

# 均匀大气中的强爆炸一维辐射流体力学数值解

陈健华 王心正 谢龙生 李春楼

利用实际空气的状态方程和辐射平均自由程,对均匀大气中能量为  $8.36 \times 10^{13}$  焦耳(相当于二万吨TNT的爆炸能量)的强爆炸进行了一维辐射流体力学的数值计算。获得了冲击波参数、火球参数及等温球参数。其冲击波阵面参数与流体力学结果基本一致,波后参量比流体力学结果有明显改进,所得到的火球及等温球参数与实测结果基本符合。

## 一、引 言

爆炸波的流体力学计算结果<sup>[1][2]</sup>与实测符合得较好。但是,对于强爆炸的早期过程,由于温度可以高达数十万度以至数百万度,辐射对于能量的输运起着重要的作用。例如,对于通常的大气密度,当温度高于三十万度时,辐射对能量的输运就超过力学对能量的输运。此时,单纯的流体力学计算已不再适用。要了解爆炸早期火球及等温球的内部结构,弄清热辐射对冲击波参量的影响,必须作辐射流体力学计算。

求解辐射流体力学问题,应将流体问题与辐射输运问题<sup>[3][4]</sup>联合求解,这是一个十分复杂的问题。我们参考文献<sup>[5]</sup>和<sup>[6]</sup>,对输运方程作了简化近似,进行了均匀大气中强爆炸的一维辐射流体力学计算。计算中除获得了冲击波参数外,还获得了流体力学计算无法得到的一些参数,如火球的一些参数以及等温球的参数等。

这个工作是在1971-1974年进行的,同时对几个爆炸能量进行了单介质(空气)以及双介质(铁-空气)的计算。这里介绍的是爆炸能量为  $8.36 \times 10^{13}$  焦耳的单介质计算的冲击波及有关的结果。

## 二、辐射流体力学方程

### (一) 辐射流体力学方程组

在均匀大气中,拉氏坐标的辐射流体力学方程组为

$$\frac{\partial R}{\partial t} = u \quad (1)$$

$$V = V_0 \left( \frac{R}{r} \right)^2 \frac{\partial R}{\partial r} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -V_0 \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{\partial(P+q)}{\partial r} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -(P+q) \frac{\partial V}{\partial t} - V \cdot \nabla \cdot \vec{S} \quad (4)$$

式中:  $P = P_m(T, V) + P_R \quad (5)$

$$\varepsilon = \varepsilon_m(T, V) + UV \quad (6)$$

$$q = \begin{cases} (L^2/V) \left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2, & \text{当 } \frac{\partial u}{\partial r} < 0 \\ 0, & \text{当 } \frac{\partial u}{\partial r} \geq 0 \end{cases} \quad (7)$$

$r$ 为拉氏坐标,  $R$ 为欧拉坐标,  $t$ 为时间,  $T$ 为温度,  $V$ 为比容,  $V_0$ 为初始比容,  $P_m(T, V)$ 、 $\varepsilon_m(T, V)$ 为物质的状态方程,  $P$ 为总压力,  $\varepsilon$ 为总能密度,  $\vec{S}$ 、 $U$ 、 $P_R$ 分别为辐射能流、辐射能密度和辐射压力。

为了便于处理爆炸中的冲击波间断, 计算中加入了人造粘性项  $q$ , 其  $L$  具有长度的量纲。

## (二) 辐射输运方程的近似解

方程(4)-(6)中的  $\vec{S}$ 、 $U$  和  $P_R$  项应以辐射输运方程求解, 但辐射输运方程的数值解是困难的。我们根据不同的物理情况, 对输运方程分别作不同的近似。

1. 在  $T > T_0$  (海平面条件下,  $T_0 = 12000\text{K}$ ) 的区域, 采用辐射热传导近似。

在这区域, 光学厚、弱各向异性条件基本满足, 辐射接近局部热力学平衡, 辐射输运方程可以简化为辐射热传导近似, 即

$$U = aT^4 \quad (8)$$

$$\vec{S} = -\frac{cl_R}{3} \nabla U = -\frac{4acl_R T^3}{3} \nabla T \quad (9)$$

$$P_R = \frac{1}{3} aT^4 \quad (10)$$

其中:  $c$  为光速,  $a$  为辐射能密度常数,  $l_R$  为 Rosseland 平均自由程,  $T$  为温度。

2. 在  $2000\text{K} \leq T \leq 12000\text{K}$  的区域, 采用辐射热输出近似。

这个区域接近光学薄的情况, 辐射场各向异性明显, 辐射热传导近似不再适用, 可按光子运动方向分群, 最简单的情况可分别算出向内能流  $S_-$  和向外能流  $S_+$ , 总能流

$$\vec{S} = \vec{S}_+ - \vec{S}_- \quad (11)$$

$S_+$  和  $S_-$  随径向的变化可以以辐射输运方程推得, 考虑到球对称因子,  $S_+$ 、 $S_-$  的差分递推关系分别为:

$$R_i^2 S_{i+} = R_{i-1}^2 2E_3(\tau_{i-\frac{1}{2}}) S_{i-1+} + R_{i-\frac{1}{2}}^2 [1 - 2E_3(\tau_{i-\frac{1}{2}})] \sigma T_{i-\frac{1}{2}}^4 \quad (12)$$

$$R_i^2 S_{i-} = R_{i+1}^2 2E_3(\tau_{i+\frac{1}{2}}) S_{i+1-} + R_{i+\frac{1}{2}}^2 [1 - 2E_3(\tau_{i+\frac{1}{2}})] \sigma T_{i+\frac{1}{2}}^4 \quad (13)$$

式中,  $R^2$  为球因子修正, 右边第二项为辐射发射的贡献。  $2E_3(\tau)$  为吸收削弱因子,  $E_3(\tau) = \int_0^1 e^{-\tau/x} x dx$ 。  $\tau_{i+\frac{1}{2}} = |R_{i+1} - R_i|/l_p$ , 为每个空间差分步长的光厚,  $\sigma = ac/4$  为 Stefan-Boltzmann 常数,  $l_p$  为 Planck 平均自由程。

在  $T = 2000\text{K}$  处可取  $S_- = 0$ , 因为从外部进入的光子可以忽略。在  $T = T_0 = 12000\text{K}$  处总能流应和辐射热传导近似计算的能流相衔接。计算  $S_{i\pm}$  的过程是先用  $2000\text{K}$  处的  $S_- = 0$  及 (13) 式由外向内逐个计算  $S_{i-}$ , 直至  $T_0$  处, 再利用能流连续条件及 (12) 式由内向外逐个计算  $S_{i+}$ 。

在这区域中, 辐射对内能和压力的贡献可以忽略, 即

$$U = P_R = 0 \quad (14)$$

3. 在  $T < 2000\text{K}$  的区域, 完全忽略辐射的影响

在这区域, 由于温度很低, 辐射对流体运动的影响完全可以忽略, 即

$$\vec{S} = U = P_R = 0, \quad (15)$$

### 三、计算条件

(一) 初始条件

$$t = 0, \text{ 有: } \begin{cases} V_0(r) = 773 (\text{厘米}^3/\text{克}) \\ u_0(r) = 0 \\ R(r) = r \\ T(r) = \begin{cases} 4.2269 \times 10^6 (\text{K}), & \text{当 } r \leq 4.0 (\text{米}) \\ 273 (\text{K}), & \text{当 } r > 4.0 (\text{米}) \end{cases} \end{cases} \quad (16)$$

(二) 边界条件

$$\text{当 } r = 0, \text{ 有: } \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad u = 0. \quad (17)$$

$$\text{当 } r \rightarrow \infty, \text{ 有: } T = 273 (\text{K}), \quad V = 773 (\text{厘米}^3/\text{克}), \quad u = 0. \quad (18)$$

(三) 空气的状态方程和辐射平均自由程

计算中使用的空气状态方程是由文献<sup>[7]</sup>逼近的解析式 (附录一), Rosseland 平均自由程是由文献<sup>[8]</sup>逼近的解析式 (附录二), Planck 平均自由程采用文献<sup>[9]</sup>的结果 (附录三)。

### 四、差分方程

(一) 差分方程

以  $\Delta t$ ,  $\Delta r$  分别表示时间步长和空间步长,  $u$ ,  $R$ ,  $S$  取整点上的值,  $V$ ,  $T$ ,  $P$ ,  $q$  等取

半点上的值, 采用显式差分格式计算(1)~(4):

$$u_i^{n+1} = u_i^n - V_0 \left( \frac{R_i^n}{r_i} \right)^2 \left[ P_{i+\frac{1}{2}}^n + q_{i+\frac{1}{2}}^n + a(T_{i+\frac{1}{2}}^n)^4 / 3 - P_{i-\frac{1}{2}}^n - q_{i-\frac{1}{2}}^n - a(T_{i-\frac{1}{2}}^n)^4 / 3 \right] \quad (19)$$

$$R_i^{n+1} = R_i^n + \Delta t (u_i^{n+1} + u_i^n) / 2 \quad (20)$$

$$V_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} = V_0 \left[ (R_i^{n+1})^3 - (R_{i-1}^n)^3 \right] / (r_i^n - r_{i-1}^n) \quad (21)$$

$$q_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} = \begin{cases} \lambda_0^2 (u_i^{n+1} - u_{i-1}^n)^2 / V_{i-\frac{1}{2}}^{n+1}, & \text{当 } u_i^{n+1} - u_{i-1}^n < 0 \\ 0, & \text{当 } u_i^{n+1} - u_{i-1}^n \geq 0 \end{cases} \quad (22)$$

$$T_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} = T_{i-\frac{1}{2}}^n - b_{1i-\frac{1}{2}}^n \left( V_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} - V_{i-\frac{1}{2}}^n \right) - \frac{\Delta t}{\Delta r} b_{2i-\frac{1}{2}}^n \left[ (R_i^n)^2 S_i^n - (R_{i-1}^n)^2 S_{i-1}^n \right] \quad (23)$$

$$\text{式中 } b_{1i-\frac{1}{2}}^n = \frac{F_{i-\frac{1}{2}}^n + q_{i-\frac{1}{2}}^n + 4a(T_{i-\frac{1}{2}}^n)^4 / 3 + E_{vi-\frac{1}{2}}^n}{E_{Ti-\frac{1}{2}}^n + 4aV_{i-\frac{1}{2}}^n (T_{i-\frac{1}{2}}^n)^3}$$

$$b_{2i-\frac{1}{2}}^n = \frac{V_0}{r_{i-\frac{1}{2}}^n \left[ E_{Ti-\frac{1}{2}}^n + 4aV_{i-\frac{1}{2}}^n (T_{i-\frac{1}{2}}^n)^3 \right]}$$

$$S_i^n = \begin{cases} -\frac{aCl_{Ri} V_0 (R_i^n)^2}{3V_i^n r_i^n \Delta r} \left[ (T_{i+\frac{1}{2}}^n)^4 - (T_{i-\frac{1}{2}}^n)^4 \right], & T > 12000(K) \\ S_{+i} - S_{-i}, & 2000 \leq T \leq 12000(K) \\ 0, & T < 2000(K) \end{cases} \quad (24)$$

其中 $S_{+i}$ 、 $S_{-i}$ 分别由(12)、(13)计算。

$$r_{i-\frac{1}{2}} = (r_i + r_{i-1}) / 2$$

$$T_i^n = (T_{i+\frac{1}{2}}^n + T_{i-\frac{1}{2}}^n) / 2$$

$$V_i^n = (V_{i-\frac{1}{2}}^n + V_{i+\frac{1}{2}}^n) / 2$$

$$\lambda_0^2 = 3.0$$

$$E_T = \partial \epsilon_m(T, V) / \partial T, \quad E_V = \partial \epsilon_m(T, V) / \partial V$$

## (二) 时间步长的选取

在含辐射热传导近似的情况下, 时间步长 $\Delta t$ 的选取, 主要取决于差分方程(23)的影响。因而, 可以忽略流体动力学效应, 近似地用差分方程(23)的稳定性条件

$$\Delta t \leq \alpha \frac{3(\Delta R)^2 (E_T + 4aVT^3)}{8acl_r VT^3} \quad (25)$$

来选取 $\Delta t$ 。考虑到不致使计算误差过大(通常保持能量守恒检查相对误差小于1%), 我们

加一个调节因子  $\alpha$ ,  $0 < \alpha < 0.1$ 。

如果代替(23), 用隐式差分格式计算能量方程(4), 将导致求解非线性代数方程组。由于温度  $T$  变化剧烈, 在用迭代法求解该非线性代数方程组时, 迭代收敛性对时间步长  $\Delta t$  的限制也比较严, 即使用较大的  $\Delta t$  计算, 也未必能节省计算量。因而, 我们宁愿采用显式差分格式(23)计算能量方程。

### (二) 冲击波阵面参量的计算

根据人造粘性的特点, 在机器上自动找出冲击波位置及相应的时刻, 经过处理后, 用数值微分的方法求出冲击波速度  $D$ , 然后用冲击波关系式、波前参量和状态方程通过如下迭代过程求出全部冲击波阵面参量。

1. 首先给定比容的第  $m$  次近似值  $V_s^{(m)}$ , 用下列公式计算  $P_s^{(m)}$  和  $u_s^{(m)}$ 。

$$P_s^{(m)} = D^2(V_0 - V_s^{(m)})/V_0^2 + P_0$$

$$u_s^{(m)} = D(V_0 - V_s^{(m)})/V_0 + u_0$$

2. 由  $P_s^{(m)} = P_m(T_s^{(m)}, V_s^{(m)})$  用牛顿迭代法求出  $T_s^{(m)}$ , 为了保证全部阵面参量计算的精度,  $T_s^{(m)}$  迭代的精度要求应高些。

3. 利用  $V_s^{(m)}$ 、 $T_s^{(m)}$  由状态方程可算出  $\epsilon_s^{(m)} = \epsilon_m(T_s^{(m)}, V_s^{(m)})$ , 再由

$$\epsilon_s^{(m)} - \epsilon_0 = \frac{1}{2}(P_s^{(m)} + P_0)(V_0 - V_s)$$

用公式

$$V_s^{(m+1)} = V_s^{(m)} - \delta(V_s^{(m)})/\delta'(V_s^{(m)})$$

计算新的比容  $V_s^{(m+1)}$  与  $V_s^{(m)}$  相比, 达到所需精度要求即可, 否则重复上述迭代过程, 直到达到精度要求。

上述各式中, 下标为  $S$  的量为冲击波阵面量, 下标为  $0$  的量为波前量,  $\delta(V_s^{(m)})$  和  $\delta'(V_s^{(m)})$  分别为:

$$\delta(V_s^{(m)}) = \epsilon_s^{(m)} - \epsilon_0 - \frac{1}{2}(P_s^{(m)} + P_0)(V_0 - V_s^{(m)}),$$

$$\delta'(V_s^{(m)}) = P_s^{(m)} + \frac{\partial}{\partial V_s^{(m)}} \epsilon_m(T_s^{(m)}, V_s^{(m)})$$

$$- \frac{\partial}{\partial T_s^{(m)}} \epsilon_m(T_s^{(m)}, V_s^{(m)}) \frac{D^2}{V_0^2} + \frac{\partial}{\partial V_s^{(m)}} P_m(T_s^{(m)}, V_s^{(m)}) \frac{D^2}{V_0^2} + \frac{\partial}{\partial T_s^{(m)}} P_m(T_s^{(m)}, V_s^{(m)})$$

比容的初始近似值  $V_s^{(0)}$  和  $T_s^{(m)}$  的第  $0$  次近似值, 一般取相应于粘性项  $q$  在某点达到极大值的时刻, 该网格点上的比容  $V$  和温度  $T$ 。实践表明, 上述迭代过程是收敛的。

## 五、主要计算结果及分析

此计算给出了爆炸的各个时刻参量的空间分布、冲击波参数、火球参数以及等温球参

数。为了进行比较,还进行了不含辐射项的纯流体力学计算。本文着重介绍冲击波及其有关的计算结果。

### (一) 冲击波主要参数

表1列出了辐流计算的冲击波阵面参数,包括冲击波半径、冲击波速度、波阵面的比容、压力、温度、粒子速度、动压等参数。表2列出了流体力学计算的结果。比较可以看出,辐

表1 辐流计算冲击波阵面参数 ( $8.36 \times 10^{13}$ 焦耳)

t (毫秒)	R <sub>s</sub> (米)	D (公里/秒)	V <sub>s</sub> (厘米 <sup>3</sup> /克)	P <sub>s</sub> (巴)	u <sub>s</sub> (公里/秒)	T <sub>s</sub> (°k)	$\frac{1}{2}u_s^2/v_s$ (巴)
0.941	32.7	13.47	52.46	2189	12.56	11690	15630
1.1362	35.2	12.11	52.83	1767	11.28	10350	12040
2.8766	50.42	6.921	56.78	574.9	6.413	5596	3622
4.791	61.38	5.098	61.80	310.2	4.691	4113	1780
6.734	70.32	4.122	67.74	201.5	3.761	3385	1044
8.024	75.34	3.689	72.09	160.5	3.344	3081	775.6
10.98	85.31	3.060	82.20	109.2	2.735	2670	455.0
26.09	121.9	1.978	132.1	42.97	1.640	2062	101.9
42.22	149.9	1.526	159.3	24.92	1.212	1443	40.09
61.12	175.8	1.234	175.3	16.23	0.954	1038	25.96
85.48	204.3	1.042	193.9	11.55	0.781	816.3	15.74
114.3	232.1	0.891	218.0	8.378	0.640	665.0	9.381
277.2	347.6	0.602	323.7	3.740	0.350	436.2	1.894
454.0	446.4	0.514	396.7	2.675	0.250	379.6	0.789
669.0	549.9	0.4545	471.1	2.057	0.1777	344.4	0.335
885.8	645.5	0.426	518.4	1.786	0.140	327.9	0.190
980.8	685.5	0.4129	543.6	1.668	0.1227	320.4	0.1385
1159	762.0	0.3957	579.1	1.523	0.0995	310.9	0.0855
1825	1018	0.3739	634.6	1.337	0.0671	298.1	0.0355
2698	1338	0.3594	676.1	1.223	0.0452	289.7	0.0151

表2 流体计算冲击波阵面参量 ( $8.36 \times 10^{13}$  焦耳)

t(毫秒)	$R_s$ (米)	D (公里/秒)	$V_s$ (厘米 <sup>3</sup> /克)	$P_s$ (万巴)	$u_s$ (公里/秒)	$T_s$ ( $10^6$ k)	$\frac{1}{2}u_s^2/v_s$ (万巴)
0.0087	6.062	220.5	88.74	55.64	195.2	1.422	214.7
0.0134	7.021	186.5	88.26	39.84	165.2	1.080	154.6
0.0341	10.02	114.2	85.5	15.00	101.6	0.476	60.34
0.0686	13.05	68.95	77.96	5.53	62.00	0.194	24.65
0.102	15.07	52.79	71.59	3.27	47.90	0.118	16.02
0.229	20.10	31.96	63.48	1.21	29.34	0.0525	6.87
0.479	26.18	19.22	51.7	0.446	17.9	0.0171	3.11
0.712	30.18	15.47	52.09	0.289	14.43	0.0137	2.00
1.008	35.2	12.17	52.8	0.179	11.34	0.0104	1.22
2.808	50.40	6.93	56.75	577.0	6.42	$5.607 \times 10^{-3}$	0.364
5.519	65.36	4.60	64.36	251.6	4.22	$3.733 \times 10^{-3}$	0.138
7.939	75.33	3.70	71.90	161.9	3.36	$3.092 \times 10^{-3}$	0.0785
10.88	85.31	3.11	81.07	113.3	2.79	$2.704 \times 10^{-3}$	0.0479
25.94	122.0	1.96	133.5	42.28	1.63	$2.06 \times 10^{-3}$	$9.9 \times 10^{-3}$
41.88	149.9	1.55	158.3	25.72	1.23	$1.48 \times 10^{-3}$	$4.8 \times 10^{-3}$
80.56	200.4	1.08	189.2	12.46	0.818	$8.60 \times 10^{-4}$	$1.8 \times 10^{-3}$
112.6	232.1	0.918	212.8	8.91	0.666	$6.91 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-3}$
444.5	446.4	0.523	387.3	2.78	0.261	$3.85 \times 10^{-4}$	$9.0 \times 10^{-4}$
889.5	653.6	0.430	511.1	1.82	0.146	$3.30 \times 10^{-4}$	$2.0 \times 10^{-4}$
2665	1338	0.359	676.3	1.22	0.045	$2.90 \times 10^{-4}$	$2.0 \times 10^{-5}$

注:  $R_s$ : 冲击波半径, D: 冲击波速度,  $V_s$ : 比容,  $P_s$ : 压力,

$u_s$ : 流体速度,  $T_s$ : 激波阵面温度,  $\frac{1}{2}u_s^2/v_s$ : 动压。

流计算与流体计算的冲击波参数值是相当接近的。图1比较了辐流计算的冲击波走时,同时还给出了火球半径及等温球半径随时间的变化。

(二) 压力的空间分布

图2、图3给出了不同时刻压力的空间分布。可以看出辐流计算与流体计算相比,压力的空间分布是比较接近的。

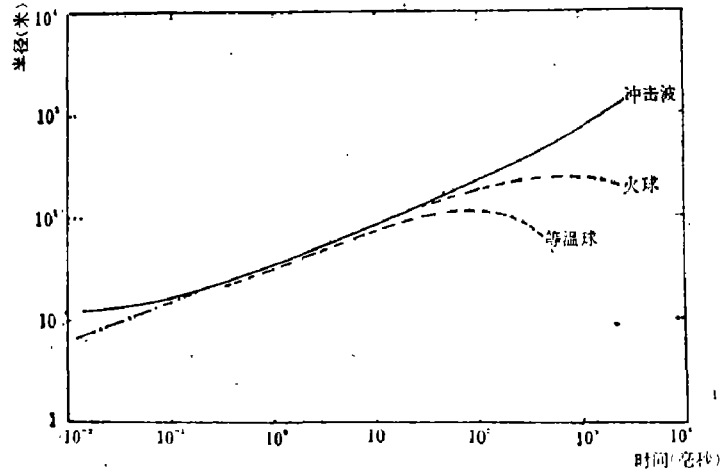


图1 R-t曲线  
—— 辐流计算    -·- 流体计算

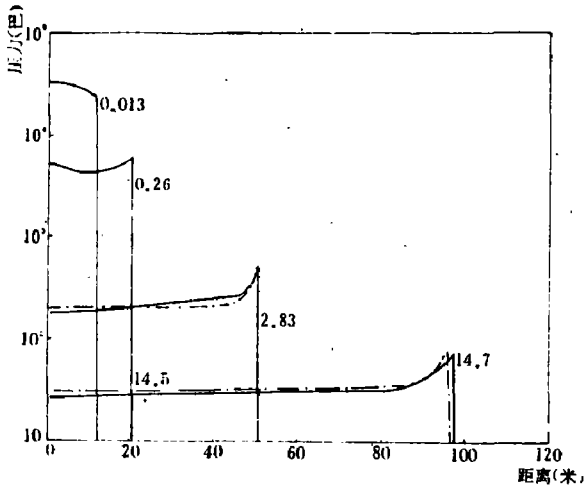
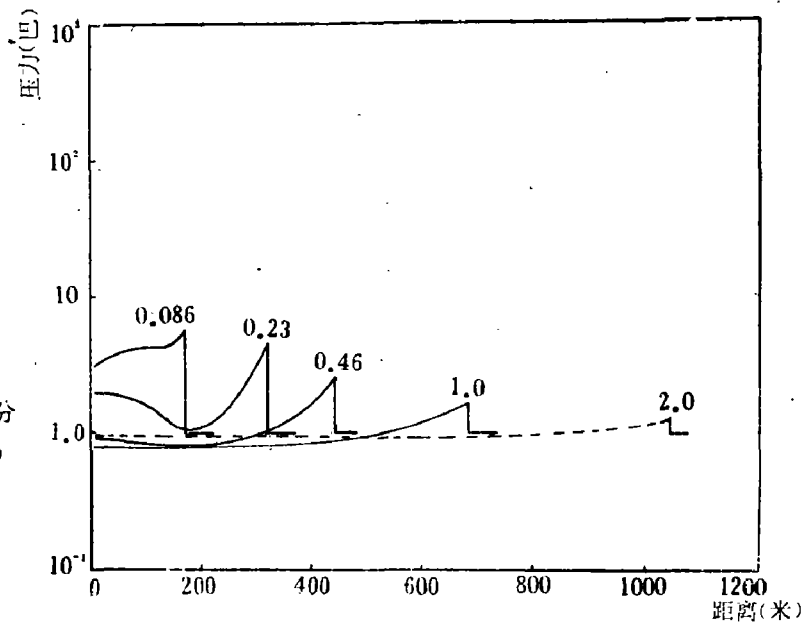


图2 不同时刻压力的空间分布 (时间单位: 毫秒)  
—— 辐流计算    -·- 流体计算

图3 不同时刻压力的空间分布 (时间单位: 毫秒)  
—— 辐流计算  
-·- 流体计算





(三) 压缩比的空间分布

不同时刻压缩比的空间分布见图4, 可以看出, 在波阵面及其附近, 流体计算的压缩比值与辐流计算值是基本上一致的; 再往内部, 流体计算的压缩比要比辐流计算偏低得多。辐流计算的压缩比的空间分布较为可靠。

另外, 从图中还可以明显地看出冲击波的形成过程。

(四) 温度的空间分布

图5给出了不同时刻温度的空间分布, 可以看出, 在波阵面附近, 辐流计算与流体计算的结果基本一致。但是, 再往内部, 流体计算的温度值上升很快, 且比辐流计算值高得多。辐流计算的温度值与已有的实测结果相一致。

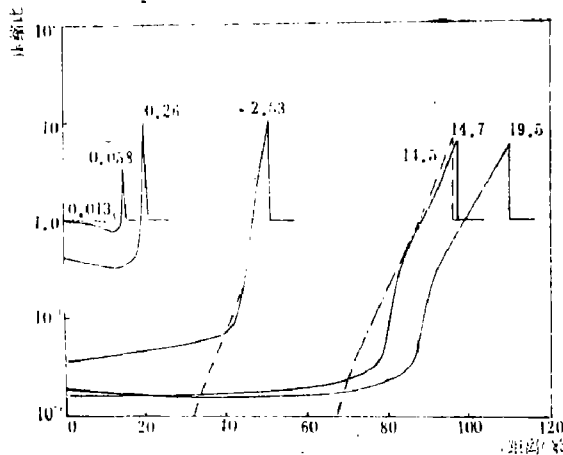


图4. 不同时刻压缩比的空间分布(时间单位: 毫秒)  
—— 辐流计算    - - - 流体计算

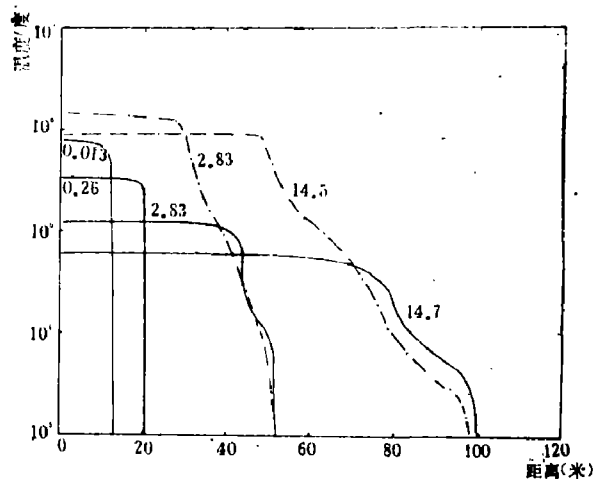


图5. 不同时刻温度的空间分布(时间单位: 毫秒)  
—— 辐流计算    - - - 流体计算

(五) 空间特定点温度随时间的变化

空间特定点指的是欧拉坐标的固定点。空间特定压力随时间的变化规律, 辐流计算与流体计算是基本一致的。而近距离上, 空间特定点温度随时间的变化规律, 两者差别十分明显(图6)。如对 R = 60米处, 辐流计算的结果是, 冲击波到达该点, 温度以常温上升到冲击波阵面温度, 而后辐射波到达时, 温度又上升到最大值, 再往后才缓慢下降。而流体计算, 冲击波到达时, 该点的温度上升, 这与辐流计算结果基本一致, 但此后该点温度继续上升, 这是不合理的。

(六) 空间特定气团温度随时间的变化

空间特定气团系指拉氏坐标的固定

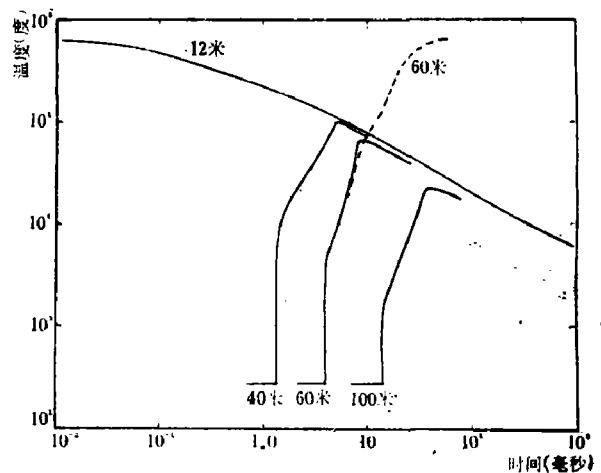


图6. 空间特定点温度随时间的变化  
—— 辐流计算    - - - 流体计算

点, 特定气团温度随时间的变化规律如图 7 所示。如对  $r = 20$  米, 辐流计算的结果是, 该点的温度在冲击波到达时上升一次, 而当辐射波到达时, 该点的温度又上升一次, 然后才继续下降; 而流体计算, 该气团的温度只是在冲击波到达时上升一次, 然后由于绝热膨胀而下降 (图 7)。

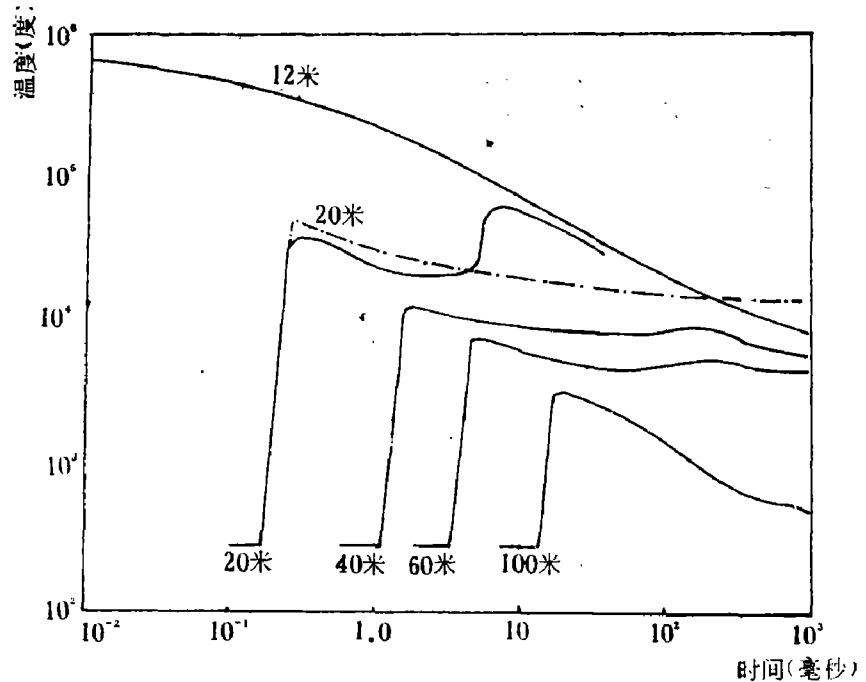


图 7 空间特定气团温度随时间的变化 — 辐流计算 - - - 流体计算

## 六、讨 论

从上述辐流计算与流体计算的比较可以看出, 除早期以外, 冲击波阵面参数及压力空间分布, 两者是基本上一致的。也就是说, 流体力学计算是基本可靠的。但涉及到爆炸波内部的温度、密度的空间分布时, 纯流体计算不再适用。辐流计算提供的温度空间分布、密度空间分布、早期波阵面参数、近区空间特定点及特定气团温度随时间的变化、冲击波正压作用时间等方面比流体计算有明显的改进, 更符合实际情况。除此以外, 辐流计算还能提供纯流体计算所不能提供的等温球参数 (等温球半径、等温球温度等) 以及火球参数 (火球半径、辐射温度、单色亮温、光辐射功率、光辐射能量以及空腔半径等)。辐流计算得到的这些参数与已有的实测结果符合得较好。

本计算模型不能反映几个微秒以前的极早期过程以及十米以内的近区情况, 为了提供这些参数, 需要进行多层介质的计算, 并要对光子能量分群, 用 P-N 近似或 S-N 近似求解辐射输运方程, 并要求采用更加精确的介质状态方程和分群吸收系数, 方可得到更为满意的计算结果。

本工作中使用的空气状态方程是由高占鹏同志提供的, 辐射平均自由程是由张建泉、樊启科等同志提供的。整个工作是在乔登江同志指导下完成的。在此, 向上述有关同志致谢!

## 附 录

### 一、空气状态方程

$$1. \quad 2.73 \times 10^{-4} \leq T \leq 2 \times 10^3 (10^6 \text{K})$$

$$\begin{cases} P = 4.444 \times 10^{-1} T^{1.022} \eta^{0.95} (\text{万巴}), \\ \varepsilon = 8.5915 \times 10^2 T^{1.022} \eta^{-0.05} (10^{12} \text{尔格/克}), \end{cases}$$

2.  $2 \times 10^{-3} < T \leq 2.13962 \times 10^{-2} (10^6 \text{K})$

$$\begin{cases} P = 31.78195 T^{1.692} \eta^{0.95} - 1.069 \times 10^{-4} \eta^{0.95} (\text{万巴}), \\ \varepsilon = 1.743405 \times 10^5 T^{1.692} \eta^{-0.05} - 3.2297 \eta^{-0.05} (10^{12} \text{尔格/克}), \end{cases}$$

3.  $2.13962 \times 10^{-2} < T \leq 1.29419 \times 10^{-1} (10^6 \text{K})$

$$\begin{cases} P = 9.56253 T^{1.6} \eta^{0.9} + 2.70629 \times 10^{-2} \eta^{0.95} (\text{万巴}), \\ \varepsilon = 3.372285 T^{1.6} \eta^{-0.05} \times 10^4 + 1.857260 \times 10^2 \eta^{-0.05} (10^{12} \text{尔格/克}), \end{cases}$$

4.  $1.29419 \times 10^{-1} < T \leq 2.5 (10^6 \text{K})$

$$\begin{cases} P = 4.580284 T^{1.24} \eta^{0.95} + 2.70669 \times 10^{-2} \eta^{0.95} (\text{万巴}), \\ \varepsilon = 1.345992 \times 10^4 T^{1.24} \eta^{-0.05} + 3.99076 \eta^{-0.05} \times 10^2 (10^{12} \text{尔格/克}) \end{cases}$$

5.  $T > 2.5 (10^6 \text{K})$

$$\begin{cases} P = 6.094 \eta T + (1.42943 \eta^{-0.05} - 1.5235) \times 10 \eta (\text{万巴}) \\ \varepsilon = 7.0692 \times 10^3 T + 4.232526 \times 10^4 \eta^{-0.05} - 1.7673 \times 10^4 (10^{12} \text{尔格/克}) \end{cases}$$

式中:  $\eta = \rho / \rho_0$

二、空气的 Rosseland 平均自由程 (单位: cm)

1.  $0.4 \times 10^{-2} \leq T \leq 1 \times 10^{-2} (10^6 \text{K})$

$$l = aT^{-b} \quad \text{其中: } a = \begin{cases} 4.166 \times 10^{-16} \eta^{-0.435}, & (\eta \geq 10^{-1}) \\ 5.185 \times 10^{-22} \eta^{-6.34}, & (\eta < 10^{-1}) \end{cases}$$

$$b = \begin{cases} 7.35 \eta^{-0.015} & (\eta \geq 1.7 \times 10^{-2}) \\ 2.25 \times 10^2 \eta^{0.852} & (\eta < 1.7 \times 10^{-2}) \end{cases}$$

当  $T < 0.4 \times 10^{-2}$  用  $T = 0.4 \times 10^{-2}$  时的  $l$  值代替 ( $10^{-2} < \eta < 10$ )。

2.  $10^{-2} < T \leq 3 \times 10^{-2} (10^6 \text{K})$

$$l = T^m 10^b, \quad \text{其中: } m = 0.0141 x^3 - 0.1214 x^2 - 1.3973 x - 4.4381$$

$$b = 0.0255 x^3 - 0.1747 x^2 - 3.7288 x - 9.5974$$

3.  $3 \times 10^{-2} < T \leq 8 \times 10^{-2} (10^6 \text{K})$

$$l = 10^b T^m, \quad \text{其中: } m = 0.1135 x^3 + 0.0889 x^2 - 0.5634 x - 0.970$$

$$b = 0.1767 x^3 + 0.1454 x^2 - 2.4539 x - 4.3158$$

4.  $8 \times 10^{-2} < T \leq 10^{-1}$

$$l = 10^b T^m, \quad \text{其中: } m = -0.025x + 0.60$$

$$b = 0.0599x^3 + 0.0531x^2 + 1.8568x - 2.5938$$

5.  $10^{-1} < T \leq T^*$

$$l = 10^b T^m, \quad \text{其中: } m = -0.0438x^3 - 0.0875x^2 + 0.1864x + 2.972$$

$$b = 0.0161x^3 - 0.0344x^2 - 1.6954x - 0.2218$$

6.  $T > T^*$

$$l = 38.1\eta^{-1}$$

$$T^* = 10^{0.04787x^3 + 0.1123x^2 + 0.18943x + 0.5798}$$

$$\text{其中: } x = \log \eta, \quad \eta = \frac{\rho}{\rho_0}$$

### 三、空气的 Planck 平均自由程 (单位: 厘米)

$$\eta = \rho/\rho_0, \quad \rho_0 = 1.293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$$

T (K)	$\eta = 10$	$\eta = 1$	$\eta = 10^{-1}$	$\eta = 10^{-2}$	$\eta = 10^{-3}$
2000	$8.33 \times 10^2$	$8.55 \times 10^3$	$8.62 \times 10^4$	$8.62 \times 10^5$	$8.70 \times 10^6$
3000	$2.59 \times 10^2$	$3.27 \times 10^3$	$3.69 \times 10^4$	$4.29 \times 10^5$	$6.25 \times 10^6$
4000	$7.81 \times 10^1$	$1.24 \times 10^3$	$2.35 \times 10^4$	$6.62 \times 10^5$	$2.13 \times 10^6$
5000	$1.67 \times 10^1$	$3.77 \times 10^2$	$1.20 \times 10^4$	$3.48 \times 10^5$	$7.41 \times 10^6$
6000	6.45	$1.73 \times 10^2$	$4.70 \times 10^3$	$9.90 \times 10^4$	$2.07 \times 10^6$
7000	3.51	$9.17 \times 10$	$2.09 \times 10^3$	$4.79 \times 10^4$	$1.59 \times 10^6$
8000	2.15	$5.16 \times 10$	$1.15 \times 10^3$	$2.87 \times 10^4$	$5.21 \times 10^5$
9000	1.37	$2.85 \times 10$	$5.26 \times 10^2$	$7.87 \times 10^3$	$8.85 \times 10^4$
10000	$8.13 \times 10^{-1}$	$1.28 \times 10$	$1.58 \times 10^2$	$1.78 \times 10^3$	$2.08 \times 10^4$
11000	$4.26 \times 10^{-1}$	4.83	$5.08 \times 10^1$	$5.59 \times 10^2$	$6.49 \times 10^3$
12000	$1.94 \times 10^{-1}$	1.91	$1.97 \times 10$	$2.17 \times 10^2$	$2.97 \times 10^3$

### 参 考 文 献

- [1] В. П. Коробейников, Н. С. Мельникова, Е. В. Рязанов, Теория точечного взрыва, Москва, 1961.

- [ 2 ] Д. Е. Охочийский, И. Л. Кондрашева, З. П. Власова, Р. К. Казакова, Расчет точечно взрыва с учетом противодействия, Труды Математического института АН СССР, Т. 50, 1957.
- [ 3 ] Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 1963.
- [ 4 ] G. C. Pomraning, The equation of radiation hydrodynamics, 1973.
- [ 5 ] H. L. Brode, AD-672837, 1967.
- [ 6 ] 李大潜, 辐射流体力学方程组的数学结构和求解方法, 1966年物理力学会议论文集.
- [ 7 ] James. E. Widenberner, AD-96301, 1956.
- [ 8 ] H. L. Brode, AD-612197, p. 37, 1964.
- [ 9 ] Lockheed Staff, AD-654773, p. 425-427.

## AN ONE-DIMENSIONAL RADIATION HYDRODYNAMIC NUMERICAL SOLUTION FOR A STRONG EXPLOSION IN UNIFORM ATMOSPHERE

Chen Jian-hua Wang Xin-zheng Xie Long-sheng Li Chun-lou

An one-dimensional radiation hydrodynamic numerical computation has been completed for a strong explosion, of which the energy is equal to  $8.36 \times 10^{13}$  joule (corresponding to explosion energy of  $2 \times 10^4$  ton TNT), in uniform atmosphere. In this computation the equation of state and radiative mean free path of real air are used. The parameters of shock, fireball and isothermal sphere are obtained. On the whole the shock front parameters are consistent with the hydrodynamic results. There are distinct improvements in the parameters behind the wave in contrast with the hydrodynamic results. The obtained parameters of the fireball and the isothermal sphere are in agreement with measured results.