

氙中强冲击波结构及亮度温度

洪延姬^{a b} 薛鸿陆^b

(a 中物院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室 成都 523信箱 610003)

(b 国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

摘要 通过一维辐射流体动力学数值模拟,研究了氙中强冲击波的辐射特性、波阵面亮度温度及辐射场谱分布。模型考虑了一维不定常流体动力学方程与辐射输运方程的耦合,计算结果与实验数据符合良好。当冲击波速度大于 30km/s 时,波阵面之前形成了加热层。加热层对于辐射的屏蔽作用是从长波部分开始的。当冲击波速度小于 50km/s 时,对于可见光及紫外光的屏蔽作用不明显。但当冲击波速度大于 50km/s 时,加热层对可见光已有了屏蔽作用,使亮度温度降低。

关键词 冲击波 辐射流体动力学 亮度温度

中图法分类号 O 347.51 O 432.1⁽²⁰⁾

1 引 言

隋性气体中的强冲击波可以是包括红外光、可见光及紫外光在内的连续光谱强光源。当等离子体有足够的光学厚时,冲击波波阵面的辐射能力直接由冲击压缩等离子体的温度决定,波阵面的单向辐射能流与冲击压缩等离子体温度的四次方成正比。随着冲击波强度的提高,波阵面发射的辐射在波阵面前方被严重吸收,形成了有较高温度的加热层。加热层不仅完全吸收能量 $X > X_{ax}$ (一般地, X_{ax} 与 I_0 接近, I_0 为工作气体的第一电离势) 的光量子 (光电吸收), 而且随着加热层温度的提高, 对于能量 $X < X_{ax}$ 的光量子的吸收也明显增大, 即加热层温度的提高严重屏蔽了原本能够透过加热层的光量子。

为了提高强冲击波辐射光源的强度,一方面通过增强冲击波强度提高冲击压缩等离子体的温度,直接增大波阵面的光辐射能力,另一方面还要减小加热层对辐射的屏蔽作用,使得波阵面发射的辐射尽可能多地输运到远距离处。用原子量大的氙、氪及氙比用原子量小的氖和氦更易得到高温等离子体,提高冲击波压缩等离子体的温度,有助于提高波阵面的光辐射能力。但原子量大的氙、氪及氙的第一电离势远小于氖和氦的第一电离势,这意味着氙的波阵面前加热层中由光电吸收决定的不透明性区域 (如图 1 所示) 比氖的大得多 (氙: $I_0 = 12.13\text{eV}$, 氖: $I_0 = 24.58\text{eV}$), 即氙比氖更易在冲击波波阵面前方形成温度较高的加热层,加热层严重屏蔽了波阵面发出的辐射。

随着爆炸聚能压缩装置的应用,在正常密度的气体中能较易实现冲击波速度为 50~70km/s 的强冲击波^[1],所以在研究爆炸式强冲击波辐射光源时,提高冲击压缩等离子体的温度并不是非常困难的事,而减小加热层对辐射的屏蔽作用却显得尤为重要。进入 80 年代,人们开始使用具有较高电离势的氖和氦作为工作气体研究爆炸式辐射光源^[2~3]。

⁽²⁰⁾ 洪延姬:女,1963年9月生,博士,讲师。
1997-06-27收到原稿,1998-03-19收到修改稿。

对于标准密度的氦和氖, 冲击波速度为 50 ~ 70km /s 的强冲击波, 波阵面之后的等离子体温度约 10⁵K, 对应辐射的光谱分布主要在真空紫外区域。真空紫外区域的实验测量有很大困难, 到目前为止, 实验测量基本是在可见光和近紫外区域完成的, 所以理论研究显得非常重要。

我们以氖为工作气体, 通过一维辐射流体动力学数值模拟, 研究速度 30~ 70km /s 范围的活塞产生的强冲击波的辐射特性、波阵面结构和亮度温度, 还研究加热层形状以及加热层对辐射的屏蔽作用。

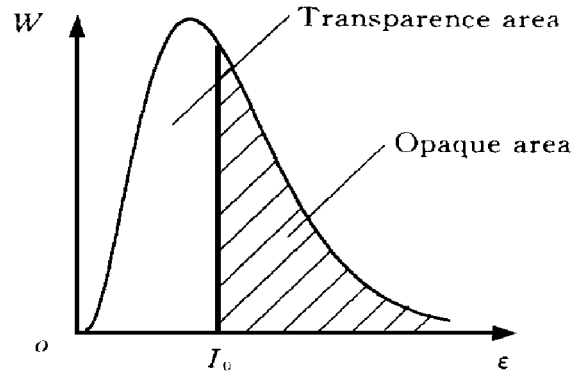


图 1 辐射光谱分布的两个不同区域

Fig 1 The two different areas of optical spectrum distribution

2 计算模型

2.1 基本方程

假设: 在辐射输运方程和流体动力学方程耦合计算时, 只有辐射能流对流体动力学的能量输运有贡献; 整个过程存在局部热力学平衡。拉格朗日流体动力学方程和平面层辐射输运方程如下

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u \tag{1}$$

$$dx = dm = d_0 dx_0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial(p + q)}{\partial m} \tag{3}$$

$$\frac{\partial X}{\partial t} = - \frac{\partial W}{\partial m} - (p + q) \frac{\partial u}{\partial m} \tag{4}$$

$$- \frac{\partial I_\nu(x, u, \nu)}{\partial x} = \dot{\nu} [L_d - I_\nu(x, _, \nu)] \tag{5}$$

式中: 辐射热交换对应的辐射能流 $W = \int_{-1}^1 \int_0^\infty L(x, _, \nu) d\nu d_$, Planck 平衡辐射的谱强度 $L_d = (2h\nu^3 / c^2) (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}$ 。 $\dot{\nu}$ 是诱导发射修正后的吸收系数, I_ν 是频率为 ν 沿 $_$ 方向飞行的光子谱强度, $_$ 是频率为 ν 的量子飞行方向与 x 轴的夹角余弦, ν 是量子频率。 q 是人为粘性, $q = q_{NR} + q_L$, q_{NR} 是 Von Neumann-Richtmyer 粘性, 处理波阵面间断比较有效, q_L 是 Landschoff 粘性, 抑制波后振荡比较有效。

$$q_{NR} = \begin{cases} a_1^2 \cdot (\Delta x)^2 \cdot d(q_u / \partial x)^2 & \partial u / \partial x < 0 \\ 0 & \partial u / \partial x \geq 0 \end{cases}$$

$$q_L = \begin{cases} a_2 \cdot \Delta x \cdot d| \partial u / \partial x | & \partial u / \partial x < 0 \\ 0 & \partial u / \partial x \geq 0 \end{cases}$$

求解一维流体动力学方程组 (1)~ (4) 的方法已很完善, 困难的是输运方程 (5) 的计算。而方程 (5) 的一维辐射输运方程多了二个自变量 $_$ 和 ν , 这将大大增加机时。

2.2 输运方程的差分方程

用降低自变量数目的方法计算输运方程

2 2 1 辐射场频率分布

频率最简单的灰体近似, 吸收系数 \dot{i}_ν 与频率无关, 但高温等离子体的吸收系数总是和频率有很强的依赖关系 (如图 2), 从图中可见, 气体温度较小时, 主要是束缚-自由跃迁对应的光电吸收 (光量子能量 $\hbar\nu \approx I_0$, 氖: $I_0 = 21.6\text{eV}$), 而束缚-束缚跃迁对应的线吸收和自由-自由跃迁对应的连续吸收较小 (光量子能量 $\hbar\nu \ll I_0$)。随着温度的上升, 对能量 $\hbar\nu \approx I_0$ 的光量子吸收越来越大。为比较准确地考虑吸收对频率的依赖关系, 将频率划分成 $K = 500$ 小群, 假设 \dot{i}_ν 在每个小群 $\nu_k \leq \nu \leq \nu_{k+1}$ ($\nu_1 = 0, \nu_K = \infty$) 内与频率无关, 即用多群近似处理辐射场对频率的依赖关系。将输运方程 (5) 对 ν 从 ν_k 到 ν_{k+1} 积分

$$\frac{\partial I_k(x, \mu)}{\partial x} = \dot{i}_k [B_k - I_k(x, \mu)] \quad (k = 1, 2, \dots, K) \quad (6)$$

$$I_k = \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} I_\nu d\nu, \quad B_k = \int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} e_\nu(T, \nu_k, \nu_{k+1}) T^4 d\nu$$

式中: $e_k(T, \nu_k, \nu_{k+1}) = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} [e^{-\frac{h\nu_{k+1}}{kT}} - e^{-\frac{h\nu_k}{kT}}]$; \dot{i}_k 为第 k 群吸收系数, $\dot{i}_k(T, d) = \dot{i}_\nu(T, d, \nu)$, $\nu_k \leq \nu \leq \nu_{k+1}$; h, k, c 分别为普朗克常数、玻尔兹曼常数和真空中的光速。对函数 $e(x)$ 使用了近似式^[4]

$$e(x) = \int_0^x \frac{u^3}{e^u - 1} du = \begin{cases} x^3 (1/3 - x/8 + x^2/62.4) & x \leq 2 \\ 6.4939 - e^{-x} \cdot (x^3 + 3x^2 + 6x + 7.28) & x > 2 \end{cases} \quad (7)$$

在多群方程 (6) 中, 每一群的方程形式完全相同, 下面以第 k 群为例研究辐射场角分布。

2 2 2 辐射场角分布

研究强冲击波光辐射特性时, 由于波阵面前、后两侧气体在光学厚度上相差比较大, 辐射场的角分布的处理比较复杂。对于光学厚区域, 最常用的方法是扩散近似。它是光强球谐展开式的一级近似, 在物质是光学厚的情况下, 辐射密度的梯度很小, 辐射场有比较弱的各向异性, 扩散近似是准确的。而对于光学薄区域, 用扩散近似将得出辐射能流比对应的黑体辐射能流还要大的结论, 这显然是不对的。对应光学薄区域, 我们采用对于光学薄区域能得出比较合理的结论的三流动近似 (Three-stream approximation)^[5]。

为了建立辐射输运方程的差分方程, 把介质的空间区域沿冲击波传播方向 x 离散化成一系列均匀薄板, 如图 3 所示。

引入向前、向后辐射能流 W^+ 和 W^-

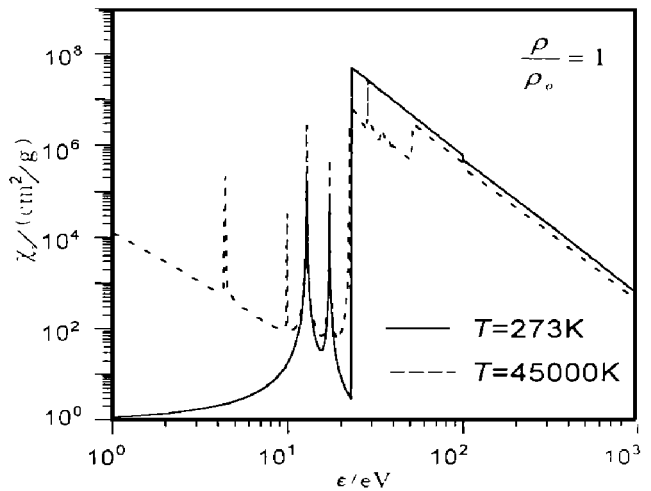


图 2 氖的吸收系数

Fig 2 Planck opacity of neon



图 3 计算模型

Fig 3 The calculating model

$$W_k^+ = \mathfrak{z} \int_0^1 I_k d_ (8)$$

$$W_k^- = - \mathfrak{z} \int_{-1}^0 I_k d_ (9)$$

$$W_k = W_k^+ - W_k^-$$

(1) 光学厚区域

由扩散近似得到辐射能流 W_k 与 Planck 辐射强度 B_k 间的关系

$$W_k = - \frac{4\pi}{3\bar{\mu}_k} \cdot \frac{\partial B_k}{\partial x} (10)$$

方程 (8)、(9) 的差分方程分别为 (省略下标 k)

$$W_{i+1}^+ = (\pi/2)(B_i + B_{i+1}) + (4\pi/3)(B_i - B_{i+1}) / (\bar{\mu}_i + \bar{\mu}_{i+1}) (11)$$

$$W_i^- = (\pi/2)(B_i + B_{i+1}) - (4\pi/3)(B_i - B_{i+1}) / (\bar{\mu}_i + \bar{\mu}_{i+1}) (12)$$

式中: W_{i+1}^+ 、 W_i^- 取在网络节点, B_{i+1} 、 B_i 取在网格中心; 光学厚度 $\bar{\mu}_i = \bar{\mu}_k(x_{i+1} - x_i)$

(2) 光学薄区域

辐射场对角度的依赖关系用三流动近似, 即假设 I_k 与 θ 存在如下线性关系

$$I_k = B_k + (I_k^+ - B_k) \frac{\theta}{\pi/2} \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2 (13)$$

$$I_k = B_k + (B_k - I_k^-) \frac{\theta - \pi/2}{\pi/2} \quad \pi/2 < \theta \leq \pi (14)$$

式中: $I_k^+ = I_k(x, 1)$, $I_k^- = I_k(x, -1)$ 这种方法在光学薄区域的三个极端方向均给出合理结果:

$\theta = 0$ 时, $I_k = I_k^+$; $\theta = \pi/2$ 时, $I_k = B_k$; $\theta = \pi$ 时, $I_k = I_k^-$ 。

方程 (6) 的积分形式为

$$I_k(x, \theta) = I_k(0, \theta) \exp\left[-\int_0^x \bar{\mu}_k dx'\right] + \int_0^x \bar{\mu}_k B_k \exp\left[-\int_{x'}^x \bar{\mu}_k dx''\right] \frac{dx'}{\theta} (15)$$

式 (15) 代入式 (8)、(9) 式得如下差分方程 (省略下标 k)

$$W_{i+1}^+ = \pi B_{i+1} + (W_i^+ - \pi B_i) \left[e^{-\bar{\mu}_i} (1 - \bar{\mu}_i/2 + \bar{\mu}_i^2/2) - \frac{\bar{\mu}_i}{2} \int_{\bar{\mu}_i}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \right] (16)$$

$$W_i^- = \pi B_i + (W_{i+1}^- - \pi B_i) \left[e^{-\bar{\mu}_i} (1 - \bar{\mu}_i/2 + \bar{\mu}_i^2/2) - \frac{\bar{\mu}_i}{2} \int_{\bar{\mu}_i}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \right] (17)$$

式中: 光学厚度 $\bar{\mu}_i = \bar{\mu}_k(x_{i+1} - x_i)$

2.3 计算条件

工作气体为氖, $p_0 = 9.80665 \times 10^4 \text{ Pa}$, $T_0 = 273 \text{ K}$, 活塞速度 $u_0 = 30 \sim 70 \text{ km/s}$

活塞与气体界面为全反射面, $W_1^+ = W_1^-$; 气体与窗口界面为全透射面, 且没有从外界入射的辐射, $W_N^- = 0$ 活塞与气体界面和气体与窗口界面均为刚性界面。

空间网格数为 1200 网格宽度 $\Delta x = 0.01 \text{ cm}$; 将 $0.001 \sim 1000 \text{ eV}$ 的光量子能量 X 区间划分成 500 个群 ($K = 500$): $0.001 \sim 1.0 \text{ eV}$, 50 群; $1.0 \sim 25.0 \text{ eV}$, 300 群; $25.0 \sim 100 \text{ eV}$, 100 群; $100 \sim 1000 \text{ eV}$, 50 群。频率 $\nu = X/h$

2.4 状态方程和吸收系数

高温气体的状态方程计及了离解和电离引起的气体粒子数目的显著变化和带电粒子间的库仑相互作用。温度在 $10^5 \sim 10^7 \text{ K}$, 密度从略大于常密度 ρ_0 到远小于 ρ_0 的范围内, 由于系统温度较高, 密度较低, 点阵结构不复存在, 原子中电子的电离现象十分显著。目前用电离平衡方程描述原子中电子的电离过程, 用德拜-休克尔理论描述带电粒子间的静电相互作用^[6]。用这种方

法计算的氦的物态方程数值解, 结果与文献 [1] 数据符合较好。计算中所需的氦原子能级方面数据取自文献 [7]

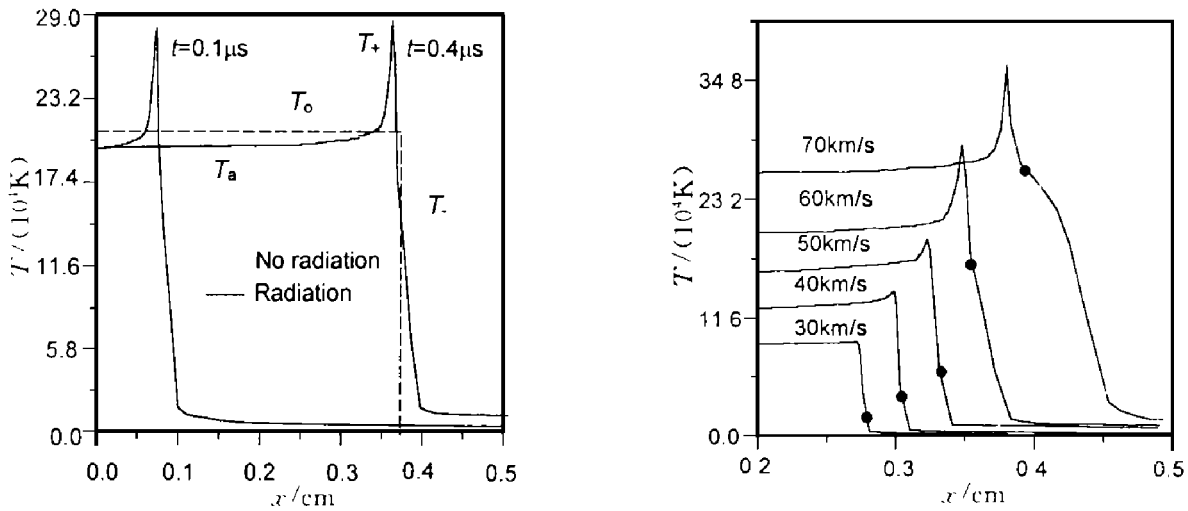
吸收系数由中国工程物理研究院计算物理及应用数学研究所从事等离子体不透明性研究的袁建奎博士提供。计算结果与美国 Sesame 数据库的 Planck 及 Rosseland 平均吸收系数进行了比较, 数据符合良好。

3 计算结果及分析

3.1 加热层结构

图 4 为气体温度剖面 (x 为从活塞算起的距离), 从图 4(a) 可清楚看出, 由于辐射热交换, 在波阵面前形成了加热层, 其中最高温度为 T_- ; 在波阵面上出现了温度尖峰, 其最高温度为 T_+ ; 在波阵面后因辐射致冷, 在冲击压缩等离子体温度 T_a 小于不考虑辐射时计算出的冲击压缩等离子体温度 T_0 冲击压缩时间 $t = 0.1 \mu s$ 时, 波后还没有建立温度平衡; $t = 0.4 \mu s$ 时, 已经在波后建立了准定常温度剖面结构。这时在波阵面之前形成了从 T_- 平稳地下降到最低值的加热层, 加热层温度波型接近于指数分布。

由图 4(b) 可见, 辐射热交换对波阵面结构的影响随冲击波强度的增大而显著增大。当活塞速度 $u_0 = 70 \text{ km/s}$ 时, 其温度波型是典型的超临界冲击波对应的波型, 其余的都是亚临界波型, $u_0 = 63 \text{ km/s}$ 对应临界状态。在氦气中形成的加热层结构与文献 [8] 报道的空气中强冲击波波阵面之前的加热层结构不同。空气中由于分子离解势和电子电离势的较大差别形成温度明显不同的“电离波”和“离解波”双波结构。



(a) $u_0 = 60 \text{ km/s}$

(b) $u_0 = 30 \sim 70 \text{ km/s}$

图 4 气体温度剖面

Fig. 4 The distribution of temperature

3.2 辐射能流及亮度温度分布

图 5 是氦气中 $u_0 = 60 \text{ km/s}$ $t = 0.4 \mu s$ 时波阵面四个不同截面处辐射能流谱分布。经 $0.4 \mu s$ 的冲击压缩, 波阵面后基本建立了温度平衡, 此处辐射能流谱分布与温度 $T = 19.7 \times 10^4 \text{ K}$ 的 Planck 黑体分布接近, 谱分布中线谱成分明显很少, 但是有两个波段偏离较大。波阵面尖峰处辐射能流分布中有许多发射线, 尽管尖峰温度高达 $26.8 \times 10^4 \text{ K}$, 但该处谱分布对应 $21.5 \times$

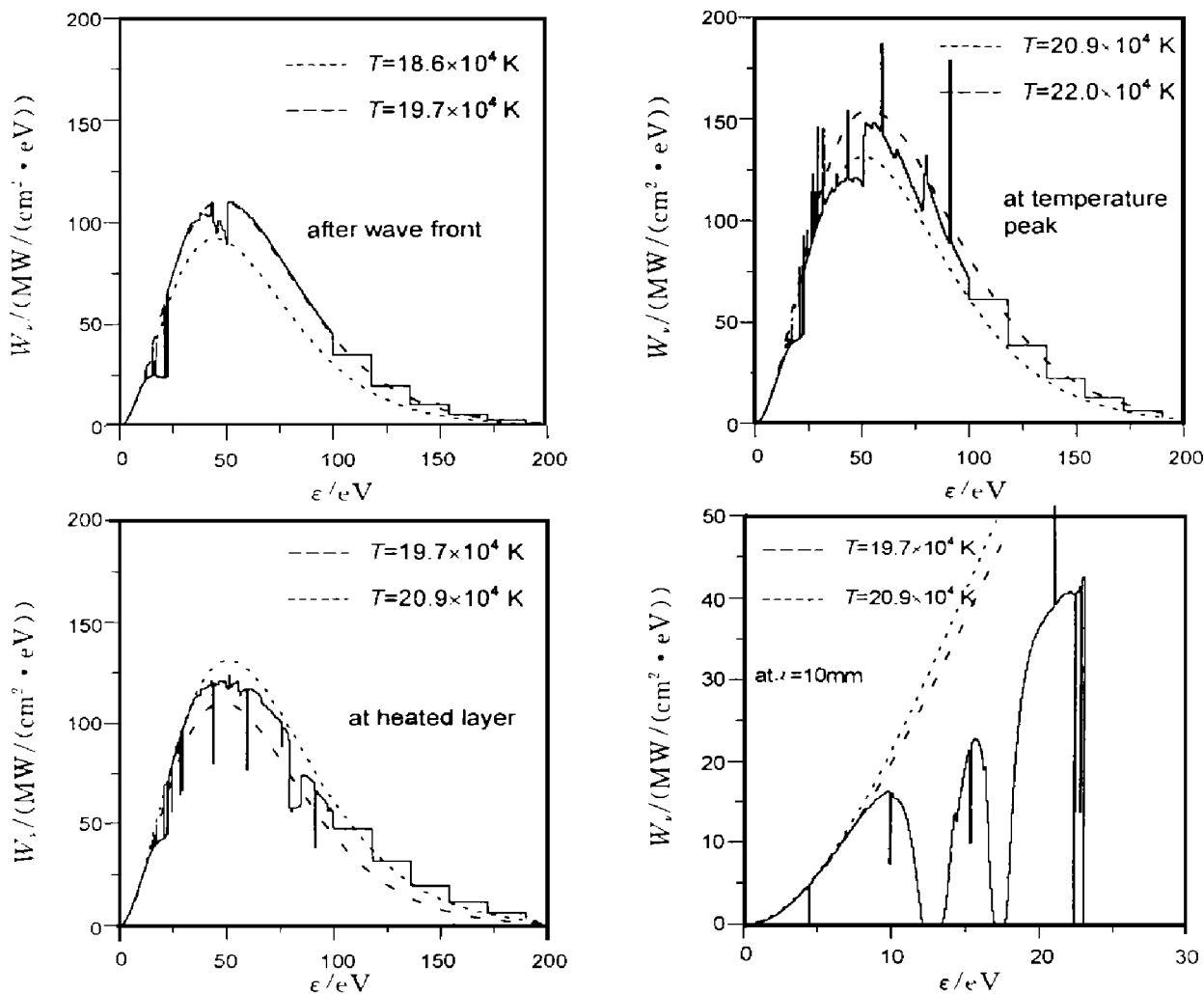


图5 辐射能流谱分布

Fig 5 Distribution of radiation energy flux vs quantum energy

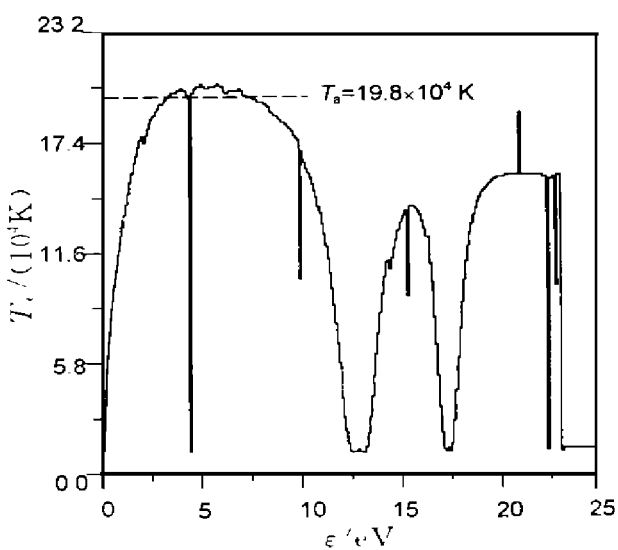


图6 亮度温度随量子能量的分布

Fig 6 Lum inosity tem perature vs quantum energy

10⁴K 的黑体能流分布。这说明温度很高的尖峰在光学上很薄, 温度尖峰能有限提高波阵面的辐射能力。波阵面前空间尺度很小的加热层对波阵面发出的辐射屏蔽作用很强, 特别是对能量较大的光量子。我们最感兴趣的是能够输运到远距离处的辐射能流, 从图中可见这部分辐射能流分布 ($x= 10\text{cm}$) 明显偏离黑体平衡分布。

图6是 $u_0= 60\text{km/s}$ $t= 0.4\text{s}$ 时亮度温度 T_e 随光量子能量的变化曲线。由图可见, 光量子能量 X 在 $3\sim 8\text{eV}$ 时, $T_e > T_s$, 即亮度温度大于波阵面后冲击压缩等离子体的温度, 温度尖峰提高波阵面辐射能力。在 $X= 12.6\text{eV}$ 和 $X= 17.5\text{eV}$ 两处, T_e 急剧下降, 光谱分布实际上被切断。这是束缚-束缚跃迁对应的线吸收在高温下能级拓宽造成的; 而在红外和可见光区, 亮度

温度尖峰提高波阵面辐射能力。在 $X= 12.6\text{eV}$ 和 $X= 17.5\text{eV}$ 两处, T_e 急剧下降, 光谱分布实际上被切断。这是束缚-束缚跃迁对应的线吸收在高温下能级拓宽造成的; 而在红外和可见光区, 亮度

温度沿长波方向的逐渐降低由自由-自由跃迁吸收造成。对于大于电离势的光量子, 在加热层中完全被吸收, 其对应的亮度温度降低到由加热层本身辐射对应的亮度温度。

3.3 冲击波速度与辐射特性参数的关系

表 1 列出了不同活塞速度与对应的波阵面辐射特性参数及温度剖面参数的关系 ($p_0 = 9.80665 \times 10^4 \text{ Pa}$), 同时还列出了按文献 [1] 理论计算的结果。其中辐射能流对应图 1 所示的透明区域的能流, 该值比数值模拟结果大很多, 说明加热层不仅对能引起束缚-自由跃迁的大能量光量子剧烈吸收, 而且其它机制的吸收也明显存在, 特别是由于温度高引起的线谱拓宽对总能流的贡献不容忽视。所以文献 [1] 中在估算能通过加热层的辐射能流时, 只考虑束缚-自由跃迁对应的光电吸收是不完全的。表中列出的尖峰温度和加热层温度仅作参考, 尖峰温度在一定的范围内随数值计算时空间网格变小而增大, 而加热层温度是在连续变化的计算结果中间读出的, 人为性较大。

表 1 波阵面辐射特性参数及温度剖面参数与活塞速度的关系

Table 1 Radiation characteristic parameters in shock wave front and parameters in temperature section plane vs piston velocity

$u_0 /$ (km /s)	理论结果 ^[1] (不考虑辐射热交换)			理论结果 ^[1] (考虑辐射热交换)			数值模拟结果			
	$T_0 /$ 10^4 K	$\epsilon T_0^4 /$ MW / cm^2	$T_a /$ 10^4 K	$T_+ /$ 10^4 K	$T_- /$ 10^4 K	$q_\infty /$ MW / cm^2	$T_a /$ 10^4 K	$T_+ /$ 10^4 K	$T_- /$ 10^4 K	$q_\infty /$ MW / cm^2
30	9.07	385.2	8.47	10.01	3.60	131	8.94	9.19	~ 1.2	39.7
40	12.99	1620.7	12.53	15.54	6.96	271	12.53	13.92	~ 3.5	114
50	16.94	4680.0	16.36	22.04	11.60	425	16.01	18.56	~ 5.8	182
60	21.00	11054.8	20.30	44.78	17.28	594	19.84	26.80	~ 16.2	312
70	28.19	35913.9	26.45	50.00	70.53	908	25.40	36.66	~ 25.5	569

3.4 加热层对辐射的屏蔽作用

表 2 列出了不同波段亮度温度与活塞速度的关系 ($p_0 = 9.80665 \times 10^4 \text{ Pa}$), 计算结果表明冲击波速度大于 30 km/s 时, 在波阵面前形成加热层。加热层温度随着冲击波速度的增大而升高, 而且对于红外光、可见光以及近紫外光, 加热层对辐射的屏蔽作用是从长波部分开始的。当冲

表 2 不同波段亮度温度与活塞速度的关系

Table 2 Luminosity temperature vs piston velocity

$u_0 /$ (km /s)	$T / 10^4 \text{ K}$	$T_e / 10^4 \text{ K}$					
		红外光		可见光		紫外光	
		2000nm	1000nm	700nm	400nm	300nm	200nm
30	8.94	7.76	8.63	8.80	8.85	8.72	6.70
40	12.53	10.79	12.53	12.88	12.88	12.88	12.30
50	16.01	9.93	12.53	14.15	15.66	16.12	15.20
60	19.84	9.58	13.92	16.59	19.37	20.30	19.95
70	25.40	5.22	11.25	14.96	20.42	24.13	24.94

击波速度小于 50km/s 时, 加热层对可见光和紫外光的屏蔽作用还不是很明显, 这与文献 [9] 报道的氖气中冲击波速度小于 41km/s 时, 可见光区域亮度温度与冲击压缩等离子体温度相等的实验结果一致。但当冲击波速度大于 50km/s 时, 加热层对可见光有了屏蔽作用, 使得对应的亮度温度小于冲击压缩等离子体温度。

4 结 论

(1) 标准密度的稠密惰性气体氖的强冲击波辐射的光谱分布主要在真空紫外区域, 对此目前实验测量有很大困难。因此研究工作主要依靠辐射流体动力学数值模拟。

(2) 给出了在标准密度的氖中, 由 $30\sim 70\text{km/s}$ 活塞速度产生的强冲击波的辐射特性、波阵面结构和亮度温度。当冲击波速度大于 30km/s 时, 波阵面之前形成了加热层。加热层对于辐射的屏蔽作用是从长波部分开始的。当冲击波速度小于 50km/s 时, 对于可见光及紫外光的屏蔽作用不明显。但当冲击波速度大于 50km/s 时, 加热层对可见光已有了屏蔽作用, 使亮度温度降低, 这点已被实验证明。

参 考 文 献

- 1 Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучительные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 153~ 166
- 2 Бодявленская Е. Г., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн в гелии нормальной плотности. ЖПС, 1981, 34(1): 76~ 81
- 3 Бодявленская Е. Г., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн в неоне нормальной плотности. ЖПС, 1982, 36(4): 547~ 551
- 4 Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задачи динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 47
- 5 Zinn J Anderson R. C. Structure and Lum inosity of Strong Shock Waves in Air: The Physics of Fluids 1973, 16(10): 1639~ 1644
- 6 徐锡申, 张万箱. 实用物态方程理论导引. 北京: 科学出版社, 1986. 99~ 135
- 7 Moore C. E. Atomic Energy Levels Vol II. Washington U. S. Government Printing Office, 1971. 76~ 88
- 8 Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. О яркости сильных ударных волн в воздухе пониженной плотности. ЖПС, 1979, 30(6): 1086~ 1092
- 9 Киселев Ю. Н. Излучительные свойства сильной ударных волн в неоне. ПМТФ, 1983 (1): 97~ 101

STRUCTURE AND LUM INOSITY OF STRONG SHOCK WAVES IN NEON

H ong Y an j i^{a, b}, X ue H ong lu^b

(a *Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, CAEP, P. O. Box 523 Chengdu, 610003*)

(b *Department of Applied Physics, NUDT, Changsha, 410073*)

ABSTRACT A set of numerical computations of the structure of strong waves in neon of normal density is described. The model is described by radiation transport coupled with hydrodynamics. Spectral and special dependence of the radiation intensity have been taken into account in detail. The results have been compared with the experimental data.

KEY WORDS shock wave, radiation hydrodynamics, lum inosity, temperature