第 10 卷 第 3 期 高 压 物 理 学 报 Vol. 10, No. 3
1996 年 9 月 CHINESE JOURNAL OF HIGH PRESSURE PHYSICS Sept., 1996

大气层外核爆炸 X-射线辐射场特性研究

王尚义[a] 张软玉[a] 陈乐山[b]

(a. 四川材料与工艺研究所，成都538信箱 610007)
(b. 北京应用物理和计算数学研究所，北京8009信箱 100088)

摘要 X-射线被认为是大气层外反导拦截武器的主要破坏因素。在航天器结构材料的辐射损伤计算中，需要核爆炸 X-射线辐射场的数学模式。从 Planck 黑体谱出发，提出按温度梯度分层的归一化黑体谱组合模式，给出了 X-射线的释放能量及辐射脉冲，从而建立了大气层外核栏截 X-射线辐射场特性的数学模式。

关键词 核爆炸 X-射线 黑体谱 辐射场 航天器辐射损伤

中图法分类号 O434.11

1 引 言

X-射线导致航天材料损伤的计算中，涉及到辐射特性的各个方面。因此，研究核爆炸 X-射线辐射场特性，无疑具有重要意义。

X-射线对航天器的破坏主要是由沉积能量产生的热激波对材料的破坏效应(μs 时间尺度)及冲量对结构的破坏效应(ms 时间尺度)两部分构成的。在研究这些破坏效应的大小时，需计算 X-射线的沉积能量、释放功率、热击波、应变及热冲量等，而这些物理量均与 X-射线的辐射脉冲形状、大小及谱形结构有关。迄今为止，虽然有关资料披露了核爆炸 X-射线的某些特性[1~5]，但均未提供一个完整的和全面描述 X-射线辐射场特性的数学模式。为此，建立了描述核爆炸 X-射线辐射场特性的数学模式，以满足航天材料辐射损伤计算的需要。

2 理论计算

2.1 黑体谱组合形式、平均能量及平均温度

Planck 证明了黑体辐射的能量密度分布规律为[1,5]

$$I_0(h\nu,kT) = C_0 \cdot (h\nu)^3 \cdot [\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1]^{-1} \qquad (1)$$

这里：$C_0 = 8\pi/c^3h^3$，$h\nu$ 是光子能量(keV)，kT 是黑体温度(keV)，h 是 Planck 常数，k 是 Boltzmann 常数，c 是光速，$I_0(h\nu)$是单位能量间隔内的能量通量。黑体谱的总能量为

$$I_t(kT) = \int_0^\infty I_0(h\nu,kT) \cdot \mathrm{d}(h\nu) = C_0 \cdot (kT)^4 \int_0^\infty \frac{(h\nu/kT)^3}{[\exp(h\nu/kT) - 1]} \mathrm{d}(\frac{h\nu}{kT})$$

1995年10月25日收到原稿，1996年6月20日收到修改稿。

$$= C_0 \cdot (kT)^4 \cdot \int_0^{\infty} \frac{\xi^3}{\exp\xi - 1} \mathrm{d}\xi = C_0 \cdot (kT)^4 \cdot I_1(\xi) = C_0 \cdot (kT)^4 \cdot \frac{\pi^4}{15}$$

这里:引入无量纲变量 $\xi = h\nu/kT$,则归一化谱为

$$I_e(h\nu, kT) \cdot \mathrm{d}(h\nu) = \frac{I_0(h\nu, kT) \cdot \mathrm{d}(h\nu)}{\int_0^{\infty} I_0(h\nu, kT) \cdot \mathrm{d}(h\nu)}$$

$$= \frac{15}{\pi^4 \cdot (kT)^4} \cdot \frac{(h\nu)^3}{[\exp(h\nu/kT) - 1]} \mathrm{d}(h\nu) \tag{2}$$

令 $\frac{\mathrm{d}I_e(h\nu, kT)}{\mathrm{d}(h\nu)} = 0$,则得到

峰值能量位置:$(h\nu)_{e_{max}} = 2.82144 \cdot (kT)$;峰值能量密度:$I_{e_{max}}(kT) = 0.2189/(kT)$。

由(1)式得到能量为 $h\nu$ 的光子数密度分布函数为

$$I_0(\xi) = \frac{I_0(h\nu, kT)}{h\nu} = C_0 \cdot (h\nu)^2 \cdot [\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1]^{-1} \tag{3}$$

总光子数

$$\int_0^{\infty} I_0(\xi) \cdot \mathrm{d}(h\nu) = C_0 \cdot (kT)^3 \int_0^{\infty} \cdot \frac{\xi^2}{[\exp\xi - 1]} \mathrm{d}\xi = C_0 \cdot (kT)^3 \cdot I_2(\xi)$$

$$= C_0 \cdot (kT)^3 \cdot 2.404$$

于是,归一化光子数密度黑体谱为

$$I_r(h\nu, kT) \cdot \mathrm{d}(h\nu) = \frac{I_0(\xi) \cdot \mathrm{d}(h\nu)}{\int_0^{\infty} I_0(\xi) \cdot \mathrm{d}(h\nu)}$$

$$= \frac{1}{2.404 \cdot (kT)^3} \cdot \frac{(h\nu)^2}{[\exp(h\nu/kT) - 1]} \cdot \mathrm{d}(h\nu) \tag{4}$$

同样可得到:光子数密度峰值位置:$(h\nu)_{r_{max}} = 1.59362 \cdot (kT)$;光子数密度峰值:$I_{r_{max}}(kT) = 0.2694/kT$。

黑体辐射总能量为

$$I_t(kT) = \int_0^{\infty} I_0(h\nu, kT) \cdot \mathrm{d}(h\nu) = \text{常数} \times (kT)^4 \tag{5}$$

即是说,黑体表面发射的总能量通量与黑体表面温度的四次方成正比。黑体辐射被认为是“等温空腔”辐射体。但是核爆炸 X-射线是由高温等离子体产生,由于等离子体由内向外具有温度梯度,形成不断吸收和不断发射的 X-射线也具有温度梯度,并从爆心向外有个净辐射能量。因此核爆炸产生的 X-射线条件并非满足“等温空腔”的黑体辐射条件。如果设等离子体表面温度为 $(kT)_S$,则有效温度为[5] $(kT)_C = 2^{1/4}(kT)_S = 1.2(kT)_S$ 于是,两种温度下辐射能量之比为

$$\frac{I[(kT)_C]}{I[(kT)_S]} = [\frac{(kT)_C}{(kT)_S}]^4 = 2$$

这就是说,由于表面温度与实际温度的差别,使得从内部向外通过表面的辐射强度,是表面温度下的黑体辐射的两倍以上。因此用黑体辐射直接描述核爆炸 X-射线谱,将导致较大偏差。为了更确切表达核爆炸 X-射线谱,我们将核爆炸等离子体火球产生的 X-射线,按有效温度梯度组分,模拟为多层“等温空腔”黑体发射体的 X-射线谱组合。即视核爆炸

X-射线为黑体谱组合。若 f_i 表示有效温度为 kT_i 的第 i 组黑体发射的 X-射线有效份额，于是对(2)式的能量密度谱和(4)式的粒子数密度谱，可分别表示为组合形式

$$I_e(h\nu,kT)\cdot \mathrm{d}(h\nu)=\frac{15}{\pi^4}\sum_i^n \frac{f_i}{(kT_i)^4}\cdot\frac{(h\nu)^3}{[\exp(h\nu/kT_i)-1]}\mathrm{d}(h\nu) \tag{6}$$

$$I_r(h\nu,kT)\cdot \mathrm{d}(h\nu)=\frac{1}{2.404}\sum_i^n \frac{f_i}{(kT_i)^3}\cdot\frac{(h\nu)^2}{[\exp(h\nu/kT_i)-1]}\mathrm{d}(h\nu) \tag{7}$$

显然，$\sum f_i=1$。根据(7)式可以确定组合黑体谱的平均温度和 X-射线的平均能量

$$\begin{aligned}\langle h\nu\rangle&=\frac{\int_0^\infty I_r(h\nu,kT)\cdot h\nu\cdot \mathrm{d}(h\nu)}{\int_0^\infty I_r(h\nu,kT)\cdot \mathrm{d}(h\nu)}\\&=\frac{\sum_i f_i\cdot kT_i\int_0^\infty \xi^3\frac{1}{[\exp(\xi)-1]}\mathrm{d}\xi}{\sum_i f_i\int_0^\infty \xi^2\frac{1}{[\exp(\xi)-1]}\mathrm{d}\xi}=\langle kT\rangle\cdot\frac{I_1(\xi)}{I_2(\xi)}\\&=2.701\cdot\langle kT\rangle\end{aligned} \tag{8}$$

显然$\langle kT\rangle=\sum f_i\cdot kT_i$，是组合黑体谱平均温度。组合黑体谱可能是多峰，也可能是单峰，与 kT、f 值有关。

2.2　核爆炸 X-射线的释放能量、辐射脉冲及辐射场

在距爆心 R 处，X-射线辐射脉冲为

$$\phi=\frac{\eta_e\cdot Y}{4\pi R^2}\cdot X(\tau)\cdot \mathrm{d}\tau \tag{9}$$

这里：X-射线带走的能量份额为 $\eta_e=0.80$[1]。Y 是爆炸当量(Mt)。$X(\tau)$是归一化能量释放率分布函数(时间谱)，表示为

$$X(\tau)=\frac{K\cdot\exp[0.45(\tau-\tau_0)]}{1+\exp[0.50(\tau-\tau_0)]} \tag{10}$$

其中：K 是归一化常数，τ_0 为常数。如令$\frac{\mathrm{d}X(\tau)}{\mathrm{d}\tau}=0$，则可确定：

脉冲峰值位置：$\tau_{max}=9.4$ns；脉冲峰值：$X(\tau)_{max}=3.304\times10^{-2}$；脉冲宽度：$\Delta X(\tau)=43$ns。

到 τ 时刻脉冲释放总量

$$\Phi=\int_0^\tau \frac{K\cdot\exp[0.45(\tau-\tau_0)]}{1+\exp[0.50(\tau-\tau_0)]}\mathrm{d}\tau$$

于是，核爆炸 X-射线以能量密度表示的辐射场应为

$$\begin{aligned}\Phi_e(R,\tau,h\nu,kT,Y)\mathrm{d}\tau\cdot\mathrm{d}(h\nu)=&\left(\frac{\eta_e\cdot Y}{4\pi R^2}\right)\cdot\frac{K\cdot\exp[0.45(\tau-\tau_0)]}{1+\exp[0.50(\tau-\tau_0)]}\\&\cdot\frac{15}{\pi^4}\sum_i\frac{f_i}{(kT_i)^4}\cdot\frac{(h\nu)^3}{\exp(h\nu/kT_i)-1}\mathrm{d}\tau\cdot\mathrm{d}(h\nu)\end{aligned} \tag{11}$$

以光子数表示的辐射场应为

$$\Phi_r(R,\tau,h\nu,kT,Y)\mathrm{d}\tau\cdot\mathrm{d}(h\nu)=\left(\frac{\eta_r\cdot Y}{4\pi R^2}\right)\cdot\frac{K\cdot\exp[0.45(\tau-\tau_0)]}{1+\exp[0.50(\tau-\tau_0)]}$$

$$\cdot \frac{1}{2.404}\sum_i \frac{f_i}{(kT_i)^3}\cdot\frac{(h\nu)^2}{\exp(h\nu/kT_i)-1}\mathrm{d}\tau\cdot\mathrm{d}(h\nu) \tag{12}$$

这里：形成光子数的份额为 $\eta_r=\frac{\eta_e}{\langle h\nu\rangle}$。

3 算例及其结论

由(11)和(12)式表示的核爆炸 X-射线短脉冲辐射场，是由时间、空间、爆炸当量、黑体温度及其谱形表征的五维变量函数，辐射场有以下特点：

(1) 采用多层组合黑体辐射模型，更确切地表征了核爆炸 X-射线的谱特性。如取 $\Phi_0=1$，作为对(11)和(12)式的应用，我们假设有两种谱形参数：①1#谱：$kT_1=2, f_1=0.05$；$kT_2=4, f_2=0.05$；$kT_3=7, f_3=0.50$；$kT_4=8, f_4=0.20$；$kT_5=15, f_5=0.20$；。②2#谱：$kT=5, f=1.0$。其谱形如图 1 和图 2 所示。

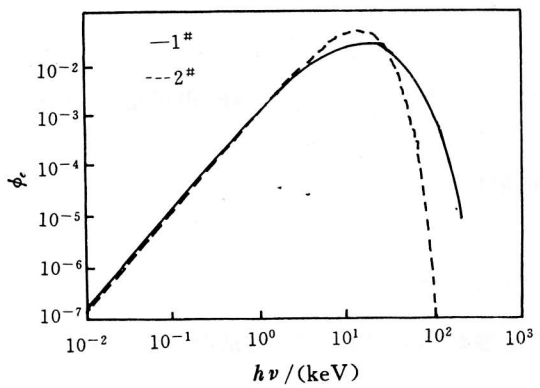

图 1 能量密度

Fig. 1 Energy density

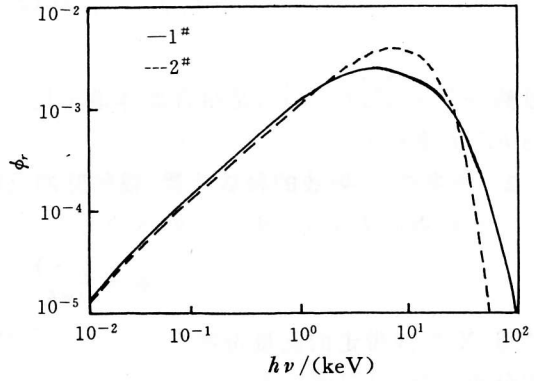

图 2 粒子数密度

Fig. 2 Particle number density

(2) 设能量注量为 $1\mathrm{J/cm^2}$ 时，由(11)和(12)式计算的光子数注量：1#谱为 3.37×10^{14}光子数/$\mathrm{cm^2}$，2#谱为 3.86×10^{14}光子数/$\mathrm{cm^2}$。两种归一化谱的特性列于表 1。

(3) 辐射场的脉冲形状如图 3 所示。其脉冲宽度为 43ns，脉冲峰值位置为 9.4ns，脉冲峰值为 3.60×10^{-2}。在不同时刻，脉冲释放总能量的百分数如下：

在 43ns 内，脉冲释放总能量的 85%；

在 50ns 内，脉冲释放总能量的 90%；

在 100ns 内，脉冲释放总能量的 99.2%；

在 120ns 内，脉冲释放总能量的 99.74%；

在 150ns 内，脉冲释放总能量的 99.99%。

(4) 由(11)式表示的辐射场如图 4 所示。显然，其特性取决于时间谱和能谱的分布。能量密度组合谱峰值约 3.62×10^{-1}(J/$\mathrm{cm^2}$ · ns · keV)。

(5) 在(11)和(12)式中，如 $i=1$，即得到单一黑体谱辐射场。

表 1　两种谱特性比较

Table 1　The comparison of the two spectra character

Type		1#	2#
Mean temperature	kT/(keV)	6.9	6.0
Mean energy	$h\nu$/(keV)	18.6	16.2
Energy peak value position	$\langle h\nu\rangle_{e_m}$/(keV)	19.5	16.9
Peak value energy density	I_{e_m}/(keV)$^{-1}$	0.025	0.036
Particles number peak value position	$\langle h\nu\rangle_{r_m}$/(keV)	5.01	9.6
Particles number peak value density	I_{r_m}/(keV)$^{-1}$	0.0024	0.045

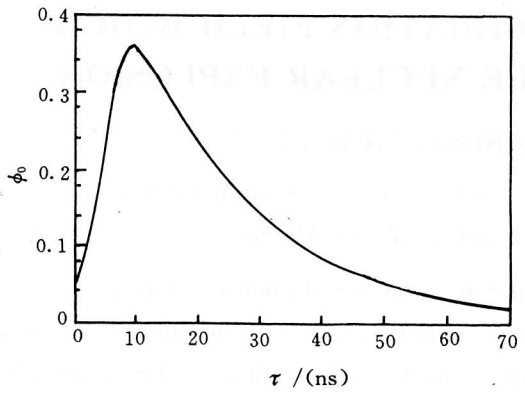

图 3　辐射脉冲

Fig. 3　Radiation pulse

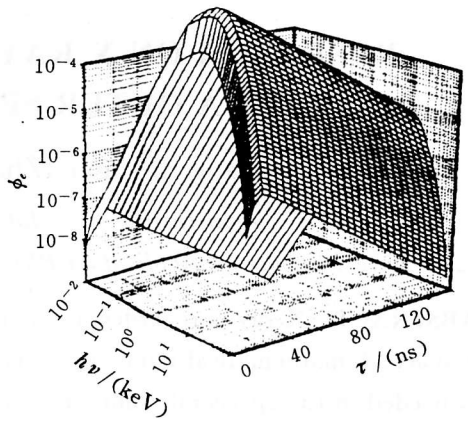

图 4　辐射场

Fig. 4　Radiation field

能量密度辐射场

$$\Phi_e(R,\tau,h\nu,kT,Y)\cdot d\tau\cdot d(h\nu)=\left(\frac{\eta_e\cdot Y}{4\pi R^2}\right)\cdot\frac{K\cdot\exp[0.45(\tau-\tau_0)]}{1+\exp[0.50(\tau-\tau_0)]}\cdot\frac{15}{\pi^4}\cdot\frac{1}{(kT)^4}\frac{(h\nu)^3}{\exp(h\nu/kT)-1}d\tau\cdot d(h\nu)\quad(13)$$

光子数密度辐射场

$$\Phi_r(R,\tau,h\nu,kT,Y)\cdot d\tau\cdot d(h\nu)=\left(\frac{\eta_r\cdot Y}{4\pi R^2}\right)\cdot\frac{K\cdot\exp[0.45(\tau-\tau_0)]}{1+\exp[0.50(\tau-\tau_0)]}\cdot\frac{1}{2.404}\cdot\frac{1}{(kT)^3}\frac{(h\nu)^2}{\exp(h\nu/kT)-1}d\tau\cdot d(h\nu)\quad(14)$$

于是,能量密度峰值位置:$(h\nu)_{e_{max}}=2.82144\cdot(kT)$;能量密度峰值:$I_{e_{max}}(kT)=0.2189/(kT)$。光子数密度峰值位置:$(h\nu)_{r_{max}}=1.59362\cdot(kT)$;光子数密度峰值:$I_{r_{max}}(kT)=0.2694/kT$。

显然,单一黑体谱峰值位置与温度成正比,而峰值与温度成反比。如上所述,组合黑体

谱可能出现多峰，也可能是单峰，与温度及 f 值有关。

周眉清、刘洪铨、张学经等同志对本文提出了有益建议，作者表示衷心感谢。

参 考 文 献

1 Rudie N J. Principles and Techniques of Radiation Hardening. V. VI. Section A-B 3rd ed. North Hollywood, Cali: Western Periodicals Co , 1986

2 Glasstone S. The Effects of Nuclear Weapons. 3th ed. Washington D C: US Department of Defense and the Energy Research and Development, 1977. 222

3 乔登江. 核爆炸物理概论. 北京：原子能出版社，1988. 117，159

4 Johnson J O. CONF-900216-3, 1990

5 Dolrn P J. AD-A955388, 1978

RESEARCH ON X-RAY RADIATION FIELD WHICH IS FROM A OUTER SPACE NUCLEAR EXPLOSION

Wang Shangyi[1], Zhang Ruanyu[1], Chen Leshan[2]

(1. *Sichuan Institute of Material and Technical, Chengdu* 610007)

(2. *Beijing Institute of Application Physics and Calcalation Mathematics, Beijing* 100088)

ABSTRACT X-ray is regarded as the main damage factor of nuclear interception in outerspace. A mathematical mode of X-ray radiation field which is from a nuclear explosion is needed in the spacecraft radiation damage calculation. According to Planck blackbody spectrum, we proposed a compound mode of normolized blackbody spectrum which was stratificed on the basis of temperature gradient, obtained the release energy and radiation pulse and found a mathematical mode of X-ray radiation field which is from a nuclear interception in outer space.

KEY WORDS X-ray from nuclear explosin, blackbody spectrum, radiation field, spacecraft radiation damage.