

阵列型微波黑体的发射率分析*

金铭¹⁾ 白明^{1)†} 苗俊刚¹⁾²⁾

1) (北京航空航天大学电子信息工程学院, 北京 100191)

2) (西安空间无线电技术研究所空间微波技术重点实验室, 西安 710100)

(2011年12月13日收到; 2012年1月18日收到修改稿)

在微波波段, 用于标定温度和辐射功率的发射率接近于1的标准发射率器件, 即微波频段的黑体, 结构形式一般为表面涂覆吸波材料的金属锥体阵列. 这种黑体器件常用于为微波辐射计提供参考亮温, 要求具有高发射率和均匀的温度分布. 对此类黑体器件的发射率评估主要基于基尔霍夫热平衡定律, 即通过评估反射率来确定发射率. 已报道的研究集中在黑体发射率随频率的变化趋势, 较少针对其随方向和极化状态的变化趋势. 本文针对此类周期型排布的黑体, 提出基于 Floquet 模式分析的反射率评估方法, 相比已报道的基于后向散射的评估方法, 具有更大的适用范围. 基于这种方法, 对某黑体的发射率随频率、角度和极化状态的变化规律进行了计算分析. 分析结果表明: 此黑体发射率在 X 到 K_{α} 波段内随频率提高而增大; 在发射率较低的低频处, 垂直极化与水平极化的发射率随俯仰角的变化趋势不同, 并且存在垂直极化发射率随俯仰角增大而明显降低的现象. 这些规律均与其物理上低频段内涂层对电磁波的衰减特性相符合.

关键词: 黑体, 发射率, Floquet 模式, 微波辐射计

PACS: 42.79.Qx, 87.50.s, 41.20.-q

1 引言

微波波段的阵列型黑体以提供标准亮温辐射的形式标定微波辐射计的测量, 后者相比于可见光和红外波段遥感器可提供更多的地表、大气信息^[1-5], 被持续受到关注^[6-8]. 这种黑体的常用单元结构是涂覆金属锥体, 兼顾均温性和高发射率的应用要求. 对其的设计和评估主要依据基尔霍夫热平衡定律, 即发射率 $e = 1 - r$, 其中 r 为反射率. 国内外已逐渐开展针对其辐射特性的研究, 涉及设计^[9]、评估^[10-12]、测定^[8,13]等各个环节. 对黑体辐射特性的精确标定, 是实现高精度微波辐射计的基本条件和设计基础.

对微波波段黑体反射率 r 的分析可以为其设计和测定提供重要信息. 针对与黑体形式相近的锥型吸收体结构的反射特性, 国内外已有较多的计算研究报道, 一般使用一致性绕射理论^[14]和耦合波

模式分析^[10,15]等高频方法, 或进行矩量法^[16,17]、有限元^[18]等全波计算. 近年来, 国内学者使用时域有限差分算法 (FDTD) 对涂覆锥体结构的黑体反(散)射进行了研究^[9,11,12]. 对阵列型微波黑体反射率的计算大体分为两种方式: 其一为无限大阵列分析, 利用周期性针对单元结构进行快速计算, 模拟无限大阵列对平面波的反射, 并以后向雷达散射截面 (RCS) 作为评估标准, 指导对单锥结构的优化^[9]; 其二为有限阵列分析, 即计算实际尺寸阵列的散射, 再通过积分全空间散射功率获得反射率, 评估其发射率水平^[11,12].

已有的研究集中于微波黑体对正入射电磁波的反射率随频率的变化趋势, 对应其沿阵列正上方的发射率, 较少考虑倾斜角度的情况. 而在微波黑体的实际使用中, 由于其亮温辐射往往需要经过大型反射镜反射进入辐射计天线系统^[19], 微波辐射计实际接收到黑体向其上方一定角度范围内的亮温辐射. 因此, 对微波阵列型黑体辐射的空间非均

* 中国重点实验室基金 (批准号: 9140c5305021005) 资助的课题.

† E-mail: mbai@buaa.edu.cn

匀性需要进行评估,即考虑其发射率随角度、极化的变化趋势.

本文首先对无限大阵列分析中基于后向 RCS 的发射率评估方法 [9] 进行了补充,因为这种方法并不适用于高频情况. 由于黑体结构存在周期性,可以基于 Floquet 模式理论 [20,21] 进行分析. 依据该理论,高频时的散射功率并不只集中于后向散射瓣(对应于后向 RCS),也分布在其他散射瓣中. 为满足黑体发射率精确评估的需要,依据 Floquet 模式分析,对多散射瓣存在时的反射率评估进行了讨论,由此引出的反射率计量方法适用于任意频率和任意入射角度的情况. 然后,依据文献 [12] 中的方法,进行了有限阵列结构的散射计算和发射率评估. 无限大阵列分析和有限阵列分析的结果相符,一方面验证了基于 Floquet 模式的发射率评估方法,另一方面也准确地给出了黑体发射率随频率、角度和极化的变化规律:对于涂覆锥体阵列型黑体,其发射率在特定范围内随频率升高而提高;在发射率较低的低频点,垂直极化和水平极化的发射率随俯仰角变化时体现出不同的趋势,即垂直极化的发射率存在随俯仰角增大而明显降低的现象,而水平极化的发射率变化则相对不明显.

2 发射率和反射率的确定

2.1 黑体的发射率与反射率

理想黑体的发射率为 1,并且与方向、频率、极化无关. 而实际黑体的发射率定义为频率、方向和极化的函数. 考虑水平极化 (horizontal, H) 的 $e^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ)$ 和垂直极化 (vertical, V) $e^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ)$, 其中 $(\theta^\circ, \varphi^\circ)$ 为观察方向, θ° 为俯仰角, φ° 为水平角, f 为频率 (图 1). 与粗糙表面的发射率和吸收率的关系相同 [22], 基于基尔霍夫热平衡定律, 黑体发射率与吸收率之间存在如下关系:

$$\begin{aligned} e^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ) &= \alpha^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ) \\ &= 1 - r^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ), \\ e^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ) &= \alpha^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ) \\ &= 1 - r^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\alpha^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ)$ 和 $\alpha^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ)$ 分别为黑体对来自 $(\theta^\circ, \varphi^\circ)$ 方向的水平极化和垂直极化电磁波的吸收率, 而 $r^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ)$ 和 $r^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ)$ 分别为黑体对来自 $(\theta^\circ, \varphi^\circ)$ 方向的水平极化和垂直极化波的反射

率, 并可以通过对其散射功率进行全空间积分得到

$$\begin{aligned} &r^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ) \\ &= \int_{4\pi} \frac{1}{4\pi} \gamma^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ, \theta^s, \varphi^s) \sin \theta^s d\theta^s d\varphi^s, \\ &r^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ) \\ &= \int_{4\pi} \frac{1}{4\pi} \gamma^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ, \theta^s, \varphi^s) \sin \theta^s d\theta^s d\varphi^s, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\gamma^h(f, \theta^\circ, \varphi^\circ, \theta^s, \varphi^s)$ 和 $\gamma^v(f, \theta^\circ, \varphi^\circ, \theta^s, \varphi^s)$ 分别是黑体对 $(\theta^\circ, \varphi^\circ)$ 方向水平极化和垂直极化来波的空间微分散射系数分布. 对其在 4π 全空间内积分即为反射率 r , 而 $\gamma(f, \theta^\circ, \varphi^\circ, \theta^s, \varphi^s)$ 可通过下式得到:

$$\gamma(f, \theta^\circ, \varphi^\circ, \theta^s, \varphi^s) = \frac{S(f, \theta^s, \varphi^s) 4\pi R^2}{P_{\text{inc}}(f, \theta^\circ, \varphi^\circ)}, \quad (3)$$

其中 $S(f, \theta^s, \varphi^s)$ 为距离 R (远场区) 处的散射功率密度, $P_{\text{inc}}(f, \theta^\circ, \varphi^\circ)$ 则为 $(\theta^\circ, \varphi^\circ)$ 方向的来波 (频率为 f) 被黑体截获的功率.

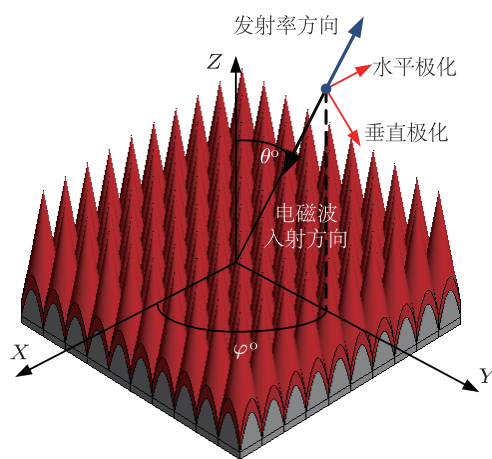


图 1 发射率极化和方向的坐标系

2.2 黑体结构及其反射率评估方法

2.2.1 涂覆锥体阵列结构的黑体

本文研究的黑体阵列单元为圆锥结构, 如图 2 所示. 顶角 $\alpha = 17.5^\circ$, 底边宽 $p = 17.5 \text{ mm}$, 高度 $h = 85 \text{ mm}$, 涂层厚度 $t = 1.5 \text{ mm}$. 涂覆材料为微波频段吸波性能较好的 ECCOSORB® CR110 或 CR112 [23] 材料, 由比利时 EMERSON&CUMING 公司生产, 其相对介电常数 ($\epsilon_r = \epsilon_i - j\epsilon_{ii}$) 及相对磁导率 ($\mu_r = \mu_i - j\mu_{ii}$) 等电磁参数如表 1 所示. 由于只有 18 GHz 以下的值, 对于 18 GHz 以上的情况, 计算时使用 18 GHz 时的电磁参数. 阵列由 10×10

个锥体构成, 放置在 XOY 平面.

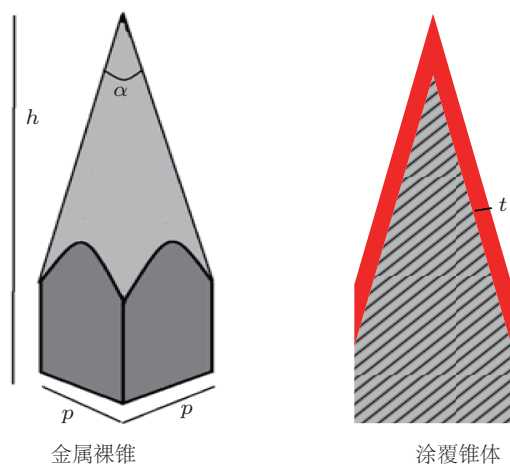


图2 涂覆锥体单元的结构示意图

表1 涂覆材料电磁属性

涂覆材料类型	f/GHz	ϵ_i	ϵ_{ii}	μ_i	μ_{ii}
CR110	10.65	2.9	0.12	1.0	0.10
CR112	10.65	4.8	0.19	1.1	0.25
CR110	18.70	2.8	0.11	1.0	0.20
CR112	18.70	4.6	0.14	1.0	0.26

2.2.2 无限阵列的反射率评估

考虑 X, Y 方向无限延伸 (周期皆为 p) 的涂覆

锥体阵列, 对上半空间 ($\theta^\circ, \varphi^\circ$) 方向来波 (频率为 f , 自由空间波长为 λ) 的散射. 根据 Floquet 定理, 其阵面上方任一 XOY 切面的散射场, 可以分解为一组 Floquet 模式, 如

$$\mathbf{E}^{\text{tan}}(x, y, z_0) = \sum_n \sum_m \mathbf{x} \cdot \alpha_{m,n}^{Ex} e^{-j(k_x^m x + k_y^n y)} + \mathbf{y} \cdot \alpha_{m,n}^{Ey} e^{-j(k_x^m x + k_y^n y)}, \quad (4)$$

其中 $k_x^m = k_0 \sin \theta^\circ \cos \varphi^\circ + m \cdot 2\pi/p$, $k_y^n = k_0 \sin \theta^\circ \sin \varphi^\circ + n \cdot 2\pi/p$, $m = -\infty + \dots + \infty$, $n = -\infty + \dots + \infty$, k_0 为自由空间中的波数, $k_0 = 2\pi/\lambda$.

对于无限大周期阵列, 其散射只存在于沿特定方向的波瓣内, 其矢量波常数为

$$\mathbf{k}^{mn} = (k_x^m, k_y^n, k_z^{mn}) = (k_x^m, k_y^n, \sqrt{k_0^2 - (k_x^m)^2 - (k_y^n)^2}). \quad (5)$$

在这些波瓣中, 只有满足可传播条件 (6) 式的才是可携带散射功率的散射瓣, 其余属于倏逝波, z 方向上的波常数 k_z^{mn} 为纯虚数, 从而无法将散射功率传输到上半空间. 当阵列周期 p 大于波长 λ 时, 可能出现不只一个散射瓣, 如图 3 所示.

$$(k_x^m)^2 + (k_y^n)^2 < k_0^2. \quad (6)$$

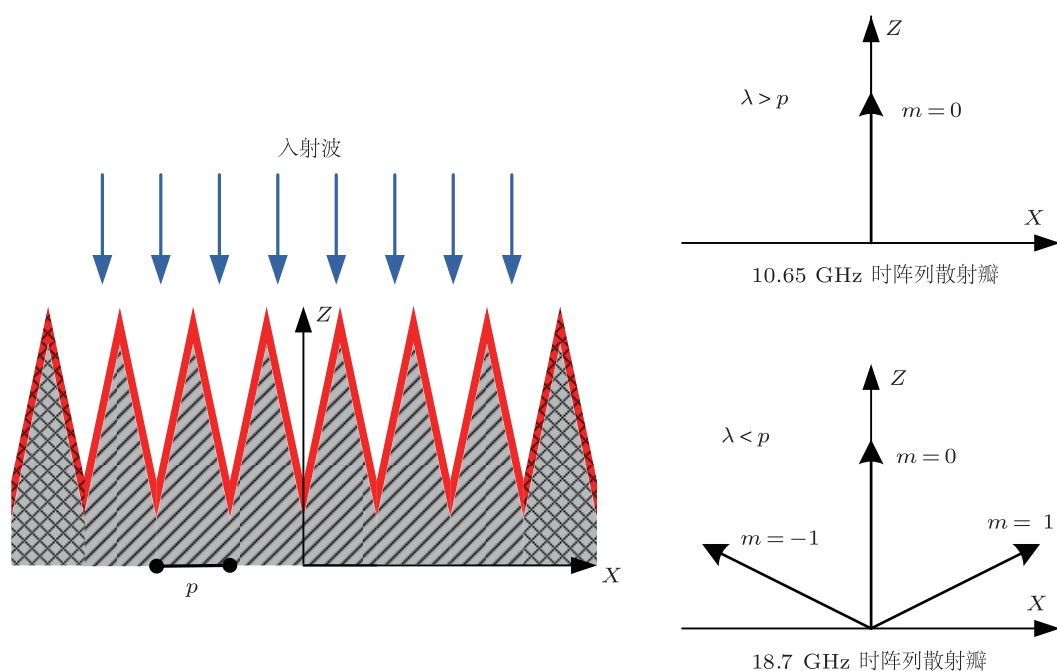


图3 无限大涂覆锥体阵列在正入射条件下的散射瓣

在无限大阵列的反射率分析中, 可从阵面上方的散射场分布中提取各散射瓣所携带的功率, 如 (7) 和 (8) 式所示, 对其累加可得到反射功率, 与入射功率相比, 获得反射率, 如 (9) 和 (10) 式.

$$\alpha_{m,n}^{Ex} = \int_p \int_p Ex(x, y, z_0) \cdot e^{j(k_x^m x + k_y^n y)} dx dy, \quad (7a)$$

$$\alpha_{m,n}^{Ey} = \int_p \int_p Ey(x, y, z_0) \cdot e^{j(k_x^m x + k_y^n y)} dx dy, \quad (7b)$$

$$\alpha_{m,n}^{Ez} = \frac{\alpha_{m,n}^{Ex} k_x^m + \alpha_{m,n}^{Ey} k_y^n}{-k_z^{mn}}, \quad (7c)$$

$$P_{m,n} = (|\alpha_{m,n}^{Ex}|^2 + |\alpha_{m,n}^{Ey}|^2 + |\alpha_{m,n}^{Ez}|^2) p^2 \frac{k_z^{mn}}{\eta \cdot k_0}, \quad (8)$$

其中 η 为自由空间波阻抗. 相应的对于入射波有

$$P_{inc} = (|\alpha_{inc}^{Ex}|^2 + |\alpha_{inc}^{Ey}|^2 + |\alpha_{inc}^{Ez}|^2) p^2 \frac{k_z^{00}}{\eta \cdot k_0}, \quad (9)$$

最终, 反射率 $r = \sum_m \sum_n P_{m,n} / P_{inc}$, m, n 满足

$$(k_x^m)^2 + (k_y^n)^2 < k_0^2. \quad (10)$$

对比基于 Floquet 模式的反射率计算, 基于后向 RCS 的反射率评估^[8] 只考虑了正入射时的后向散射瓣 (基于 Floquet 模式), 即 $P_{0,0}$. 而在无限大阵列存在 $m \neq 0$ 或 $n \neq 0$ 的高次散射瓣时, 需要进行修正. 在分析无限大阵列型微波黑体的发射率之前, 首先以无涂覆的理想导体 (PEC) 锥体阵列作为参照, 验证本文所使用方法的有效性. 无涂覆 PEC 锥体阵列的反射功率等于入射功率, 即反射率为 1. 图 4 中给出了电磁波入射至该阵列时, 通过上述方法 (基于 Floquet 理论) 获得的反射率结果以及基模散射瓣效率 ($P_{0,0} / P_{inc}$) 随频率的变化, 后者正比于后向 RCS 值. 从图 4 可以看出, 基于后向 RCS 的反射率评估^[9] 适合在低频正入射条件下使用, 此时阵列只存在一个后向散射瓣; 而基于 Floquet 模式分析的发射率计量方式更为完整, 可以用于任意单元

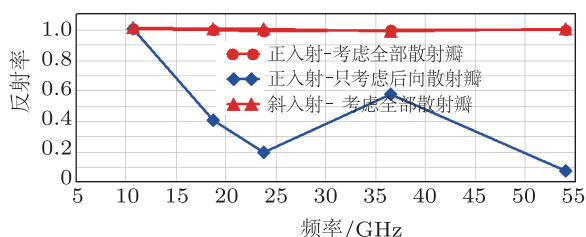


图 4 不同方法得到的无限大无涂覆 PEC 锥体阵列反射率结果, 斜入射条件为入射角为 15° , h 极化

尺寸、任意频率和任意入射角度 (极化) 的无限大阵列反射率分析. 需要指出的是, 在对无限大阵列黑体进行分析时, 基于周期性, 只需要对单元结构进行建模计算.

2.2.3 有限大阵列黑体的反射率分析

实际使用的黑体尺寸是有限的, 对其发射率评估与对无限大阵列的评估不同. 由于有限大阵列的散射功率并不完全局限在数个散射瓣方向中, 此时, 需要积分黑体结构向全空间的散射功率, 对比黑体截获的入射功率得到反射率. 文献 [11,12] 中对此进行了详细的讨论, 指出经典的散射场计算方法并不适合涂覆锥体阵列型黑体的反射率评估, 并提出基于天线概念的散射场计算方法; 同时, 使用有限阵面的波束入射相比平面波可以得到更准确的结果. 在本文的有限阵列分析中, 考虑 10×10 的方阵. 入射波束为基模的高斯波束, 并考虑不同的入射方向和极化状态. 高斯波束的使用保证将入射功率集中在阵列范围内, 其余未被黑体截获的功率可以忽略. 在这样的入射波条件下, 我们可以准确地使用文献 [12] 中的发射率计量方法. 本文中, 远场的分布以微分散射系数 (3) 式的形式给出, 对其进行全空间积分, 可以得到反射率 r , 而发射率即为 $e = 1 - r$. 图 5 给出了在有限大阵列的散射计算中, 黑体上方 XOY 切面的入射场和散射场分布, 频率为 10.65 和 18.7 GHz, 正入射, 锥体涂覆 1.5 mm CR112 材料. 可以看出, 18.7 GHz 时阵列的散射场强度较 10.65 GHz 时更小, 即反射率更低; 在 18.7 GHz 的散射场近场分布中存在明显的阵元间干涉效果, 并且在远场区域形成多个散射峰, 这是由于此黑体阵元的周期 p 大于 18.7 GHz 频率所对应的波长, 存在高阶散射瓣的缘故.

2.2.4 反射率计算方法的验证

本文使用全波的时域有限差分方法进行无限大阵列和有限大阵列黑体的反射率计算^[24]. 在本节中, 首先考虑涂覆吸波材料的金属平板对平面波的反射随入射角度的变化, 通过对比解析解来验证本文的计算对涂覆层模拟的准确性, 如图 6 所示. 之后, 对无限大阵列黑体的发射率计算结果进行剖分精度收敛验证, 如图 7 所示, 即逐步减小计算中的剖分间隔, 观察发射率计算结果的变化. 可以看出, 发射率会随剖分精度的提高而趋于稳定. 最后, 对有限阵列黑体的远场散射场分布进行收敛验证,

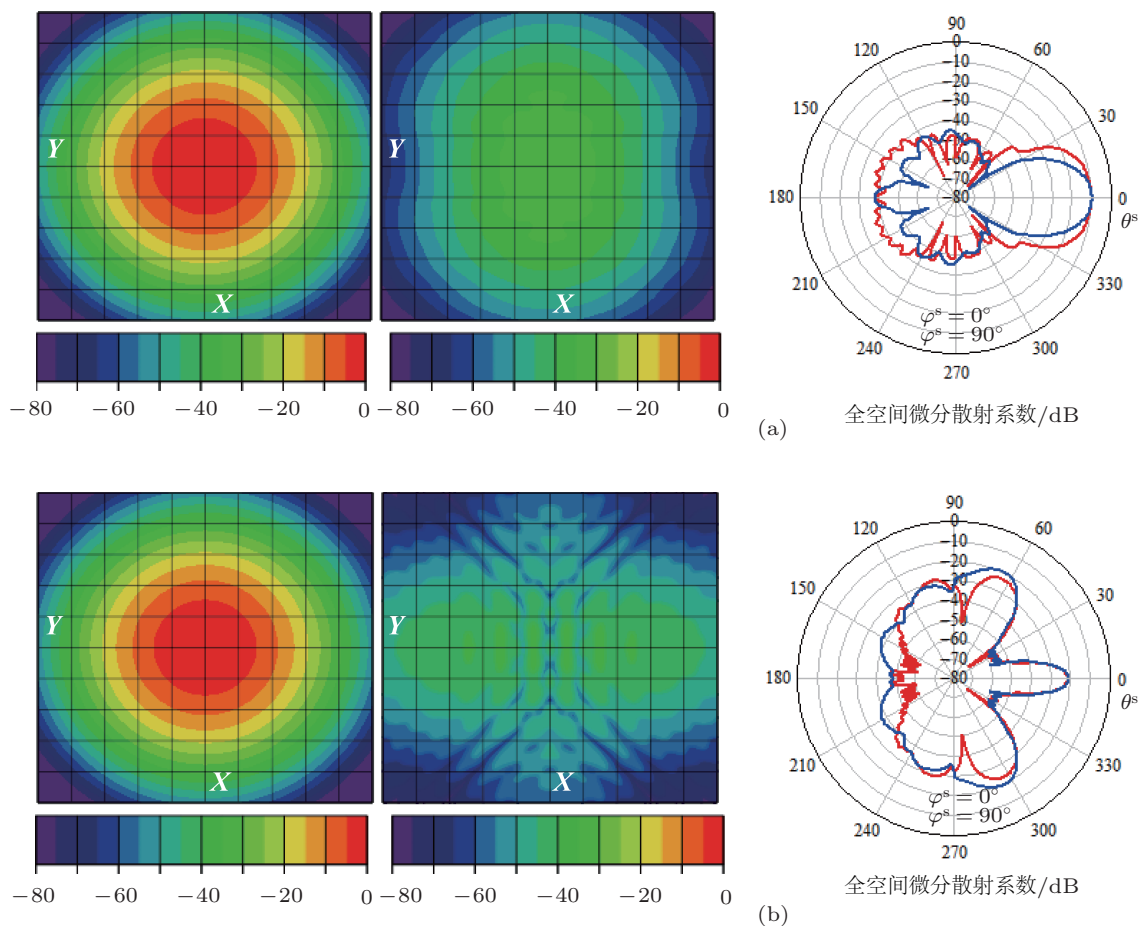


图5 10×10 阵列 (1.5 mm CR112 涂覆) 黑体计算分析中的近场入射电场 (左: 阵列正上方 XOY 切面, 归一化幅值, dB), 近场散射电场 (中: 阵列正上方 XOY 切面, 归一化幅值, dB), 与远场散射场 (右: 全空间微分散射系数, dB) (a) 10.65 GHz; (b) 18.7 GHz

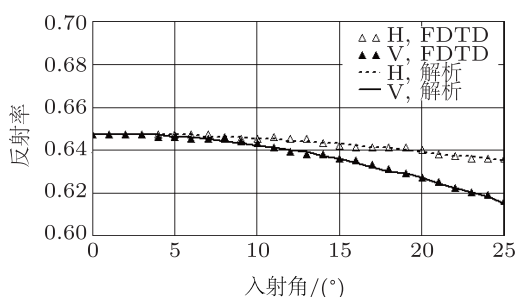


图6 2.1 mm CR112 涂覆金属平板的反射率 (线性) 验证

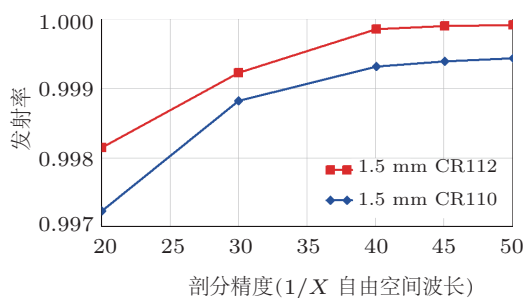


图7 无限大阵列分析的发射率收敛验证 (正入射, 18.7 GHz)

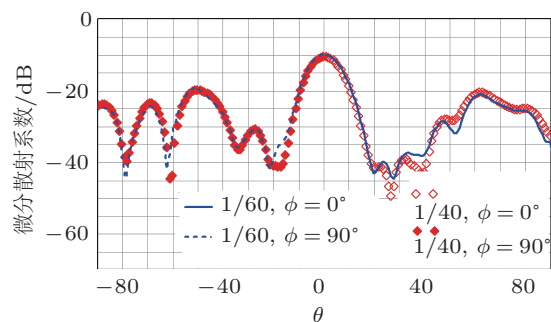


图8 不同剖分密度条件下的散射分布计算结果 (18.7 GHz, 6×6 阵列, 涂覆 1.5 mm 厚 CR110)

见图 8. 同样可以看出, 远场散射场分布随剖分精度的提高收敛良好. 本文中, 采用 $1/45$ 自由空间波长的剖分精度进行计算.

3 黑体反射率随频率、角度和极化的变化

首先依据计算结果, 给出正入射时该黑体的反

射率随频率变化的规律. 之后, 讨论在低频点处发射率随角度、极化的变化趋势.

3.1 反射率随频率的变化趋势

正入射条件下, 该涂覆锥体阵列型的黑体反射率在 X 到 K_α 波段的范围内随频率升高而降低. 这是因为在较高频率处, 涂敷层内电磁波的衰减要比低频时更大, 如图 9 所示, 从而使整体结构的反射更低. 从图 10 中可以看出, 无限大阵列的反射率计算结果与有限阵列的结果相符. 这里选取的频点是微波遥感领域中所关注的几个频点, 如 10.65, 18.7, 23.8, 36.5 和 54 GHz. 可以看出, 对于采用涂覆锥体阵列形式的黑体设计, 其低频处的高反射率 (低发射率) 可能成为其性能的瓶颈. 随后分析 10.65 和 18.7 GHz 频点处, 此黑体发射率随角度、极化的变化趋势.

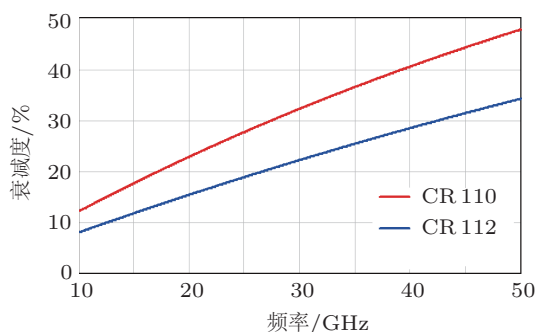


图 9 1 mm 涂层内的电磁功率衰减度

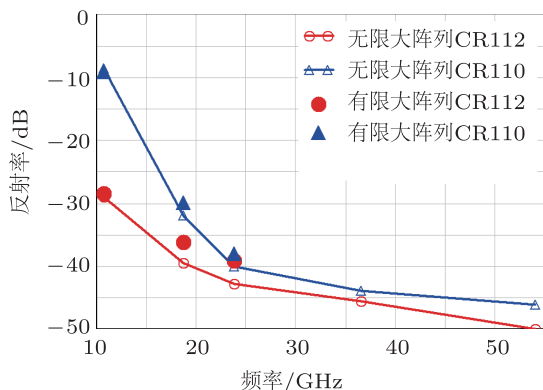


图 10 黑体反射率随频率变化趋势 (正入射)

3.2 发射率随角度和极化的变化趋势

如图 11 所示, 考虑俯仰观察角 θ° 在 20° 范围内变化的情况, 无限大阵列与有限大阵列的发

射率 (反射率) 计算结果体现出了相同的趋势, 验证了在无限大阵列分析中使用的基于 Floquet 模式分析的反射率计量方式. 在频率较低的 10.65 和 18.7 GHz 频点处, 对于垂直极化 (V), 发射率随俯仰角 θ° 的增大而存在明显下降的趋势; 而水平极化 (H) 的发射率随 θ° 的变化则相对不明显.

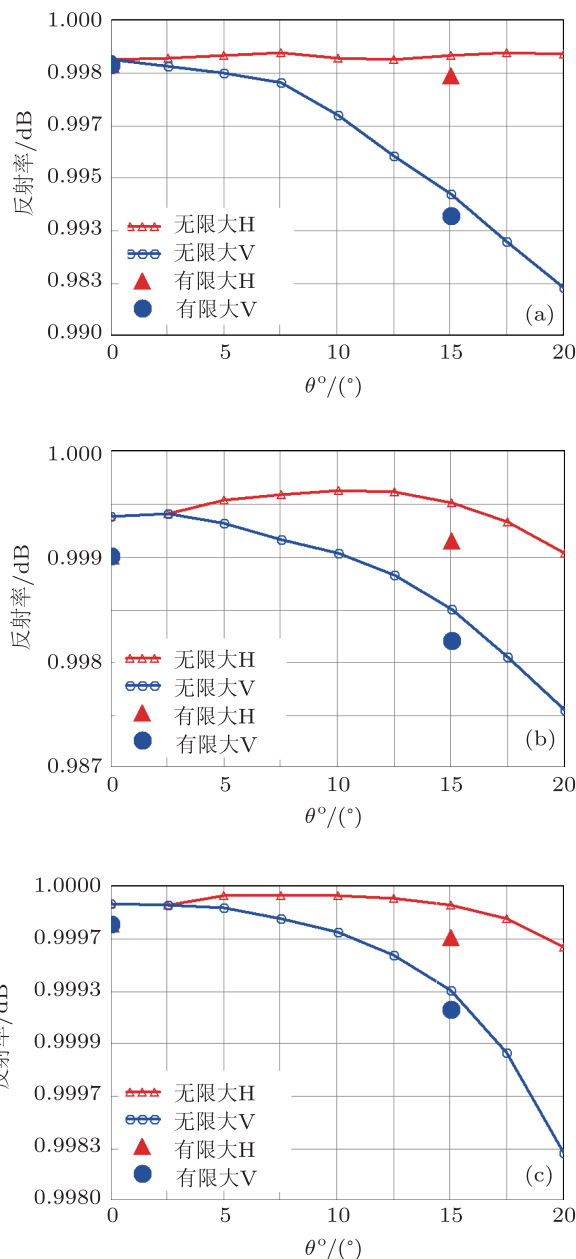


图 11 发射率随俯仰角 θ° 的变化 (a) 1.5 mm CR112 涂覆, 10.65 GHz; (b) 1.5 mm CR110 涂覆, 18.7 GHz; (c) 1.5 mm CR112 涂覆, 18.7 GHz

考虑对黑体结构可能采取的优化, 如改变高宽比、增大涂覆厚度等. 改变圆锥单元的锥顶角为 $a = 14.25^\circ$, 涂覆厚度为 $t = 1.2$ mm, 并保证其与锥顶角 $a = 17.5^\circ$ 时 ($t = 1.5$ mm) 在正入射时

具有相当的反射率,但锥体更加尖锐,分析其发射率随俯仰角的变化,见图 12. 相比 $a = 17.5^\circ$ 的情况, V 的发射率 (e^V) 随俯仰角 θ° 增大而降低的现象仍然存在. 频率为 10.65 GHz 时,锥顶角变小后, e^V 随 θ° 增大而降低的现象加剧;而在发射率较高的 18.7 GHz,趋势与 10.65 GHz 时相反,即锥顶角变小后, e^V 随 θ° 增大而降低的现象改善. 另一方面,保持 17.5° 锥顶角不变,增大涂覆厚度,观察发射率随 θ° 的变化趋势. 从图 13 中 10.65 和 18.7 GHz 的

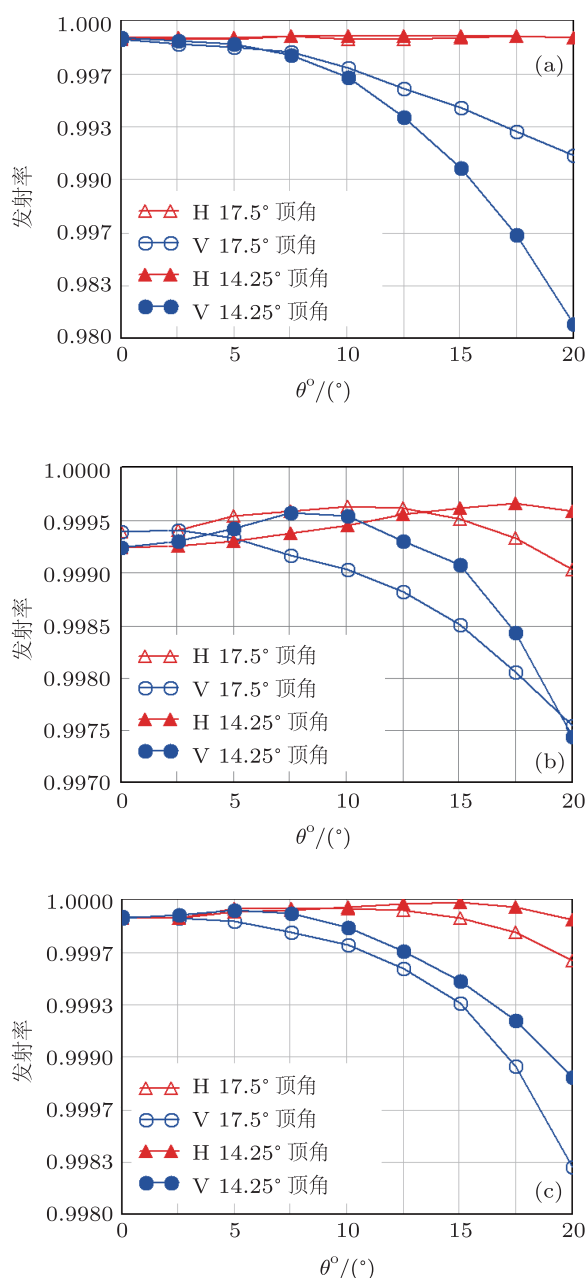


图 12 黑体发射率随俯仰角 θ° 的变化趋势, 14.25° (1.2 mm 涂覆) 与 17.5° (1.5 mm 涂覆) 锥顶角对比 (a) CR112 涂覆, 10.65 GHz; (b) CR110 涂覆, 18.7 GHz; (c) CR112 涂覆, 18.7 GHz

计算结果可以看到,提高涂覆厚度后, e^V 随 θ° 增大而降低的现象得到明显改善. 这两组比较说明,低频处垂直极化发射率随俯仰角增大而降低的现象与涂覆层对电磁波的衰减程度有重要联系: 如果涂覆层内的衰减较小,则此会加剧此现象. 实际应用中可以通过提高涂覆层内的衰减能力来改善低频处黑体垂直极化发射率随俯仰角增大而降低的问题. 另外,黑体单元的锥体结构形式必然导致其发射率随观察角度的变化,垂直极化发射率随俯仰角 θ° 增大时的降低程度会受到锥体的尖锐程度以及单元锥体的电尺寸等因素的影响.

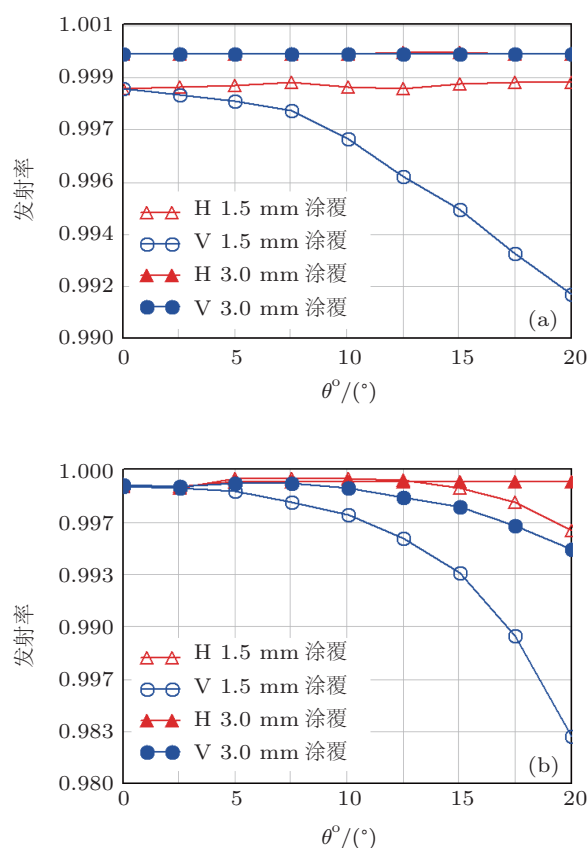


图 13 黑体发射率随俯仰角 θ° 的变化, 不同涂覆厚度 (CR112) 对比, 17.5° 锥顶角 (a) 10.65 GHz; (b) 18.7 GHz

4 结论

本文首先基于 Floquet 理论,对无限大阵列分析中的反射率评估方法进行了补充. 相比基于后向 RCS 分析的反射率计量方式^[9],基于 Floquet 模式分析的方法适用于任意单元尺寸、任意频率和任意入射角度(极化)的情况,其有效性得到了金属裸锥算例和涂覆锥体反射率对比分析的验证,为微波阵列型黑体的单元设计及优化工作提供了完整

的反射率评估方法.

涂覆锥形结构的黑体在观察角度变化时, 不同极化的发射率变化趋势不同. 在发射率较低的低频处, 垂直极化的发射率在 20° (俯仰角) 的观察角度范围内可能出现明显降低的现象, 而水平极化发射率的变化相对不明显. 通过分析频率、锥体尖锐程度、涂覆层厚度对发射率的影响, 可以得出结论: 低频处垂直极化发射率随俯仰角增大而明显下降

的现象与涂覆层内对电磁波的衰减不足有关, 提高涂覆层的衰减能力有助于改善这一现象. 另外, 黑体单元的锥体结构形式必然导致其发射率随角度和极化状态的变化, 其变化趋势、程度与锥体的尖锐程度以及结构电尺寸等因素相关. 在涂覆锥体阵列型的黑体的实际使用中, 需要考虑和评估低频处垂直极化发射率随俯仰角增大而明显下降所带来的影响.

- [1] Surussavadee C, Staelin D 2008 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **46** 99
- [2] Burrage D, Wesson J, Miller 2008 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **46** 765
- [3] Liang Z C, Jin Y Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1321 (in Chinese) [梁子长, 金亚秋 2003 物理学报 **52** 1321]
- [4] Li Z, Wei E B, Tian J W 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3028 (in Chinese) [李志, 魏恩泊, 田纪伟 2007 物理学报 **56** 3028]
- [5] Liu X C, Gao T C, Qin J, Liu L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2156 (in Chinese) [刘西川, 高太长, 秦健, 刘磊 2010 物理学报 **59** 2156]
- [6] Randa J, Cox A, Walker D 2006 *Proc. IGARSS*, Denver, USA, July 31–August 4, 2006 p3996
- [7] Yan W, Lu W, Shi J K, Ren J Q, Wang R 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 099401 (in Chinese) [严卫, 陆文, 施健康, 任建奇, 王蕊 2011 物理学报 **60** 099401]
- [8] Nian F, Yang Y J, Chen Y M, Xu D Z, Wang W 2007 *J. Astron. Metrol. Measur.* **z1** 27 (in Chinese) [年丰, 杨于杰, 陈云梅, 徐德忠, 王伟 2007 宇航计测技术学报 **z1** 27]
- [9] Nian F, Yang Y, Wang W 2009 *J. Sys. Engineer. Electron.* **20** 6
- [10] Jackson D, Gasiewski 2000 *Proc. IGARSS* Honolulu, Hawaii, July 24–28, **2000** 2827
- [11] Wang J H, Miao J G, Yang Y J, Chen Y M 2008 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **56** 2656
- [12] Wang J H, Yang Y J, Miao J G, Chen Y M 2010 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **58** 1173
- [13] Gu D Z, Houtz D, Randa J, Walker D 2011 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **49** 3443
- [14] Bucci O, Franceschetti G 1971 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **19** 96
- [15] Moharam M, Gaylord T 1982 *J. Opt. Soc. Am.* **72** 1385
- [16] Marly N, Baekelandt B, De Zutter D, Pues H 1995 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **43** 1281
- [17] Trintinalia L, Ling H 2004 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **52** 2253
- [18] Lou Z, Jin J M 2003 *Microwave Opt. Tech. Lett.* **37** 203
- [19] Yang H, Weng F, Lü L, Lu N, Liu G, Bai M, Qian Q, He J, Xu H 2011 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **49** 4452
- [20] Xie B, Chen S 1998 *Chin. Phys.* **7** 670
- [21] Yang R, Xie Y J, Li X F, Jiang J, Wang Y Y, Wang R 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 901 (in Chinese) [杨锐, 谢拥军, 李晓峰, 蒋俊, 王元源, 王瑞 2009 物理学报 **58** 901]
- [22] Zhang Z Y, Lin S J 1995 *Microwave Radiometer Metrology Technology and Application* (Beijing: Publishing House of Electronic Industry) pp50–53 (in Chinese) [张组荫, 林士杰 1995 微波辐射计测量技术及应用 (北京: 电子工业出版社) 第 50–53 页]
- [23] <http://www.eccosorb.com/Collateral/Documents/English-US/CR.pdf>
- [24] Ge D B, Yan Y B 2002 *Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetic Waves* (2nd Ed.) (Xi'an: Xidian Publishing House) pp225–250, 279–284 (in Chinese) [葛德彪, 闫玉波 2002 电磁波时域有限差分方法 (第二版) (西安: 西安电子科技大学出版社) 第 225–250 页, 第 279–284 页]

Emissivity study of the array shaped blackbody in the microwave band*

Jin Ming¹⁾ Bai Ming^{1)†} Miao Jun-Gang¹⁾²⁾

1) (School of Electronic Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

2) (Science and Technology on Space Microwave Laboratory, Xi'an Institute of Space Radio Technology, Xi'an 710100, China)

(Received 13 December 2011; revised manuscript received 18 January 2012)

Abstract

Different from that in the optical band, the blackbody in the microwave band is constructed in a coated cone array structure. The blackbody of this type can be used in calibrating microwave radiometers with standard brightness radiations, and needs to have a uniform surface thermal distribution and high emissivity. The emissivity study of such a blackbody can be performed based on the Kirchhoff's law of thermal equilibrium, in a reflection determination routine. The emissivity characteristics varying with frequency have been intensively studied, but their variations with direction and polarization have not received much attentions. Starting from the Floquet mode analysis, a reflection evaluation scheme for the blackbody is presented, which is more robust than that based on the back-ward RCS determination. Based on the presented scheme, the trends of emissivity varying with frequency, direction, polarization are studied, for a microwave blackbody design. Results show that the emissivity rises as the frequency rises in a range from X band to K_{α} band; and in the low frequency band, the trend of the vertical polarization emissivity varying with elevation angle is different from that of the horizontal polarization emissivity, and there exists an obvious phenomenon that the vertical polarization emissivity declines with the increase of elevation angle. These phenomena are related to the electromagnetic absorption characteristics of the coating layer.

Keywords: blackbody, emissivity, Floquet modes, microwave radiometer

PACS: 42.79.Qx, 87.50.s, 41.20.-q

* Project supported by the Foundation of Nation Key Laboratory of China (Grant No. 9140c5305021005).

† E-mail: mbai@buaa.edu.cn