物 理 学 报 Acta Phys. Sin. Vol. 62, No. 24 (2013) 249501

# 热辐射输运问题的隐式蒙特卡罗方法求解*

李树[1)†] 李刚[1)] 田东风[2)] 邓力[1)]

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (中国工程物理研究院, 绵阳 621900)

(2013 年 8 月 14 日收到; 2013 年 9 月 26 日收到修改稿)

热辐射与物质相互作用及辐射光子在物质中的传输是惯性约束聚变研究中的重要课题. 介绍了基于隐式蒙特卡罗方法的辐射输运方程, 在该方程的积分 - 微分形式基础上, 推导了利于蒙特卡罗方法模拟的等价的积分输运方程; 基于积分方程设计数值模拟流程, 编写三维蒙特卡罗数值模拟程序; 针对热辐射输运典型问题及 benchmark 问题开展了数值实验, 计算结果验证了方法的适应性及程序的正确性.

**关键词**: 热辐射, 惯性约束聚变, 输运方程, 隐式蒙特卡罗

**PACS:** 95.30.Jx, 02.70.Uu, 28.52.Av **DOI:** 10.7498/aps.62.249501

## 1 引 言

惯性约束聚变 (ICF) 是依赖热核材料和推进层剩余质量的惯性对高温、高密度热核材料进行约束, 使其实现热核聚变, 从而获取聚变能的方法. 聚变实现的条件是高温 (数 keV)、高密度, 在此高温条件下, 热辐射 (主要是 X 光, 以下简称辐射) 是能量传递的主要方式. 因此, 研究辐射与物质相互作用及辐射在物质中的传输是惯性约束聚变的一项重要课题 [1]. 辐射输运也是武器物理、天体物理中的重要研究内容.

辐射在传输过程中与背景物质发生相互作用, 光子与电子、电子与离子不断交换能量, 改变着辐射场与物质的各自状态. 物质的状态用流体力学方程组来描述, 辐射场用辐射输运方程来描述 [2,3]. 由于辐射输运方程与物质能量方程存在若干耦合关系及辐射输运方程的强非线性性质, 决定了其必须通过数值方法求解 [3]. 求解方法可以分为两大类: 确定论方法和随机模拟法. 确定论方法包括: 扩散近似方法、球谐函数 (PN) 法、离散纵标 (SN) 法 [4,5] 等. 随机模拟法又称为蒙特卡罗 (Monte Carlo, MC) 方法 [6,7].

利用 MC 方法求解辐射输运问题, 对于光性薄且辐射场远离物质平衡态的系统, 采用传统的显式直接模拟方法求解相当成功. 然而, 对于吸收截面稍大或接近热力学平衡态的系统, 传统方法存在很多的困难, 包括: 无法接受的数值波动、能量严重不均衡、要求过度小的时间步长等. 上述不足严重限制了其适用性和应用范围 [8,9].

20 世纪 70 年代初, 美国劳伦斯利弗莫尔实验室的 Fleck 和 Cummings[10] 提出了一种隐式蒙特卡罗 (implicit Monte Carlo, IMC) 方法求解辐射输运问题. IMC 方法在计算稳定性、计算精度及计算效率等方面较传统的直接 MC 方法有了非常大的提高, 很好地克服了 MC 方法求解辐射输运方程遇到的困难. 目前, IMC 方法是国际上利用蒙特卡罗求解辐射输运问题的主流方法, 例如美国 Los Alamos 实验室开发的 MILAGRO 程序 [11]、美国劳伦斯利弗莫尔实验室开发的 KULL 程序 IMC 软件包 [12] 等均采用了 IMC 方法.

综上分析, 蒙特卡罗方法求解辐射输运问题在计算方法上有了很大的突破, 很多国外著名的 ICF 数值模拟程序都用 IMC 方法求解其中的辐射输运问题, 但是国内至今未获得相关的程序及 IMC 方法实现的技术细节, 因此, 有必要独立开展 IMC 方法

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2012AA01A303) 和中国工程物理研究院科学技术发展重点基金 (批准号: 2012A0102005) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: li_shu@iapcm.ac.cn

 

研究及数值模拟程序研制, 并应用于我国的 ICF 及武器物理研究中.

## 2 隐式蒙特卡罗辐射输运方程 [10]

有限几何区域 $D$ 内, 不考虑散射、系统处于热力学平衡态 (LTE) 的热辐射输运 (TRT) 方程

$$\begin{aligned}&\frac{1}{c}\frac{\partial I}{\partial t}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)+\boldsymbol{\Omega}\cdot\nabla I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)\\&+\sigma_{\mathrm{a}}(\boldsymbol{r},\nu,T)I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)\\=\;&\sigma_{\mathrm{a}}(\boldsymbol{r},\nu,T)B(\nu,T)+Q(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t),\end{aligned}\tag{1a}$$

及物质能量方程

$$\begin{aligned}&c_{\upsilon}(\boldsymbol{r},T)\frac{\partial T}{\partial t}(\boldsymbol{r},t)\\=&\int_0^{\infty}\int_0^{4\pi}\sigma_{\mathrm{a}}(\boldsymbol{r},\nu',T)\\&\times\left[I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega}',\nu',t)-B(\nu',T)\right]\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}'\mathrm{d}\nu',\end{aligned}\tag{1b}$$

方程初始条件与边界条件

$$I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,0)=I^{i}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu)\quad(\boldsymbol{r}\in D),\tag{2a}$$

$$T(\boldsymbol{r},0)=T^{i}(\boldsymbol{r})\quad(\boldsymbol{r}\in D),\tag{2b}$$

$$I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)|_{\boldsymbol{r}\in\partial D,\boldsymbol{\Omega}\cdot\boldsymbol{n}_s(\boldsymbol{r})<0}=I_{\partial D}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t),\tag{2c}$$

其中, $I=ch\nu n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)$ 为辐射强度, $n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)$ 为相空间 $(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)$ 的光子数密度, $c$ 为光速, $h$ 为普朗克 (Planck) 常数, $\nu$ 为光子频率, $t$ 为时间, $T$ 为物质温度, $B$ 为辐射普朗克函数, $Q$ 为独立辐射外源, $c_{\upsilon}$ 为物质比热, $\sigma_{\mathrm{a}}$ 为吸收不透明度系数, $\partial D$ 表示区域 $D$ 的边界, $\boldsymbol{n}_{\mathrm{s}}(\boldsymbol{r})$ 表示边界上 $\boldsymbol{r}$ 处的外法线单位矢量. 方程 (1) 中辐射强度 $I$ 和物质温度 $T$ 是待求未知变量, 二者紧密耦合. 同时, 方程 (1a) 具有很强的非线性特性.

Fleck-Cumming (FC) 隐式离散方法 [10] 的主要思想是: 利用物质能量方程估计下一步的物质温度, 然后将此估计值代入输运方程以解耦; 对每个时间步 $[t_n,t_{n+1}]$, 物质能量方程的积分被理论平均近似值替代, 同时, 该时间步的辐射能量密度中间值 (非平均值) $U_{\gamma}(\boldsymbol{r},t)$ 在 $t_n$ 和 $t_{n+1}$ 之间线性变化. 上述处理相当于利用因子 $f$ ($<1$, 称 Fleck 因子) 减小了吸收不透明度, 增加了有效散射截面为 $(1-f)\sigma_{\mathrm{s}}$ 的各向同性散射 (称 "伪散射").

根据 FC 的方法, 可将方程 (1) 转化为如下形式:

$$\begin{aligned}&\frac{1}{c}\frac{\partial I}{\partial t}+\boldsymbol{\Omega}\cdot\nabla I+\sigma_{\mathrm{a},n}I\\=\;&\frac{1}{4\pi}\sigma_{\mathrm{ea},n}b_n cU_{\gamma,n}\\&+\frac{1}{4\pi}\zeta_n\iint\sigma_{\mathrm{es},n}I\,\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}'\mathrm{d}\nu'+Q_n,\end{aligned}\tag{3a}$$

$$\begin{aligned}T_{n+1}(\boldsymbol{r})=\;&T_n(\boldsymbol{r})+\frac{f_n}{c_{\upsilon,n}}\Big[\int_{t_n}^{t_{n+1}}\mathrm{d}t\\&\times\iint\sigma_{\mathrm{a},n}I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega}',\nu',t)\,\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}'\mathrm{d}\nu'\\&-(t_{n+1}-t_n)\sigma_{p,n}cU_{\gamma,n}\Big],\end{aligned}\tag{3b}$$

式中所有带有下标 $n$ 的物理量均表示离散时间步 $[t_n,t_{n+1}]$ 初始时刻 $t_n$(或初始 $t_0$ 时刻) 的物理量, 均为已知量; 其中: $f_n$ 称为 "Fleck 因子", 其中隐含系数 $\alpha$ (这是 "隐式"MC 得名的原因), 当 $1/2<\alpha\leqslant 1$ 时方法稳定; $\sigma_{\mathrm{ea},n}=f_n\sigma_{\mathrm{a},n}$ 为 "有效吸收系数"; $\sigma_{\mathrm{ea},n}=(1-f_n)\sigma_{\mathrm{a},n}$ 为 "有效散射系数", $U_{\gamma,n}$ 为辐射能量密度, $\zeta_n$ 为 "局域再发射谱".

方程 (3a) 中的未知量 $I$ 与温度 $T$ 解耦, 为线性输运方程, 给定边界条件和初始条件即可求得辐射强度 $I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)$, 进一步通过方程 (3b) 可解析求出 $t_{n+1}$ 时刻的物质温度 $T_{n+1}$.

方程 (3) 是 IMC 方法求解辐射输运问题的基本方程.

## 3 辐射粒子的 MC 模拟流程与程序

方程 (3a) 为积分 - 微分形式的输运方程, 不适合 MC 方法模拟求解. 为此, 本文推导了与方程 (3a) 等价的发射密度型积分输运方程 (过程略):

$$\begin{aligned}&\tilde{Q}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t,\omega_0)\\=\;&\frac{1}{4\pi\omega_0}\sigma_{\mathrm{ea},n}(\boldsymbol{r},\nu)b_n(\nu)cU_{\gamma,n}(\boldsymbol{r})+\frac{Q(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)}{\omega_0}\\&+\frac{\zeta_n(\boldsymbol{r},\nu)}{4\pi}\int\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}'\int\mathrm{d}\nu'\int\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\int\mathrm{d}t'\\&\times\sigma_{\mathrm{es},n}(\boldsymbol{r},\nu')\tilde{Q}(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{\Omega}',\nu',t',\omega_0)\\&\times\frac{\exp\left[-\int_0^{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\sigma_{\mathrm{a},n}(\boldsymbol{r}'+l\boldsymbol{\Omega}',\nu')\,\mathrm{d}l\right]}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|^2}\\&\times\delta\left(\boldsymbol{\Omega}'-\frac{\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\right)\delta\left(t-\frac{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}{c}-t'\right),\\=\;&\tilde{S}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)+\frac{\zeta_n(\boldsymbol{r},\nu)}{4\pi}\int\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}'\int\mathrm{d}\nu'\int\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\int\mathrm{d}t'\\&\times\sigma_{\mathrm{es},n}(\boldsymbol{r},\nu')\tilde{Q}(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{\Omega}',\nu',t',\omega_0)\\&\times\frac{\exp\left[-\int_0^{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\sigma_{\mathrm{a},n}(\boldsymbol{r}'+l\boldsymbol{\Omega}',\nu')\,\mathrm{d}l\right]}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|^2}\end{aligned}$$

$$\times\,\delta\left(\boldsymbol{\Omega}'-\frac{\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\right)\delta\left(t-\frac{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}{c}-t'\right),\tag{4}$$

式中 $\tilde{Q}$ 为相空间点 $(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)$ 处的辐射粒子发射密度; $\omega_0$ 为 MC 粒子的权, 表示一个 MC 粒子代表的能量; 式中

$$\begin{aligned}&\tilde{S}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t,\omega_0)\\&=\frac{1}{4\pi\omega_0}\sigma_{\mathrm{ea},n}(\boldsymbol{r},\nu)b_n(\nu)cU_{\gamma,n}(\boldsymbol{r})\\&\quad+\frac{Q(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)}{\omega_0},\end{aligned}\tag{5}$$

若用 $\boldsymbol{P}'=(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{\Omega}',\nu',t',\omega_0')$, $\boldsymbol{P}=(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t,\omega_0)$ 表示相空间中的两个点, 其中 $\boldsymbol{r}\in D$, $t\in[t_n,t_{n+1}]$. 令核函数

$$\begin{aligned}&K(\boldsymbol{P}'\to\boldsymbol{P})\\&=\frac{\zeta_n(\boldsymbol{r},\nu)}{4\pi}\sigma_{\mathrm{es},n}(\boldsymbol{r},\nu')\\&\quad\times\frac{\exp\left[-\int_0^{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\sigma_{\mathrm{a},n}(\boldsymbol{r}'+l\boldsymbol{\Omega}',\nu')\,\mathrm{d}l\right]}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|^2}\\&\quad\times\delta\left(\boldsymbol{\Omega}'-\frac{\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\right)\delta\left(t-\frac{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}{c}-t'\right)\\&\equiv T(\boldsymbol{r}'\to\boldsymbol{r},t'\to t\,|\,\boldsymbol{\Omega}',\nu')\\&\quad\times C(\boldsymbol{\Omega}',\nu'\to\boldsymbol{\Omega},\nu\,|\,\boldsymbol{r},t),\end{aligned}\tag{6}$$

其中,

$$\begin{aligned}&T(\boldsymbol{r}'\to\boldsymbol{r},t'\to t\,|\,\boldsymbol{\Omega}',\nu')\\&=\sigma_{\mathrm{a},n}(\boldsymbol{r},\nu')\frac{\exp\left[-\int_0^{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\sigma_{\mathrm{a},n}(\boldsymbol{r}'+l\boldsymbol{\Omega}',\nu')\,\mathrm{d}l\right]}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|^2}\\&\quad\times\delta\left(\boldsymbol{\Omega}'-\frac{\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\right)\delta\left(t-\frac{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}{c}-t'\right),\end{aligned}\tag{7}$$

$$C(\boldsymbol{\Omega}',\nu'\to\boldsymbol{\Omega},\nu\,|\,\boldsymbol{r},t)=\frac{\zeta_n(\boldsymbol{r},\nu)}{4\pi}\frac{\sigma_{\mathrm{es},n}(\boldsymbol{r},\nu')}{\sigma_{\mathrm{a},n}(\boldsymbol{r},\nu')},\tag{8}$$

$T$ 称为输运核, 表示 $t'$ 时刻由 $\boldsymbol{r}'$ 出发的、速度为 $c$ 的粒子, 于 $t$ 时刻在 $\boldsymbol{r}$ 点所处的体积元 $\mathrm{d}\boldsymbol{r}$ 内发生碰撞的概率; $C$ 称为散射核, 表示频率为 $\nu'$, 飞行方向为 $\boldsymbol{\Omega}'$ 的粒子在 $\boldsymbol{r}$ 发生碰撞且碰撞后频率变化为 $\nu$, 飞行方向为 $\boldsymbol{\Omega}$ 的概率; 散射核 $C$ 表达式中的 $4\pi$ 实际上表示粒子出射角分布为各向同性分布, 出射粒子频率分布服从 $\zeta_n$ 谱分布.

(4) 式可写成积分核为 $K$ 的第二类 Fredholm 型积分方程:

$$\tilde{Q}(\boldsymbol{P})=\tilde{S}(\boldsymbol{P})+\int\tilde{Q}(\boldsymbol{P}')K(\boldsymbol{P}'\to\boldsymbol{P})\,\mathrm{d}\boldsymbol{P}',\tag{9}$$

这里的微分元 $\mathrm{d}\boldsymbol{P}'=\omega_0\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}'\mathrm{d}\nu'\mathrm{d}t'$, $\boldsymbol{P}=(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t,\omega_0)$.

用 MC 方法模拟粒子的输运过程, 粒子发射密度具有较为直观的物理意义, 故 (9) 式 [或 (4) 式] 是粒子输运问题 MC 模拟中最常用的输运方程形式.

基于发射密度型积分输运方程 (4), 本文设计的辐射粒子输运 MC 模拟流程如下.

1) 根据具体问题构建 MC 输运几何

采用组合几何的思想来描述 MC 粒子输运的背景物质, 即辐射输运背景由若干几何块组成, 每个几何块只含一种均匀物质. 用于组合的几何块可用笛卡儿坐标系下的一阶、二阶曲面及某些特殊的四阶曲面所界定, 组合的方法采用对曲面围成的空间点集做布尔运算: 交、并、补.

2) 当前步各类参数的计算

根据几何块的温度和密度计算各自的物质比热、辐射吸收系数、Plank 平均吸收系数、发射谱分布系数、辐射能量密度、Fleck 因子、有效吸收截面、有效散射截面等.

3) 辐射源粒子的确定

计算辐射总能量, 包括物质发射的①、独立外源发射的②、边界条件③以及上一时间步未跟踪完而遗留下的 (如果是第一步则由初始条件给出) ④. 然后, 根据各自的能量份额确定所需抽取的粒子 (样本) 数, 并由各类源对应的概率密度函数抽样确定每个源粒子的位置、方向、频率、时间和初始权.

4) 跟踪粒子游动过程

粒子沿其飞行方向, 或者到达本几何块边界而进入相邻几何块、或者发生碰撞、或者因时间截断而转存入 " 粒子库"(上面的第④项). 如果发生碰撞, 粒子的能量权要么被物质吸收, 要么被散射 ("伪散射"), 如果发生散射则继续跟踪. 跟踪过程中的一些重要物理量需要记录下来, 例如每个几何块吸收的权 (能量) ⑤.

5) 求解温度方程

根据前面的辐射能①, MC 计算得到吸收能⑤及该几何块物质的比热, 计算每个几何块在本时间步结束时刻的温度.

6) 预估下一时间步的平均温度

由于辐射参数敏感依赖于温度 (如 Planck 和 Rosseland 平均不透明度与 $T^{-3}$ 呈比例关系), 因此需要在下一步 MC 输运计算之前预估该时间步的合适温度. 由于实际问题中的各个几何块温度变化

规律复杂, 采用一般的外推方法不能很好地预估温度, 因此需要有一种既简便省时又能保持一定精度的温度预估方法. 目前暂时采用了一种 "预估迭代" 方法, 此方法可以保持足够的精度, 但比较费时.

7) 新温度下的问题参数计算

返回到步骤 2), 利用前一步预估给出的温度计算新的各类问题参数.

循环上述过程, 直至问题结束.

基于上面的程序流程, 本文设计、编写了数值模拟程序 "三维隐式蒙特卡罗辐射输运程序"(以下简称 IMC3D). 该程序使用连续能量辐射参数或精细群辐射参数、精确角分布处理, 能够模拟复杂三维系统中的辐射输运物理过程.

## 4 数值实验

为了验证方法的适应性和程序的正确性, 本文首先针对各功能模块进行了独立检验, 其后开展了程序综合检验, 计算了各类典型问题及 benchmark 问题. 由于篇幅有限, 这里仅给出一个典型问题及两个 benchmark 问题的数值实验结果 (注: 3 个算例给出的均为不考虑流体运动的数值模拟结果).

### 4.1 自平衡问题

模型基本参数如下: 平板, 全反射外边界; 4 层物质 CH, CH, Au, Au; 厚度 (cm) $10^{-4}$, $10^{-4}$, $5\times10^{-6}$, $5\times10^{-6}$; 初始物质温度 ($10^6$ K) 3, 3, 0.5, 0.5; 初始物质密度 ($\mathrm{g{\cdot}cm^{-3}}$) 0.5, 0.5, 19.24, 19.24; 初始辐射温度 ($10^6$ K) 0; 比热 ($10^6$ $\mathrm{erg{\cdot}g^{-1}{\cdot}K^{-1}}$) 82.84, 82.84, 35.88, 35.88.

由于系统全封闭, 因此能量守恒, 可通过理论计算得到系统达到平衡时的温度为 $1.86237\times10^6$ K. 表 1, 图 1 和图 2 给出 IMC3D 程序的数值模拟结果. 其中, 表 1 给出系统达到平衡后在某个时间点 (0.15 ns) 的物质温度和辐射温度, 图 1 和图 2 给出了 4 层物质温度和辐射温度随时间的变化过程. 辐射温度 $T_r$ 与辐射强度 $I$ 关系如下:

$$T_\mathrm{r}=\left(\frac{1}{a\cdot c\cdot V\cdot\Delta t}\int_0^{4\pi}\mathrm{d}\boldsymbol{\Omega}\int_0^{\infty}\mathrm{d}\nu\int_{t_n}^{t_{n+1}}\mathrm{d}t\times\int I(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\Omega},\nu,t)\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}\right)^{1/4},\qquad(10)$$

式中, $a$ 为辐射常数, $c$ 为光速, $V$ 为物质区体积, $\Delta t$ 为当前时间步步长.

计算结果表明: CH 区 (光性薄) 的物质温度由初始的 300 万开逐渐降低, Au 区 (光性厚) 的物质温度由初始的 50 万开逐渐升高, 二者最终均变化到理论平衡温度 $1.86237\times10^6$ K 附近; 由于各物质区初始辐射温度设为 0 K, 故在初始阶段辐射温度有跃升现象 (物质辐射出的光子所致), 其后, 辐射光子与物质不断发生吸收、发射相互作用, 逐渐改变物质温度和辐射场, 最终达到平衡状态, 辐射温度亦收敛到理论平衡温度.

表 1 平衡后 $t=0.15$ ns 时的各层温度

| 物质区 | 物质温度/$10^6$ K | 辐射温度/$10^6$ K |
|---|---|---|
| CH1 | 1.861570 | 1.865172 |
| CH2 | 1.863251 | 1.861283 |
| Au1 | 1.862365 | 1.861807 |
| Au2 | 1.862154 | 1.865146 |

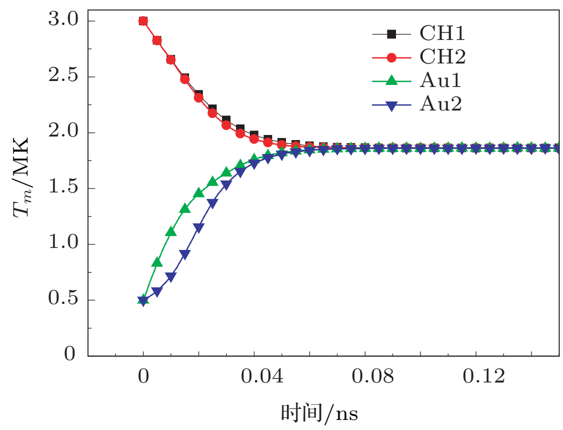


图 1 物质温度随时间的变化

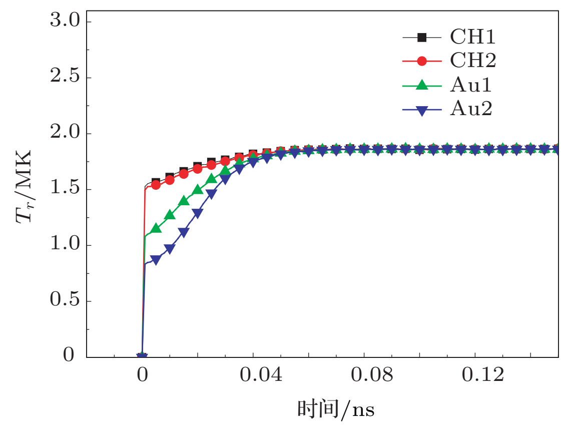


图 2 辐射温度随时间的变化

### 4.2 FC Marshak 波动问题

本问题为检验辐射输运计算的 benchmark 问题, 模型基本参数如下: 无限平板, 10 层; 厚度 $10\times0.4$ cm; 初始物质温度 10 eV; 初始辐射温度 0; 比热 ($10^6$ erg/(g·K)) $0.5917a\,(T_0)^3$; 吸收截面 $\sigma_v=\dfrac{27}{v^3}(1-e^{-v/T})$ cm$^{-1}$; 辐射源, 左端面 $X=0$ 处 1 keV 平面黑体辐射源.

图 3 给出了系统 3 个时刻的物质温度空间分布及与 Fleck 计算结果 [10] 的比较情况.

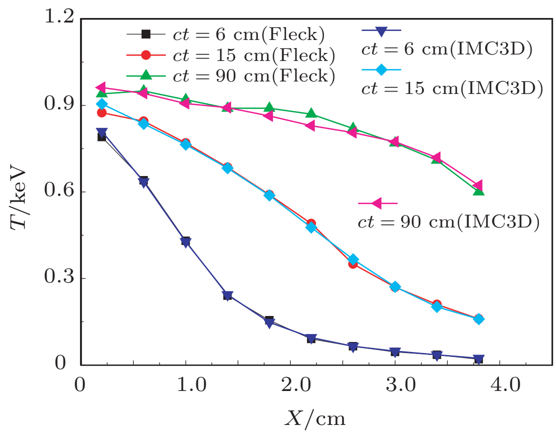


图 3 三个时刻物质温度空间分布比较

图 3 结果表明 IMC3D 程序的计算结果与公开文献给出的结果基本一致. 对于 0.3 μs ($ct=90$ cm) 时刻的物质温度分布, 两个程序的计算结果偏差相对突出, 但最大值仍不超过 3%. 对于两个不同的 MC 方法程序而言, 这种差异是可以接受的.

### 4.3 具有独立外源的 Marshak 波动问题 [13]

本问题为检验辐射输运计算的 benchmark 问题, 模型基本参数如下: 无限平板, 200 层; 厚度 $200\times0.005$ cm; 初始物质温度 10 eV; 初始辐射温度 0; 比热 0.1 Jerks·g·keV$^{-1}$; 吸收截面 $100/T3$ cm$^2$/g; 辐射源, 左端面 $X=0$ 处 1 keV 平面黑体辐射源.

本模型的辐射吸收截面较大, 类同于金等重物质. 图 4 为 IMC3D 程序计算获得的 $t=74$ ns 时刻的物质温度空间分布及与扩散方法计算结果的比较情况, 图 5 给出了美国洛斯阿拉莫斯实验室的 MILAGRO 程序 [13] 计算获得的 $t=74$ ns 时刻的物质温度空间分布及与扩散方法计算结果的比较情况. 结果表明 IMC3D 程序的计算结果与 MILAGRO 程序的结果基本一致, 与扩散方法计算的结果在大部分范围一致, 但是辐射波头的梯度略有差异, 这与二者计算方法不同有关.

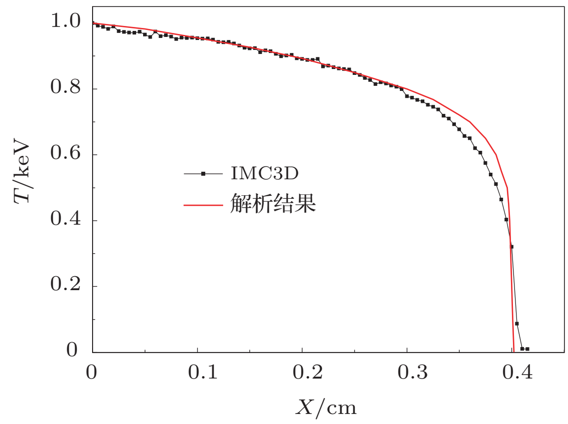


图 4 IMC3D 物质温度空间分布

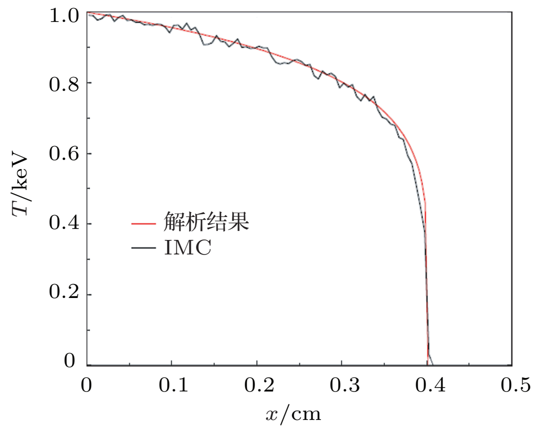


图 5 MILAGRO 物质温度空间分布

## 5 结 论

隐式蒙特卡罗方法能够很好地适用于热辐射输运问题求解, 尤其是对重物质区的求解具有较强的适应性. 本文研究基于 IMC 辐射输运方程的 MC 粒子模拟方法与流程并研发了三维辐射输运数值模拟程序; 数值实验初步验证了程序的正确性和适用性. 本工作与我国开展的国家大科学工程项目 “神光 III 激光装置” 紧密结合, 研究成果将为 ICF 中的辐射输运问题研究提供重要的数值方法和模拟工具. 下一步将开展与辐射流体力学数值模拟程序的耦合工作, 进而模拟 ICF 中的相关试验, 研究其中的物理现象.

[1] Zhang J, Chang T Q 2004 *Fundaments of the Target Physics for Laser Fusion* (Beijing: National Defense Industry Press) p1 (in Chinese) [张均, 常铁强 2004 激光核聚变靶物理基础 (北京: 国防工业出版社) 第 1 页]

[2] Peng H M 2008 *Radiation Transport and Radiation Hydrodynamics in Plasmas* (Beijing: National Defense Industry Press) p38 (in Chinese) [彭惠民 2008 等离子体中辐射输运和辐射流体力学 (北京: 国防工业出版社) 第 38 页]

[3] Bowers R L, Wilson J R 1991 *Numerical Modeling in Applied Physics and Astrophysics* (Boston: Jones and Bartlett Publishers) p347

[4] James J D, William R M 1979 *Transport Theory* (London: A Wiley-Interscience Publication) p420

[5] Du S H, Zhang S F, Feng T G, Wang Y Z 1989 *Computer Simulation of Transport Problems* (Changsha: Hunan Science and Technology Press) p304 [杜书华, 张树发, 冯庭桂, 王元璋 1989 输运问题的计算机模拟 (湖南科技出版社) 第 304 页]

[6] Hammersly J M, Handscomb D C 1964 *Monte Carlo Methods* (New York: John Wiley & Sons Press)

[7] Pei L C, Zhang X Z 1980 *Monte Carlo Methods and Application in Particle Transportation* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [裴鹿成, 张孝泽 1980 蒙特卡罗方法及其在粒子输运问题中的应用 (北京: 科学出版社)]

[8] FLECK J A 1963 *Computational Methods in the Physical Sciences* (Vol. 1) (New York: McGraw-Hill) p43

[9] Campbell P M, Nelson R G 1964 Livermore, Calif: Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL-7838

[10] Fleck J A, Cummings J D 1971 *J. Computat. Phys.* **8** 313

[11] Evans T M, Urbatsch T J 1998 Los Alamos National Laboratory report LA-UR-98-4722

[12] Rathkopf J A, Miller D S, Owen J M, et al 2000 LLNL report UCRL-JC-137053

[13] Evans T M, Urbatsch T J 2002 Los Alamos National Laboratory report NM 87545

# An implicit Monte Carlo method for thermal radiation transport*

Li Shu[1)†] Li Gang[1)] Tian Dong-Feng[2)] Deng Li[1)]

1) ( *Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing* 100094*, China* )

2) ( *China Academy of Engineering Physics, Mianyang* 621900*, China* )

( Received 14 August 2013; revised manuscript received 26 September 2013 )

**Abstract**

The equations of thermal radiative transfer are mathematical models that describe the physical processes of photons scattering through and being absorbed in and emitted by a high-energy background material. These processes are important research objects of inertial confinement fusion (ICF). Numerical simulation is an indispensable method for this transportation equation. As an important method in the field of particle transportation, the Monte Carlo method has been widely employed in the fields of linear transportation of neutrons and high energy photons. However, traditional Monte Carlo method does not hold true when it is applied to the simulation of thermal radiation. In this research, an implicit Monte Carlo method based on calculable modeling and numerical simulation is studied. An integral transport equation that is suitable to Monte Carlo simulation is derived. A three-dimensional simulation code is developed, by which some thermal radiative transportation problems are simulated. The results of numerical experiments support that the implicit Monte Carlo method is applicable for thermal radiation transfer simulating. The work is expected to provide an important calculation method and tool for the thermal radiative transfer simulations of ICF.

**Keywords:** thermal radiative transfer, inertial confinement fusion, transportation equation, implicit Monte Carlo method

**PACS:** 95.30.Jx, 02.70.Uu, 28.52.Av **DOI:** 10.7498/aps.62.249501

∗ Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA01A303) and the Science and Technology Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2012A0102005).

† Corresponding author. E-mail: li_shu@iapcm.ac.cn