

## 温度梯度对平面金壁发射能流平衡性的影响\*

孟广为<sup>1)†</sup> 李敬宏<sup>1)</sup> 裴文兵<sup>1)</sup> 李双贵<sup>1)</sup> 张维岩<sup>2)</sup>

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

2) (国家高技术惯性约束聚变委员会, 北京 100088)

(2009年11月9日收到; 2010年5月6日收到修改稿)

在激光惯性约束聚变(ICF)的辐射输运实验和理论研究中, 输运管壁对于输运管内物质中的辐射能谱具有改造作用. 文中利用一维平面模型模拟了柱形输运管壁的辐射能流发射行为, 给出了输运管壁的辐射能流不平衡度的计算公式. 结果表明, 输运管壁内的电子温度梯度是引起输运管壁发射能流不平衡的原因. 利用不平衡度这一概念对输运管壁发射能流的不平衡性做了定量研究, 并在ICF辐射输运实验的温度范围内给出了估算公式.

**关键词:** 辐射输运, 温度梯度, 能流, 不平衡度

**PACS:** 52.65.-y, 52.57.-z, 44.40.+q

## 1. 引言

辐射对物质中能量的传输过程的影响一直是天体物理和惯性约束聚变(ICF)理论十分关心的问题. 在高温稠密等离子体中, 辐射对于等离子体中的能量传输过程有重要影响. 由于光子与等离子体中的电子存在着很强的相互作用, 同时光子的运动速度远远大于物质粒子(电子和离子), 因此即使在温度不太高( $10^{-1}$ — $10^0$  MK), 以至于辐射场的能量密度相比物质能量密度可以忽略不计的情况下, 辐射场仍然在物质能量输运中扮演了主要角色.

自从1957年Marshak<sup>[1]</sup>提出辐射热波的概念以来, 人们已经对物质中的辐射输运问题进行了相当多的理论和数值研究<sup>[1-6]</sup>. 同时, 通过ICF实验装置对辐射输运的物理过程也开展了一系列实验研究<sup>[7-11]</sup>, 获得了很多重要的实验结果. 辐射输运实验通过考察辐射热波在输运管中的传播过程来检验对辐射输运问题的物理认识及数值模拟程序计算的可靠性.

ICF输运实验中的输运管就是一段由高原子序数材料构成的、内部填充低密度的低原子序数材料泡沫作为输运介质的柱形直管. 当辐射热波在输运管中传播时, 柱形输运管的管壁(通常由金属材料构成, 以下简称金壁)会被从高温黑腔中发出的软X

射线所烧蚀. 金壁被加热到高温后, 一方面会向内部的低密度泡沫区域膨胀, 同时也会向输运管内部辐射高温的非平衡或近平衡的软X射线. 金壁的辐射行为会改变输运管内部辐射场的谱结构, 从金壁表面辐射出的辐射能量的多少也直接影响了输运管内部辐射热波的传播过程. 因此, 研究金壁的发射行为对于输运管内辐射输运过程的理论研究具有重要意义.

## 2. 模型

辐射在输运管中传输过程中, 金壁被辐射加热后会向低密度泡沫区域运动. 由于输运管中泡沫的支撑作用, 金壁不会向中心剧烈运动, 而是运动一段距离后就会达到压力平衡而停止运动. 输运管中金壁对辐射的发射过程是一个只跟金壁局部有关的物理过程, 因此在研究这一过程时采用一维平面模型是恰当的. 同时一维平面模型几何构型简单, 能够突出影响这一过程的物理因素, 便于分析.

结合辐射输运实验的实际参数, 提出了一维平面模型, 如图1所示. 图1中CH泡沫的厚度为200  $\mu\text{m}$ , 密度为0.05  $\text{g}/\text{cm}^3$ ; 金壁厚度为50  $\mu\text{m}$ , 密度为19.24  $\text{g}/\text{cm}^3$ . 由于在输运管内, 柱几何的对称轴是不动的边界, 因此在研究模型中流体区域的左边界为固壁, 右边界为自由面. 在CH泡沫的左端加辐

\* 国家自然科学基金(批准号:10775019)资助的课题.

† E-mail: meng\_guanwei@iapcm.ac.cn

射温度为 1.7 MK 的平衡辐射源,辐射通过 CH 泡沫的运输烧蚀金壁,使金壁膨胀产生温度较高、密度较低的金等离子体.同时由于泡沫对金壁存在约束作用,使膨胀出来的金等离子体不能完全自由飞散,始终维持相对稳定的密度分布.

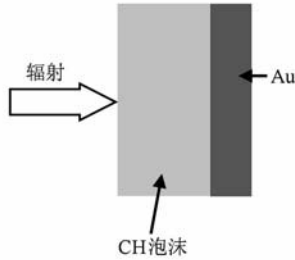


图1 模型结构示意图

本文中的数值模拟结果是由我们自主编制的一维辐射流体力学 RDMG 程序计算得到,它可以求解多种几何(平面、柱、球)下的辐射流体力学问题.在 RDMG 程序中,假设:电子组分和离子组分各自达到平衡,但彼此之间不平衡;辐射与物质之间也是不平衡的,辐射场的计算可以采用多群运输、多群扩散、三温近似等不同物理建模;物质的状态方程和辐射不透明度均可以采用实际参数.

### 3. 物理过程分析

首先考察被辐射加热的金等离子体的温度密度变化情况(如图2,3所示).从图2和图3中可以看到,在被烧蚀出的金等离子体中,辐射温度  $T_r$  与电子温度  $T_e$  基本一致,并从边界向内部逐渐降低;在辐射烧蚀金等离子体中,密度从边界向内部缓慢

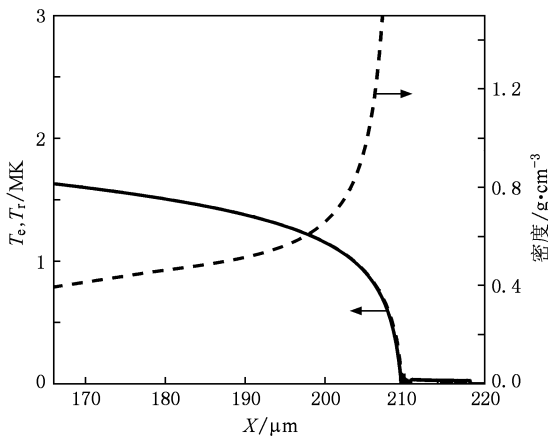


图2 2.0 ns 时刻金壁内部温度密度空间分布

升高,但是在相当大的空间范围内,密度都维持在 0.4—0.6 g/cm<sup>3</sup> 范围内.同时,金壁表面的温度梯度也随着时间的推移逐渐减小.

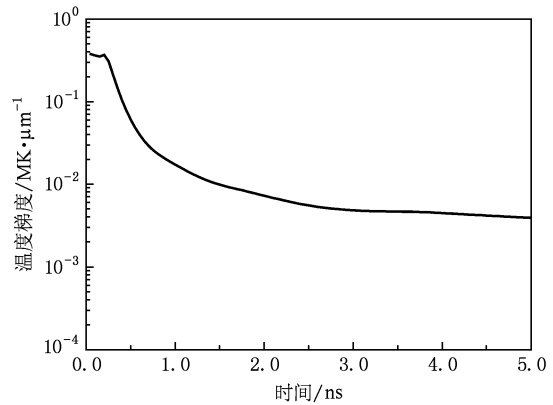


图3 金壁边界处温度梯度

为了进一步弄清楚金等离子体中温度密度的演化规律,我们考察了模型中温度、密度的时空分布图像,如图4和图5所示.可以看到,金壁被辐射加热后烧蚀出来的等离子体密度略有差别,但基本都在 0.3—0.7 g/cm<sup>3</sup> 范围内;而金壁的电子温度则从边界向内部逐渐降低,并且在  $t < 3.0$  ns 时间范围内,金壁内部的电子温度梯度随时间缓慢下降,之后基本维持不变.

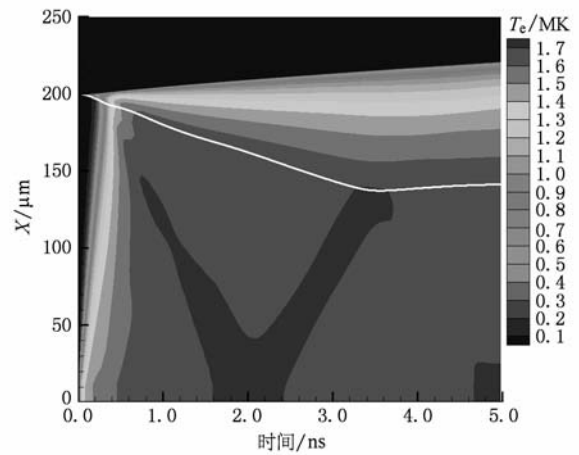


图4 电子温度的时空分布情况 白色实线标示了金与 CH 泡沫的界面

然后考察金壁发射能流随时间变化的情况.金壁发射能流的定义为

$$F_\nu = c \int_{\Omega \cdot n < 0} \Omega_\nu(\Omega) d\Omega, \quad (1)$$

其中  $F$  代表能流,  $\nu$  代表频率,  $\Omega$  代表角方向,  $I$  是

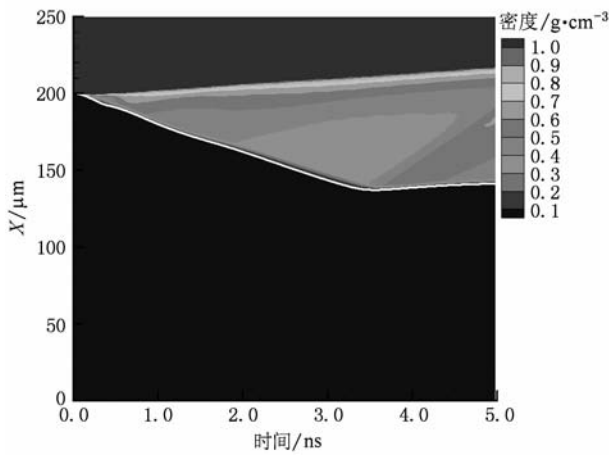


图5 密度的时空分布情况 白色实线标示了金与CH泡沫的界面

辐射强度,  $c$  是真空中光速,  $\mathbf{n}$  代表金壁表面的法线方向. 对于一维平面的情况, 可以将能流写成

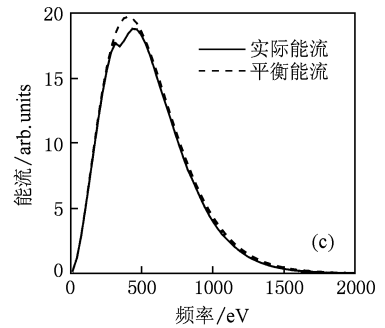
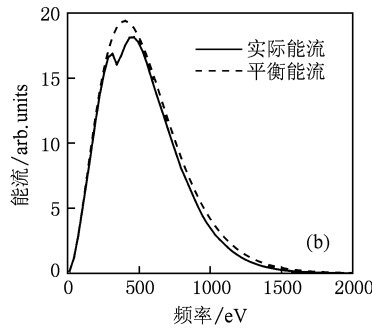
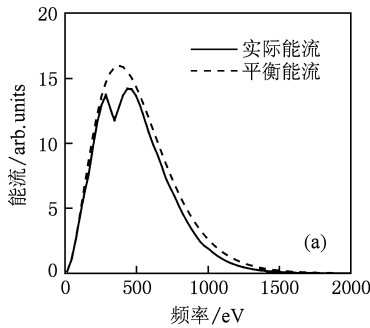


图6 不同时刻的金壁发射能流谱与以金壁表面温度表征的平衡谱的对比 (a)  $t=0.5$  ns, (b)  $t=1.0$  ns, (c)  $t=2.0$  ns

从金的吸收系数随频率的变化关系(见图7)来看, 300—500 eV 恰好位于金的 O 带和 N 带之间的吸收窗口. 吸收窗口频率内的吸收系数比其他频率的吸收系数小约一个量级.

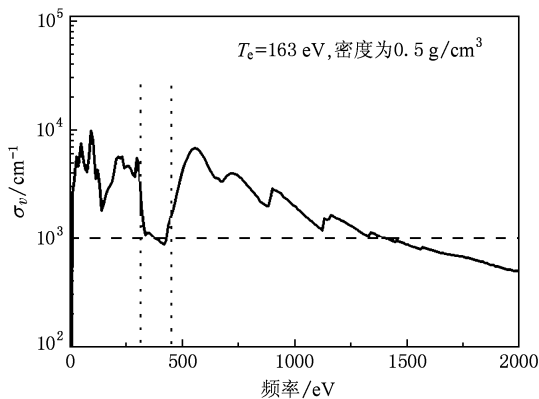


图7 典型温度密度下金的吸收系数随频率的变化

$$F_\nu = 2\pi c \int_{-1}^0 \mu I_\nu(\mu) d\mu, \quad (2)$$

其中  $\mu$  是法线方向的方向余弦. 当辐射与物质达到平衡时, 有  $I_\nu(\mu) = B_\nu(T_e)$ .  $B_\nu(T_e)$  为 Planck 函数,  $T_e$  是电子温度, 有

$$B_\nu(T_e) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT_e) - 1}, \quad (3)$$

其中  $h$  是 Planck 常数,  $k$  是 Boltzmann 常数. 将 Planck 函数代入(2)式中, 从而平衡时金壁发射的辐射能流  $F_\nu^{\text{eq}}$  为

$$F_\nu^{\text{eq}} = \pi c B_\nu(T_e). \quad (4)$$

在模型中, 金壁发射能流随时间变化的情况如图6所示.

从图6中可以看到, 在早期, 金壁出射流能谱与在 300—500 eV 频率区间内与其表面温度表征的 Planck 谱相差较大, 但是这种差别随着时间的推移逐渐缩小.

从物理上来理解, 金壁内部的温度梯度会导致金壁表面的发射能流偏离平衡谱. 对于温度均匀的物质来说, 若物质为光性厚的, 则其表面的发射能流一定为平衡的 Planck 谱. 但是假如物质中存在温度梯度, 由于物质的吸收系数随频率的变化很大, 则出射谱一定不会是平衡谱. 这一点我们可以通过下面的理论分析中得到.

#### 4. 理论分析

首先, 我们定义  $x$  点处频率为  $\nu$  的光子的光学厚度  $\tau$  为

$$\tau_\nu(x) = \int_0^x \sigma_\nu(s) ds, \quad (5)$$

其中  $\sigma_\nu$  是物质对频率为  $\nu$  的光子的吸收系数. (5) 式中的积分是沿着光线的方向  $\Omega$  从边界向物质内

部进行的. 若我们认为金壁内的辐射场是随时间缓变的, 则我们可以把金壁发射的辐射强度场用如下的积分形式表示<sup>[12]</sup>

$$I_\nu(\boldsymbol{\Omega}) = \int_0^\infty ds \sigma'_\nu(s) B_\nu(T_e) \exp\left(-\int_0^s ds' \sigma'_\nu(s')\right), \quad (6)$$

其中  $B_\nu(T_e)$  为 Planck 函数, 其定义见(3)式. 积分的路径是沿着  $\boldsymbol{\Omega}$  方向从金壁表面指向内部. 将(5)式代入(6)式, 并考虑到  $d\tau = \sigma_\nu ds$ , 我们有

$$I_\nu(\boldsymbol{\Omega}) = \int_0^\infty d\tau B_\nu[T_e(\tau)] e^{-\tau}, \quad (7)$$

在(7)式中, 我们利用(5)式描述的光学厚度  $\tau$  与空间位置  $x$  的关系, 将图 2 中所示的电子温度的空间分布转换为电子温度随光学厚度分布. 图 8 给出了某时刻不同能群的电子温度随光学厚度的分布. 从图 8 中可以看到, 对于不同能群,  $T_e(\tau)$  的形状相差很大. 图 8 中 360—390 eV 能群对应了图 7 中吸收系数的“凹陷”区域, 而 180—210 和 570—600 eV 这两个能群则分别对应了这个“凹陷”两侧吸收系数较大的区域. 但是不论如何选择能群, 我们看到对于光学厚度  $\tau < 5$  的部分, 都可以把  $T_e(\tau)$  写成如下的形式

$$T_e(\tau) = T_{e0}(1 + \varepsilon\tau), \quad (8)$$

式中  $T_{e0}$  是金壁的表面温度,

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma_\nu T_e} \frac{\partial T_e}{\partial s} = \frac{l_\nu}{\lambda_{T_e}}, \quad (9)$$

其中  $l_\nu = \frac{1}{\sigma_\nu}$  是频率为  $\nu$  的光子的辐射自由程,  $\lambda_{T_e} = \frac{T_e}{\partial T_e / \partial s}$  是  $\boldsymbol{\Omega}$  方向的温度空间标长,  $\frac{\partial T_e}{\partial s} = \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla T_e$  是  $\boldsymbol{\Omega}$  方向的方向导数. 参数  $\varepsilon$  是光子的辐射自由程与  $\boldsymbol{\Omega}$  方向温度空间标长的比值. 假设金壁中的温度梯度足够小, 以致于  $\varepsilon$  可以看做是一个小量. 需要指

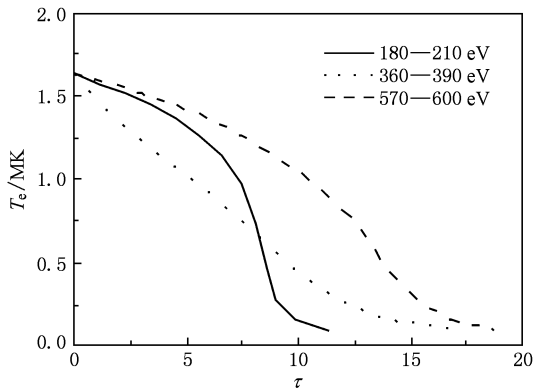


图 8  $t = 1.0$  ns 时刻不同能群中电子温度随光学厚度的变化

出的是, (8)式虽然只对距离金壁表面  $\tau < 5$  的区域成立, 但是这个区域所发射的光辐射决定了金壁的发射性质. 这样, 将(8)式代入到(7)式中, 并假设  $\varepsilon\tau \ll 1$ , 则

$$\begin{aligned} I_\nu(\boldsymbol{\Omega}) &= \int_0^\infty d\tau B_\nu[T_e(\tau)] e^{-\tau} \\ &= \int_0^\infty d\tau B_\nu(T_{e0}) \left(1 + T_{e0}\varepsilon\tau \frac{\partial B_\nu(T_e)}{\partial T_e} \Big|_{T_e=T_{e0}}\right) e^{-\tau} \\ &= B_\nu(T_{e0}) + T_{e0}\varepsilon \frac{\partial B_\nu(T_e)}{\partial T_e} \Big|_{T_e=T_{e0}} \\ &= B_\nu(T_{e0}) \left(1 + \frac{\Delta B_\nu}{B_\nu(T_{e0})}\right), \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$\Delta B_\nu = T_{e0}\varepsilon \frac{\partial B_\nu(T_e)}{\partial T_e} \Big|_{T_e=T_{e0}}, \quad (11)$$

结合(3)式, 得到

$$\frac{\Delta B_\nu}{B_\nu(T_{e0})} = \varepsilon \frac{x}{1 - e^{-x}}, \quad (12)$$

其中  $x = \frac{h\nu}{kT_e}$ , 对于平衡时辐射能量密度较大的那一部分光子,  $x$  的值在 1—5 之间变化, 而相应的  $\lambda = \frac{x}{1 - e^{-x}}$  的函数值也在 1—5 之间变化. 因此我们可以认为函数  $\lambda$  是一个恒正的  $O(1)$  量级的数. 另外, 根据(12)及(9)式,  $\frac{\Delta B_\nu}{B_\nu(T_{e0})}$  的符号与温度方向导数  $\frac{\partial T_e}{\partial s}$  的符号相同. 即若金壁的温度从表面向内部逐渐降低, 则金壁出射的频率为  $\nu$  的辐射能流始终低于金壁表面温度表征的平衡辐射能流  $B_\nu(T_{e0})$ , 反之亦然. 同时, 根据(9)式, 对于相同的空间温度梯度, 若光子的自由程越长, 则金壁表面出射的辐射能流的谱就会越偏离金壁表面温度表征的平衡谱.

为了表征  $\boldsymbol{\Omega}$  方向金壁出射的辐射强度  $I_\nu(\boldsymbol{\Omega})$  整体偏离平衡分布  $B_\nu(T_{e0})$  的程度, 我们定义  $I_\nu(\boldsymbol{\Omega})$  的不平衡度  $\eta(\boldsymbol{\Omega})$  为

$$\eta(\boldsymbol{\Omega}) = \frac{\int_0^\infty |I_\nu(\boldsymbol{\Omega}) - B_\nu(T_{e0})| d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T_{e0}) d\nu}, \quad (13)$$

根据(10)及(12)式

$$\begin{aligned} I_\nu(\boldsymbol{\Omega}) - B_\nu(T_{e0}) &= \Delta B_\nu \\ &= \varepsilon \lambda B_\nu(T_{e0}) \\ &= \lambda \frac{1}{T_{e0}} \frac{\partial T_e}{\partial s} l_\nu B_\nu(T_{e0}). \end{aligned} \quad (14)$$

对(14)式进行积分,由于因子  $\lambda$  是频率的缓变函数,作为一种近似我们可以将其移到积分号外面,则

$$\int_0^\infty I_\nu(\boldsymbol{\Omega}) - B_\nu(T_{e0}) d\nu = \bar{\lambda} \frac{1}{T_{e0}} \frac{\partial T_e}{\partial s} \int_0^\infty l_\nu B_\nu(T_{e0}) d\nu, \quad (15)$$

其中  $\bar{\lambda}$  是  $\lambda$  的平均值. 定义 Planck 平均的辐射自由程

$$l^p = \frac{\int_0^\infty l_\nu B_\nu(T_{e0}) d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T_{e0}) d\nu}. \quad (16)$$

结合方向导数的定义,用  $\mathbf{G} = \nabla T_e$  表示电子温度的梯度,我们可以将  $\boldsymbol{\Omega}$  方向金壁出射辐射强度  $I_\nu(\boldsymbol{\Omega})$  的不平衡度表示为

$$\begin{aligned} \eta(\boldsymbol{\Omega}) &= \bar{\lambda} \frac{1}{T_{e0}} \frac{\partial T_e}{\partial s} l^p \\ &= \frac{3}{2} \alpha(T_e, \rho) \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{G}, \end{aligned} \quad (17)$$

在一维平面情况下

$$\eta(\mu) = \frac{3}{2} \alpha(T_e, \rho) \mu \mathbf{G}. \quad (18)$$

另外,根据(2)及(4)式,我们可以定义金壁出射能流不平衡度为

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\int_0^\infty |F_\nu - F_\nu^{\text{eq}}| d\nu}{\int_0^\infty F_\nu^{\text{eq}} d\nu} \\ &= \frac{2\pi c \int_{-1}^0 \mu d\mu \int_0^\infty [I_\nu(\mu) - B_\nu(T_{e0})] d\nu}{\pi c \int_0^\infty B_\nu(T_{e0}) d\nu}. \end{aligned} \quad (19)$$

根据(13)及(18)式,金壁出射能流不平衡度  $\eta$  为

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{2 \int_{-1}^0 \mu d\mu \eta(\mu) \int_0^\infty B_\nu(T_{e0}) d\nu}{\int_0^\infty B_\nu(T_{e0}) d\nu} \\ &= 2 \cdot \frac{3}{2} \alpha(T_e, \rho) \mathbf{G} \int_{-1}^0 \mu^2 d\mu \\ &= \alpha(T_e, \rho) \mathbf{G}. \end{aligned} \quad (20)$$

一般来说,Planck 平均的辐射自由程是温度和密度的函数,因此系数  $\alpha$  也是温度和密度的函数. 根据文献[3],在 100—200 eV 的温度范围内,  $l^p$  可以写成如下的形式:

$$l^p = l_0 T^\gamma \rho^\beta, \quad (21)$$

其中  $T$  代表物质温度,  $\rho$  代表物质密度. 则

$$\alpha(T_e, \rho) = \frac{2}{3} \bar{\lambda} l_0 T^{\gamma-1} \rho^\beta = \alpha_0 T^{\gamma-1} \rho^\beta. \quad (22)$$

同样,若已知金壁表面辐射烧蚀出的金等离子体的温度、密度及温度梯度,金壁表面发射能流可以写成如下形式

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu = (1 - \eta) \sigma T_{e0}^4. \quad (23)$$

### 5. 数值检验

为了验证前面的理论推导,我们利用数值程序计算了不同温度梯度下金壁发射能流不平衡度,并与理论曲线进行了对比.

考察一段密度均匀温度存在空间梯度的金等离子体的发射情况,在模拟中,我们取金等离子体表面温度  $T_{e0}$  为 2.0 MK,等离子体密度取为 0.5 g/cm<sup>3</sup>,令温度空间梯度从  $-3 \times 10^{-2}$  到  $-5 \times 10^{-4}$  MK· $\mu\text{m}^{-1}$  范围内进行变化,对应的金壁出射能谱如图 9.

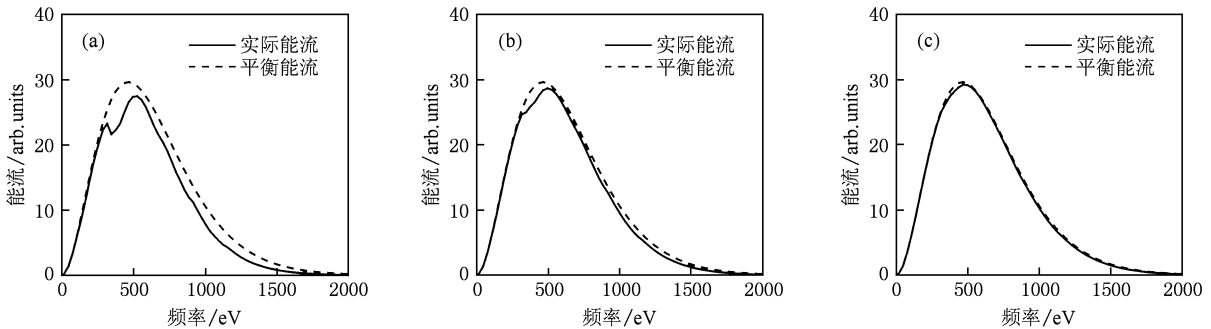


图9 不同温度梯度下金壁发射的能流能谱 (a)  $G = 0.03 \text{ MK}/\mu\text{m}$ , (b)  $G = 0.01 \text{ MK}/\mu\text{m}$ , (c)  $G = 0.003 \text{ MK}/\mu\text{m}$

图9中(a),(b)和(c)三图对应的出射能流不平衡度分别为 14.5%, 5.6% 和 1.7%. 从图9中可

以发现,当金等离子体发射能流的不平衡度为 2% 以下时,可以认为发射的能流为 Planck 谱.

图 10 为不同温度梯度下金壁发射能流不平衡度及拟合曲线. 可以看到正如式(20)中所阐述的那样,金壁出射能流不平衡度与金壁内部的温度梯度成正比关系,而比例系数  $\alpha(T_e, \rho)$  随着金壁的温度密度不同而变化.

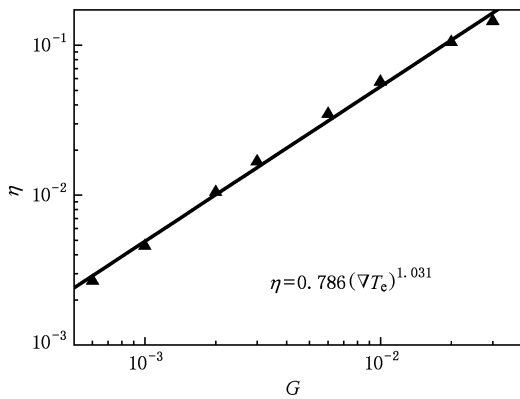


图 10 不同温度梯度下金壁出射能流不平衡度及拟合曲线

不同参数下,我们计算了一维平面模型中金壁发射能流不平衡度  $\eta$  随时间的变化情况. 若知道某时刻金壁的边界温度、密度和温度梯度,可以根据(20)和(22)式计算出  $\eta$  的理论值,与程序计算出的数值结果进行对比. 通过对不同辐射源温度与不同泡沫密度情况下,  $\eta$  随时间变化情况的拟合,可以确定(22)式中  $\alpha(T_e, \rho)$  的参数结果如下:

$$\alpha_0 = 1.0, \gamma = 1.9, \beta = -1.1. \quad (24)$$

图 11 给出了当泡沫厚度为 300  $\mu\text{m}$ , 密度为 0.05  $\text{g}/\text{cm}^3$  时,温度随时间变化的辐射源驱动下金壁发射能流不平衡度的演化过程. 从图 11 中可以看到,当时间小于 0.5 ns 时,理论曲线与数值计算的结果有较大的偏差. 这是由于此时金壁内部尚未建立起稳定的热波,同时辐射烧蚀出的金等离子体温度较低,其辐射自由程不能用(21)式来描述. 相对地,当时间大于 0.5 ns 时,金壁表面温度已经达到 1.0 MK 以上,此时(20)式及(24)式参数所描述的理论曲线与数值的结果符合得较好.

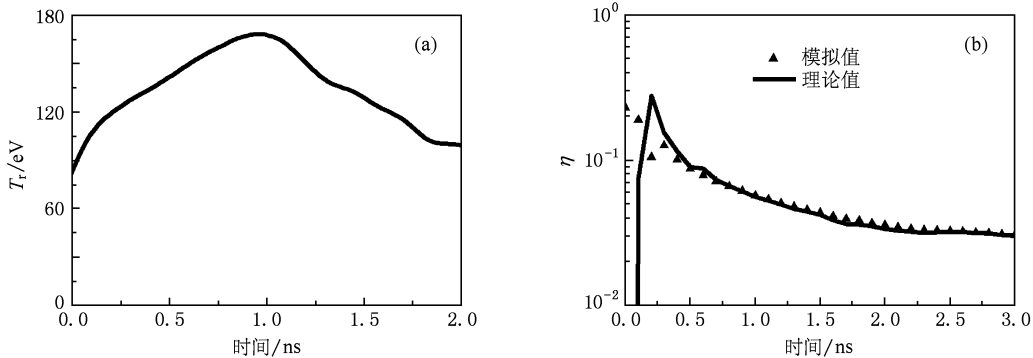


图 11 辐射源温度随时间变化时金壁发射能流的不平衡性 (a)为辐射源温度曲线,(b)为金壁发射能流不平衡度随时间的变化

## 6. 结论及讨论

通过数值模拟与理论分析相结合的方法,搞清楚了金壁发射谱不平衡的物理机制在于被辐射加热的金等离子体中存在温度梯度,并推导了金壁发射能流不平衡度的计算公式. 当辐射源温度在 1.7—2.5 MK 范围内时,我们给出了金壁发射能流不平衡度的解析公式,并与一维辐射流体力学程序

的计算结果进行了对比,发现由解析公式得到的结果与数值模拟结果符合较好.

自从 20 世纪 80 年代以来,间接驱动惯性约束聚变一直是国际上的研究热点领域之一. 间接驱动惯性约束聚变中一个重要问题就是黑腔对激光的吸收和转化,本文的工作对于研究黑腔中辐射场的平衡性及研究腔壁材料的反照率具有一定的借鉴意义;另外,也可以用于研究输运管壁对入射辐射流的改造作用.

[1] Marshak R E 1958 *Phys. Fluids* **1** 24

[2] Pakula R, Sigel R 1985 *Phys. Fluids* **28** 232

- [3] Hammer J H, Rosen M D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1829
- [4] Kaiser N, Meyer-ter-Vehn J, Sigel R 1989 *Phys. Fluids B* **1** 1747
- [5] Zhang J, Pei W 1992 *Phys. Fluids B* **4** 872
- [6] Garnier J, Malinié G, Saillard Y, Cherfils-Clérouin C 2006 *Phys. Plasmas* **13** 092703
- [7] Hoarty D, Willi O, Barringer L, Vickers C, Watt R, Nazarov W 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2171
- [8] Back C A, Bauer J D, Hammer J H, Lasinski B F, Turner R E, Rambo P W, Landen O L, Suter L J, Rosen M D, Hsing W W 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2126
- [9] Back C A, Bauer J D, Landen O L, Turner R E, Lasinski B F, Hammer J H, Rosen M D, Suter L J, Hsing W H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 274
- [10] Lan K, Feng T G, Lai D X, Xu Y, Meng X J 2005 *Laser and Particle Beams* **23** 275
- [11] Xu Y, Jiang S E, Lai D X, Pei W B, Ding Y K, Chang T Q, Lan K, Li S G, Feng T G 2006 *Laser Part. Beams* **24** 495
- [12] Pomraning G C 1973 *Radiation Hydrodynamics* (Oxford: Pergamon Press) p31

## Effect of temperature gradient on the non-equilibrium rate of flux emitted by plane gold wall \*

Meng Guang-Wei<sup>1)†</sup> Li Jing-Hong<sup>1)</sup> Pei Wen-Bing<sup>1)</sup> Li Shuang-Gui<sup>1)</sup> Zhang Wei-Yan<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

<sup>2)</sup>(National High Technology Inertial Confinement Fusion Committee, Beijing 100088, China)

(Received 9 November 2009; revised manuscript received 6 May 2010)

### Abstract

In the theoretical and experimental research of radiation transport in inertial confinement fusion (ICF), the radiation spectrum in the foam cylinder can be changed by the surrounding high-Z wall. In this paper, we simulated and studied the property of flux emitted by the high-Z wall using 1-D plane model. Our work shows that the gradient of electron temperature is the reason why spectrum of flux emitted by the high-Z wall deviates from equilibrium. In order to quantitatively study the property of flux emitted by the high-Z wall, we define the non-equilibrium rate and deduced its estimating formula in the temperature scale of ICF experiment.

**Keywords:** radiation transport, temperature gradient, flux, non-equilibrium rate

**PACS:** 52.65.-y, 52.57.-z, 44.40.+q

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10775019).

† E-mail: meng\_guanwei@iapcm.ac.cn