
- (6) GORDON and McBRITDE computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions, rocket performance, Incident and reflected shocks, and Chapman-Jouguet detonations. NASA SP-273 1971.