

高空核爆炸瞬发辐射电离效应的数值模拟

陶应龙^{1) 2)} 王建国²⁾ 牛胜利²⁾ 朱金辉²⁾ 范如压^{1) 2)}

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (西北核技术研究所, 西安 710024)

(2009 年 8 月 9 日收到; 2009 年 11 月 9 日收到修改稿)

采用蒙特卡罗方法模拟了高空核爆炸瞬发辐射中子、 γ 射线、X射线电离大气的过程, 给出了几种爆炸场景下瞬发辐射产生的附加电离电子密度空间分布. 针对大气密度随高度非均匀连续变化的特性, 采用质量距离抽样方法取代常用的步长抽样方法, 无需根据大气密度随高度的变化进行分层处理, 提高了计算效率. 结果表明: 对于不同的爆高, 瞬发辐射电离分布存在显著的差异; 随着爆高的增加, 瞬发辐射附加电离区范围增大, 但电子密度的峰值减小.

关键词: 高空核爆炸, 瞬发辐射, 大气电离, 蒙特卡罗方法

PACC: 9420V, 2870

1. 引 言

高空核爆炸发生的瞬间释放大量的辐射, 如 X 射线、中子、 γ 射线等, 占据核爆炸的大部分能量, 可以在大气中形成很强的瞬时电离, 范围达数千公里. 大范围的空气电离扰动正常的电离层结构, 影响通信和雷达系统的工作性能^[1-5].

瞬发辐射在大气中运输, 通过与大气的多种相互作用将能量沉积到大气中, 并产生附加电离. X 射线和 γ 射线与大气的原子、分子主要有四种相互作用过程, 分别为瑞利散射、光电效应、康普顿散射和电子对效应. 中子与组成大气的核子可以发生更为复杂的相互作用, 包括弹性散射、非弹性散射、以及 (n, γ) , (n, p) , (n, α) , (n, d) , $(n, 2n)$ 等多种类型的反应. 大体上辐射和大气的作用可以概括为散射和吸收两种, 吸收是 X 射线的主要作用机理, 散射是 γ 射线和中子的主要作用机理. 标准传输理论可以给出射线在大气中能量沉积的计算公式, 是研究瞬发辐射电离效应较为常用的方法^[2-6]. 但是, 标准传输理论仅考虑大气对瞬发辐射的吸收作用, 没有考虑散射过程, 难以反映真实的物理过程. 蒙特卡罗方法能够准确的描述复杂几何, 并真实的考虑了粒子运输的全部物理过程, 可以有效的模拟光

子、中子的大气运输过程.

高空大气是典型的非均匀连续介质, 它的密度随高度变化非常剧烈, 120 km 以下每上升 16 km, 大气密度就会下降一个数量级. 但是, 常用的粒子运输蒙特卡罗方法由于步长抽样的限制, 不能直接对非均匀连续变化介质进行模拟. 传统的处理方法是根据密度变化将大气划分为多层均匀介质的组合^[7]. 为了使计算结果可信, 就需要对大气做足够精密的分层, 从而增加了几何模型的复杂度, 带来很大的计算量. 本文应用质量距离抽样方法, 无需根据大气密度随高度的变化将其分层处理, 通过对原有蒙特卡罗粒子运输程序的改造, 实现了对高空核爆炸瞬发辐射中子、 γ 射线、X射线的电离大气过程的模拟.

2. 质量距离抽样方法

蒙特卡罗方法模拟粒子运输, 粒子步长 L 是通过下列分布密度函数直接抽样得到的:

$$f(L) = \tau(E_m) \exp\{-\tau(E_m)L\}, \quad L \geq 0, \quad (1)$$

抽样结果为

$$L = -\frac{\ln \xi}{\tau(E_m)}, \quad (2)$$

其中 ξ 为 $(0, 1)$ 区间上的随机数, E_m 为粒子第 m 次

碰撞后的能量, $\sigma_t(E_m)$ 为粒子与介质相互作用的宏观总截面.

对于非均匀连续介质, (1) 式不再适用, 宏观截面 σ_t 不仅是粒子能量的函数而且是空间位置的函数, 步长的分布密度函数需要采用更一般的形式^[8]

$$f(L) = \sigma_t(\mathbf{r}_{m+1}, E_m) \times \exp\left\{-\int_0^L \sigma_t(\mathbf{r}_m + l \cdot \mathbf{m}, E_m) dl\right\}, \quad L \geq 0, \quad (3)$$

式中, L 是积分的上限, 直接抽样的结果为

$$\int_0^L \sigma_t(\mathbf{r}_m + l \cdot \mathbf{m}, E_m) dl = -\ln \dots \quad (4)$$

L 没有显式的结果, 难以在程序中实现, 给应用带来了很大的困难. 这也是通用的蒙特卡罗程序中不直接处理非均匀介质的原因.

为了克服(4)式的困难, 实现在非均匀介质中粒子步长的抽样, 从而实现非均匀介质粒子运输的 MC 模拟, 进行如下的处理.

$\sigma_t(\mathbf{r}_m + l \cdot \mathbf{m}, E_m)$ 为粒子和介质作用的宏观总截面, 它在粒子的路径上连续变化. 引入 $\sigma_m(E_m)$ 使得

$$\sigma_m(E_m) = \frac{\sigma_t(\mathbf{r}_m + l \cdot \mathbf{m}, E_m)}{(\mathbf{r}_m + l \cdot \mathbf{m})}. \quad (5)$$

在本文关心的能量区间内的介质中

$$\sigma_t = N \sigma_m, \quad (6)$$

式中, σ_m 为微观截面, N 为介质单位体积的粒子数.

由(5)式可知

$$\sigma_m = \sigma_t / N = (N \sigma_m) / N = \sigma_m, \quad (7)$$

式中, N_m 为单位质量的介质所包含的粒子数. 可见, 只要介质的成分固定, σ_m 和密度没有关系, 对于非均匀但成分固定的介质来说是常数. 所以有

$$\int_0^L \sigma_t(\mathbf{r}_m + l \cdot \mathbf{m}, E_m) dl = \sigma_m(E_m) \int_0^L (\mathbf{r}_m + l \cdot \mathbf{m}) dl, \quad (8)$$

令

$$M = \int_0^L (\mathbf{r}_m + l \cdot \mathbf{m}) dl, \quad (9)$$

M 表示粒子在路径上的质量距离, 即单位截面空气柱包含空气的质量.

将(8)和(9)式代入(3)式可得

$$f(L) = g(M) = \sigma_t(\mathbf{r}_{m+1}, E_m) \exp\left\{-\sigma_m(E_m) M\right\}, \quad M \geq 0, \quad (10)$$

对比(1)式的抽样结果, 可知(10)式对质量距离 M

的抽样结果为

$$M = -\frac{\ln}{\sigma_m(E_m)}. \quad (11)$$

再由(9)式将 M 转换为步长 L 即可完成非均匀连续介质中的步长抽样.

以上给出了在非均匀连续介质中的步长抽样方法, 这种方法也可以称为质量距离抽样方法, 它的核心思想就是对粒子两次碰撞之间的质量距离进行抽样来替代传统的步长抽样方法. 利用该方法无需对非均匀连续介质分层处理, 即可实现蒙特卡罗模拟.

3. 程序实现

瞬发辐射是在高空核爆炸发生的瞬间释放出来的, 可以看成各向同性发射的点源, 且源点位于爆心的位置. 瞬发电离源主要是指 X 射线、瞬发射线和瞬发中子, 它们在大气中产生的瞬时电离分布采用蒙特卡罗方法进行模拟. 目前, 课题组开发了一套中子-光子运输的模拟平台, 瞬发核辐射大气电离过程的模拟就是基于这套平台实现的.

由于电子是带电粒子, 它在介质中受长程电磁力作用, 其运动过程相对复杂, 通过模拟瞬发辐射的次级电子计算附加电离非常困难且没有必要. 由于在空气中形成一对离子所消耗的平均能量(约 33 eV) 是一个常数, 模拟计算辐射在大气中的能量沉积即可间接计算电离产生的电子数密度.

程序中, 光子的运输过程, 包含了瑞利散射、光电效应、康普顿散射和电子对效应的全部四种相互作用. 其中, 电子对效应过程中产生的正负电子不再模拟其运输过程, 它们的能量沉积在当地, 并且正电子在当地发生静止湮没. 中子的运输过程, 包含吸收、弹性散射和非弹性散射三种相互作用. 其中吸收和非弹性散射均会产生次级射线, 但是射线的自由程长, 在大范围引起电离, 生成的电子数密度相对较小, 不是主要的电离源, 程序没有进行模拟. 空气分子或原子与中子弹性散射后从快中子中获得约三分之一的能量, 以极高的速度与其它分子和原子碰撞, 造成电离, 生成的电子数密度较高. 因此, 中子主要是通过弹性散射造成大气电离^[2]. 中子大部分能量的损失是通过最初的几次散射, 为了提高计算效率, 可以给中子设定较高截断能量.

高空大气是典型的非均匀连续介质, 它的密度

随高度变化非常剧烈. 常用粒子输运蒙特卡罗程序由于步长抽样方法的限制程序不能直接对非均匀连续变化的介质进行模拟, 传统的处理方法是根据其密度变化将大气划分为多层均匀介质的组合. 为了减小误差使计算结果可信, 需要对大气做足够精细的分层, 分层处理增加了几何的复杂度, 会带来很大的计算量. 分层处理的几何模型如图 1 所示.

图 1 大气分层模型示意图

在程序中应用质量距离抽样方法可以实现非均匀连续介质中步长的直接抽样, 无需进行分层处理. 具体操作的方法如下:

- 1) 根据(3)式, 在生成截面数据文件时, 设定介质密度为 1 g/cm^3 , 则可以得到 $m(E)$;
- 2) 由(6)式抽样出到下一个碰撞点的质量距离 M ;
- 3) 根据大气密度在高度上的分布, 由几何关系计算 M 对应的空间距离即步长 L

将程序中的步长抽样程序按照上述几个步骤进行改造, 程序即可直接处理非均匀大气, 大气的几何模型简化为一个球壳, 称为连续介质模型, 如图 2 所示.

图 2 连续介质模型示意图

大气分层模型根据大气密度变化的剧烈程度将其分成多层均匀介质的组合, 层与层之间是定义的界面, 存在的主要问题是分层过程复杂且缺乏可

靠的判据. 相比而言, 连续介质模型极大的简化了几何, 使之更加直观, 并且由于几何模型只有一个球壳, 粒子的随机游动过程无需处理界面的问题, 简化了模拟程序, 从而降低计算量.

程序对瞬发核辐射在大气中的能量沉积进行计数, 考虑到大气的密度连续变化, 径迹长度的计数方法难以实现, 另外距离辐射源较远的计数点还涉及到深穿透问题, 综合以上的因素, 参照 MCNP 中的探测器计数方法, 选择指向概率方法记录点通量, 再利用加热函数转化为能量沉积^[9].

4. 数值模拟结果

模拟计算 1mt TNT 当量高空爆炸场景下瞬发核辐射在大气中电离产生的电子数密度分布, 爆高分别取 50, 120 和 400 km. 假定 X 射线的能量占核爆炸释放总能量的 70%, 其能谱采用温度为 1.5 keV 的黑体辐射谱, 射线和中子的能谱和强度采用典型氢弹的出壳参数.

图 3 显示了计数位置设定的方法, D 为记录点和爆点在地表投影点之间的距离, 分别取 30, 100, 300, 500, 700, 1000 和 1200 km, h 为记录点距地面的高度. 将 D 取相同值的计算结果在 h 上的变化绘成曲线, 如图 4—6 所示. 图中, (a), (b), (c) 分别为 X 射线、瞬发 和中子电离大气产生的瞬时电子数密度分布, (d) 为总的电子数密度分布, 它是将各瞬发辐射的电子数密度分布数据与自然电离层本底数据叠加得到的.

图 3 记录点位置示意图

由图 4—6 的计算结果, 可见:

- 1) X 射线产生的附加电离电子数密度在高度 h 上先增大后减小, 成单峰状, 峰值取在核爆炸高度或者阻止高度附近, 且随着水平距离 D 的增加峰值高度逐渐上升. 所谓的阻止高度 (stopping altitude) 是指来自大气层上方的电离辐射在损失其大部分能量前可以穿透到达的高度, 如表 1 所示, 表中列举了核爆炸释放的几种瞬发辐射在大气中的阻止高度^[10]. 当核爆炸的高度小于 X 射线的阻止高度 (约

图 4 50 km 高度核爆炸瞬发核辐射电离产生的瞬时电子数密度分布 (a) X 射线; (b) γ 射线; (c) 中子; (d) 总量

图 5 120 km 高度核爆炸瞬发核辐射电离产生的瞬时电子数密度分布 (a) X 射线; (b) γ 射线; (c) 中子; (d) 总量

80 km) 时, 电子数密度的峰值取在爆炸高度附近, 如图 4(a) 所示; 反之, 当核爆炸的高度大于 X 射线的阻止高度时, 峰值取在阻止高度附近, 如图 5(a),

6(a) 所示.

2) 中子和 γ 射线产生的附加电离其分布特性与 X 射线附加电离的分布特性相似, 主要的区别在

图 6 400 km 高度核爆炸瞬发核辐射电离产生的瞬时电子数密度分布 (a) X 射线; (b) 射线; (c) 中子; (d) 总量

于随着水平距离 D 的增加电子数密度在 h 上有可能出现第二个峰, 这在 120 km 的爆炸中尤为显著, 如图 5(b), (c) 所示, 这一现象是射线受低层大气散射的结果.

表 1 核爆炸瞬发辐射的阻止高度

辐射类型	阻止高度 / km
X 射线	80
中子	25
射线	25

3) 爆高为 120 和 400 km 时, X 射线是主要的电离源, 相比于中子和 射线, 它产生的附加电离电子数密度的峰值要高几个数量级; 爆高为 50 km 时, 中子和 射线取代 X 射线成为主要的电离源. 这是因为 X 射线的阻止高度在 80 km 左右. 大气 80 km 以上, 超过核爆炸释放总能量 50% 以上 X 射线具有较大的自由程, 可以在大范围内形成电离, 反之, 80 km 以下, X 射线通过加热爆点周围空气, 形成火球, 其能量主要沉积在火球内部及周围.

4) 瞬发辐射产生的总电子数密度分布有以下的特点: 在垂直方向上一般有两个峰, 分别为 X 射线产生的峰 N_{eX} 和中子、 射线产生的峰 N_e . N_{eX} 出现在约 80 km 的高度上, 但当爆炸高度低于 80 km

时, 可能会消失, 如图 4(d) 所示; N_e 出现在约 25 km 高度处. 随着水平距离 D 的增加, 两个峰出现的高度上升, 并且在某些爆炸高度条件下会出现第三个峰, 如图 5(d) 所示.

5) 核爆炸的爆高对瞬发辐射附加电离的影响很大. 随着爆高的降低, 附加电离电子数密度的峰值随之增大, 而由于瞬发辐射总能量保持不变, 附加电离的范围则相对缩小.

5. 结 论

数值结果的分析表明: 爆炸点的高度对瞬发辐射电离分布影响显著.

1. 瞬发辐射产生的电离中, 爆炸高度在 80 km 以下的核爆炸只有一个峰值, 出现在爆点附近区域, 主要由中子和 射线产生. 而爆炸高度在 80 km 以上的核爆炸应产生两个峰值, 分别在爆点附近和 80 km 左右, 主要由 X 射线产生.

2. 爆炸高度在 X 射线阻止高度 (80 km) 以上的核爆炸, X 射线是主要的电离源. 这是因为, X 射线在其阻止高度以上具有很大的自由程, 可以在大范围内形成电离, 且其能量占核爆炸释放总能量的大部分, 附加电离的密度也很大.

3. 爆炸高度在 X 射线阻止高度 (80 km) 以下的核爆炸, 中子和 γ 射线则是主要的电离源. 这是由于在阻止高度以下时, 大气密度的增加使 X 射线自由程极大的缩短, 只能在爆点周围区域产生电离. 距离爆点较远的地方, 长程的中子、 γ 射线可以到达并产生电离.

4. 随着高空核爆炸爆高的增加, 瞬发辐射产生的附加电离区范围增大, 但密度减小. 这是因为核爆炸释放的总能量是不变的, 这些能量大部分以瞬

发辐射的形式, 在大气中输运并沉积到大气中产生电离. 爆高增加, 爆点周围的空气密度快速下降, 辐射的自由程变大, 可以传输到更远的空间, 产生更大范围的内电离, 同时, 总能量的不变使电离密度减小.

本文的数值模拟工作仅给出了爆炸瞬间电离产生的电子数密度空间分布, 并未涉及附加电离区电子密度随时间的变化, 相关研究将在另文中讨论.

-
- [1] Glasstone Samuel, The Effects of Nuclear Weapons, Washington D. C.: United States Department of Defense and the Energy Research and Development Administration, 1966
- [2] Qiao D J 2003 *The Introduction to Nuclear Explosion Physics* (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [乔登江 2003 核爆炸物理概论 (北京: 国防工业出版社)]
- [3] Guan R S, Li Q 1997 *Wuhan University Journal* **43** 381 (in Chinese) [管荣生、李 钦 1997 武汉大学学报 **43** 381]
- [4] Li Q, Guan R S, Long X L 1990 *Wuhan University Journal of Natural Sciences* **35** 39 (in Chinese) [李 钦、管荣生、龙咸灵 1990 武汉大学学报 (自然科学版) **35** 39]
- [5] Zhao Z Y, Wang X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4297 (in Chinese) [赵正予、王 翔 2007 物理学报 **56** 4297]
- [6] Latter R, Lelevier R E 1963 *JGR* **68** 1634
- [7] Byrd R C 1995 LA-12926-MS
- [8] Xu S Y 2006 *Application of Monte Carlo method in experimental nuclear physics* (Beijing: Atomic Energy Press) (in Chinese) [许淑艳 2006 蒙特卡罗方法在实验核物理中的应用 (北京: 原子能出版社)]
- [9] Briesmeister J F. MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Ver. 4B, LA-12625-M. Oak Bridge National Laboratory
- [10] Phenomena Affecting Electromagnetic Propagation, AD-A955392, Chapter **8** 1989

Numerical simulation of the ionization effects of prompt radiation from high-altitude nuclear explosions

Tao Ying-Long¹⁾²⁾ Wang Jian-Guo²⁾ Niu Sheng-Li²⁾ Zhu Jin-Hui²⁾ Fan Ru-Yu¹⁾²⁾

1) (*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)

(Received 9 August 2009; revised manuscript received 9 November 2009)

Abstract

In this paper, the Monte Carlo method is used to simulate atmospheric ionization effects of the prompt radiation from high altitude nuclear explosion (HANE). Simulation gives the instantaneous spatial distributions of the electron density in atmosphere. The atmosphere is a kind of non-uniform media, whose density drops rapidly with the increase of height. Therefore, a method, which samples the mass distance to replace the step length of the particle, is used to considerably increase the computing speed. The simulation results show that there is an obvious difference between additional ionization regions of different height of nuclear explosion. As the explosion-height increases, influence range of the prompt nuclear radiation will be wider, but the electron density will be lower.

Keywords: high altitude nuclear explosion, prompt radiation, atmospheric ionization effects, Monte Carlo method

PACC: 9420V, 2870