

孔婉秋¹ 吴家骥¹ 胡泽骏² Gwanggil Jeon¹

基于极光光谱图像的氧辐射特征仿真推演

摘要

极光分光光谱仪成像所得重要辐射特征包括氧原子所激发的 557.7、630.0、636.4 nm 谱线,这些谱线和入射电离层的高能电子能通量、中高层大气粒子成分密度等都有着紧密联系.本文结合引发极光的电子碰撞反应物理机制构建氧辐射特征仿真模型,利用极光光谱图像 557.7、630.0 nm 谱线估计最接近真实成像情况下的入射电子能通量,实验结果表明仿真中基于假设光强比推演得到的氧辐射谱线像素预测值较真实值高估了 1~1.29 倍.

关键词

极光;光谱图像;粒子沉降;电离层特性;电子能通量

中图分类号 P352

文献标志码 A

收稿日期 2017-11-10

资助项目 国家自然科学基金(61775175,61377011,41274164);国家重大科技基础设施项目——东半球空间环境地基综合监测子午链项目

作者简介

孔婉秋,女,博士生,研究方向为无损图像压缩、极光数据处理.wanqiukong@stu.xidian.edu.cn

吴家骥(通信作者),男,博士,教授,长期从事图像处理、数据压缩与传输、目标环境特性研究工作.wujj@mail.xidian.edu.cn

0 引言

空间环境变化对航空航天、社会民生都有着重大影响,极光作为最具代表性的空间天气活动,反映了太阳与地球磁层的相互作用,与电离层和中高层大气环境属性有着紧密关联.如大量粒子流、电磁波、X 射线引发地磁暴、电离层暴并伴随剧烈的极光现象,而在小冰河期全球气温大幅度下降,极光也较少出现,因此对极光进行观测分析能够了解地球磁层扰动情况,推演地磁暴、磁层亚暴、电离层暴等事件的发生过程,掌握太阳风与电离层、磁层之间的耦合作用.

目前极光观测手段主要分为天基、地基观测,其中天基观测以发射搭载仪器设备的火箭、卫星在极光发生高度及以上进行,地基观测则以在南北高纬度极圈内搭建台站并部署光学成像系统进行.虽然天基观测数据精准,但因观测成本高、数据获取昂贵、无法进行连续观测等缺陷,实际上地基探测应用更为广泛.各国极地考察站中已基本具备极光光学观测系统,迄今为止我国在南极中山站和北极黄河站持续近 20 年对极光进行连续观测,并计划在正在建设的冰岛考察站和准备建设的罗斯海考察站中部署观测平台,组成在极光卵不同地理位置的协同观测体系.

另一方面,极光辐射中包含极其大量的红外/紫外特征,是理解大气中物理化学过程的重要信息,但地基观测光谱仪涵盖的可见光波段范围狭窄,且大气层对远紫外辐射和红外辐射吸收严重,在地面难以利用现有设备对电离层进行有效紫外、红外观测.辐射特征推演仿真模型能够实现对紫外和红外辐射分布在电离层传播及光谱探测设备中的能量转换过程进行模拟,目的是在低成本条件下代替天基观测,利用已有光谱观测数据推演到紫外/红外波段数据,以合理的研究成本揭示日地活动规律.

1 相关工作

近年来空间物理的快速发展证明了研究极光产生机制能够解释日地活动,同时极光活动也日渐和磁暴、亚暴紧密关联在一起.极光光谱学研究始于 19 世纪中期 Ångström 对太阳光谱、北极光光谱和对极光光谱中黄绿色区域明亮谱线的量测^[1-2],之后 Pickering 的摄影研究开启了对紫外和红外范围光谱的探索^[3],1932 年 Vegard 观测到第 1 个极光红外光谱^[4-5],而 1961 年出版的文献^[6]收录了到该年为止所

1 西安电子科技大学 电子工程学院,西安,710071

2 国家海洋局极地科学重点实验室 中国极地研究中心,上海,200136

有观测到的极光光谱和相关反应,并详细阐述了地球高层大气的物理过程。

极光理论分析研究落后于其观测学,1962年 Akasofu 等分析了 20 世纪最强磁暴并指出大规模极光活动和极磁扰动之间的关系^[7],进一步研究极光亚暴发生时整个极区中极光活动的演变过程后,他指出一种特定的磁层扰动会导致极光亚暴伴随磁暴发生^[8],1983 年 Dynamic Explorer 卫星所拍摄到的照片^[9]验证了他的推论。1968 年他为描绘出极光出现位置并监测极光活动推动建立了全天空观测子午链,结合地球自转使用全天空拍摄相机在 1 d 内扫描全部极地天空。1971 年 ISIS-2 卫星拍摄到的照片确定了极光卵的存在^[10],极光卵提供了组织一系列极区高层大气现象的自然坐标。1989 年发现类木极光中包含氢原子辐射激发^[11],1992 年第 1 次使用哈勃望远镜拍摄到了木星极光^[12],2000 年拍摄到了清晰的木星、土星的极光卵图像^[13],都说明了在地球外星球上同样存在着太阳风和行星磁场的相互作用。

另一方面,原子分子物理学重新解释了极光现象,认为引起大气中产生光化学反应和光学辐射的主要来源是太阳风入射初级电子使大气中性组分电离,并产生了二次低能电子进一步激发出氧原子 557.7、630.0/636.4 nm 等特征谱线,根据这种对极光微观层面的理解衍生出了极光辐射特征的理论计算与模拟仿真。该工作始于 19 世纪 50 年代对气体非弹性电子碰撞的研究,此时连续能量损失近似为入射电子能通量模拟的主流方法,求解二次电子通量复杂度较低。1968 年 Walker 等利用极光 λ_{3914} nm 体发射率观测结果反演,采用化学反应准稳态近似求解了几种正离子组分和电子的数密度高度廓线^[14]。Rees 等^[15]利用 Bethe 近似结合电离截面观测和理论值、差分振子强度所模拟的极光二次电子能谱较实际观测值有 2 倍误差。1989 年 Rees^[16]及 2001 年 Puerias 等^[17]较为完整地收纳了前人的理论数据和实验测量数据。之后 Aso 等^[18]提出计算粒子沉降瞬态发生不同特征的极光反演模型,推断大气顶部沉降粒子初始差分能谱信息和产生极光的初始电子能量谱,并通过多视点观测网中单色图像重建三维极光亮度分布。

我国空间研究人员也进行了卓有成效的探测与研究。1998 年提出的极光激发时变模型对时变参数和激发参数进行了估算^[19]。胡红桥等^[20]利用 1997

年和 1998 年南极中山站多通道扫描光度计的地面观测数据和 WIND 卫星在弓激波上游对太阳风参数的观测数据,分析认为以 630.0 nm 为代表的南极中山站午后极光强度和太阳风等离子体参数有着紧密关联。文献[21]利用不同行星际磁场条件对太阳风动态压力增强极光活动的模拟结果与实测结果一致,表明太阳风动态压力增强导致极光亮度增强。文献[22]结合行星际磁场和 OMNI 太阳风数据,对极地紫外成像极光图像中极光亮度积分和平均后,调查得出不同区域极光亮度受行星际磁场的 3 个分量的不同影响,且不仅随太阳风动态压力而增加还与太阳风速度有关。

到目前为止已有大量研究结果表明极光辐射特征强度由入射初始电子能量决定,同时地基观测光谱数据是通过对极光辐射强度采样得到的。本文试图利用我国南北极采集的真实极光光谱图像^[23]直接确定入射初始电子能通量。极光辐射过程十分复杂,自行星际空间进入地球高层大气的初始电子迫使中性成分直接电离产生二次电子,除了热化电子碰撞及其他态级联的影响外,初始/二次电子碰撞、离解复合是获得高能激发态的主要反应,而横向扩散、水平风、辐射跃迁和淬熄等反应使激发态粒子减少。因此仅有极光光谱图像的情况下反推以上过程是一个复杂度很高的工作。本文采取正向推演、叠加逼近的思想,仿真实现了 Rees 极光时变特性模型^[24]的电子碰撞反应并模拟不同初始电子能量辐射极光强度,将和光谱图中氧 557.7、630.0 nm 谱线真实光强比一致的理论光强比对应能量作为最接近真实情况的入射能量,实验结果表明仿真中基于理论光强比推演得到的氧辐射谱线像素预测值较真实值低估 1~1.29 倍。

2 氧辐射特征理论模型

2.1 大气辐射机制

对极光和夜天光亮度测量时通常采用柱辐射率,即单位时间内每光柱在单位立体角内以每单位面积向外辐射的光子个数,以天文单位 Rayleigh 表示。事实上没有对光柱柱长的定性测量方式,因此柱激发率经由对视场内光源单位体积光子数辐射激发率(体辐射率)累积积分得到,如式(1)所示 $\varepsilon(\lambda)$ 、 $\eta(\lambda, l)$ 分别是光柱不同波长 λ 对应的柱辐射率及体辐射率。

$$\varepsilon(\lambda) = \int_0^{\infty} \eta(\lambda, l) dl. \quad (1)$$

本质上极光产生于太阳风携带高能电子等离子体穿透地球大气层和中性大气的相互作用, 可以看作是原子或分子高能级暂时态跃迁到低能级稳态并释放光子. 对任一跃迁反应来说, 在高、低能级确定的情况下, 知道跃迁前高能态粒子数密度即能得到该反应所辐射波长为 λ 谱线的体辐射率:

$$\eta(\lambda) = A_{u \rightarrow l} \cdot n_u, \quad (2)$$

其中 $A_{u \rightarrow l}$ 是跃迁反应概率, n_u 是高能态粒子数密度.

假设极光不受水平风和局部扩散扰动, 的情况下, n_u 随时间变化, 可以表示为式(3). 其中 η_u 是高能级粒子激发率, $n(x_i)$ 是和激发态粒子产生淬熄反应的 N 种大气中性成分中成分 x_i 的粒子数密度, $a(x_i)$ 则是对应的碰撞去活化系数.

$$\frac{\partial n_u}{\partial t} = \eta_u + \left[A_{u \rightarrow l} + \sum_i^N a(x_i) n(x_i) \right] n_u. \quad (3)$$

本文所研究的氧原子辐射特征 557.7、630.0、636.4 nm 谱线, 跃迁前高能态粒子主要受到二次电子激发, 因此如式(4)所示 η_u 是二次电子通量的函数, 因为中性粒子成分数密度 n 随海拔高度而变化, 所以对不同海拔高度 h 有各自服从一定能量分布的差分二次电子通量 $\Phi(E, h)$, 而 σ_{0u} 是和能量相关的跃迁激发截面.

$$\eta_u = n \int_{E_{th}}^{\infty} \Phi(E, h) \sigma_{0u}(E) dE. \quad (4)$$

将一定二次电子能量范围内各海拔高度上的 $\Phi(E_s)$ 代入式(1)~(4) 能够确定不同辐射特征强度, 计算二次电子通量所涉及核心物理量包括: 二次电子生成率 η , 二次电子能量 E_s , 电子制动功率

$$\left. \frac{dE}{ds} \right|_{ele}, \text{ 中性气体制动功率 } \left. \frac{dE}{ds} \right|_{neut}:$$

$$\Phi(E_s) = \int_{E_s}^{\infty} \eta(E) dE \left(\left. \frac{dE}{ds} \right|_{ele} + \left. \frac{dE}{ds} \right|_{neut} \right), \quad (5)$$

$$\eta(E_s) = (1.15f_{N_2}(E_s) + 1.5f_{O_2}(E_s) + 0.56f_O(E_s)) \cdot (1.15n(N_2) + 1.5n(O_2) + 0.56n(O) + 0.43n(He) + 0.8n(H))^{-1} \cdot q,$$

$$q = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{\rho_R}{R \Delta E_{ion}} \frac{n(M)_z}{n(M)_R} \lambda \left(\frac{z}{R} \right) n(E) E dE,$$

$$z = \int_h^{\infty} \rho(h') dh', \quad R = 4.57 \times 10^{-6} E^{1.75}, \quad (6)$$

$$\left. \frac{dE}{ds} \right|_{ele} = \frac{4\pi n_e e^4}{v} \begin{cases} \ln \frac{m^{\frac{3}{2}} v^3}{n_e^{\frac{1}{2}} e^3} - 1.127, kT \ll E \ll \frac{me^4}{2\hbar^2}, \\ \ln \frac{m^{\frac{3}{2}} v^2}{\hbar n_e^{\frac{1}{2}} e} - 0.55, E > \frac{me^4}{2\hbar^2}, \end{cases}$$

$$\left. \frac{dE}{ds} \right|_{neut} = \sum_i n(X_i) \sum_j W(X_{ij}) \sigma_{ij}(E_s). \quad (7)$$

直接电离中 N_2 、 O_2 和 O 是产生二次电子的主要来源, 因此在式(5)中仅考虑这 3 种主要成分对生成率的影响, 其中能量分布形状因子 f 在初始电子能量远大于二次电子能量时近似和初始电子能量无关, 而总电离率 q 则弱相关于初始电子角分布. 考虑具有有限初始能量的入射电子等离子体仅能穿透一定深度的大气, 确定总电离率时需要在最大穿透深度 R 海拔高度内对一定范围初始电子能量进行, 其中 z 是大气深度, ρ 是质量密度, $n(M)$ 是中性成分 M 的总数密度, λ 是能量耗散函数, ΔE_{ion} 是每离子对生成时的能量损耗, $n(E) dE$ 是差分数通量.

另一方面电子制动功率是电子等离子体的质量 m 、电荷量 e 、速度 v 、密度 n_e 的函数, 已知电子等离子体能量即能求得该制动功率. 中性气体制动功率和成分 X_i 在 j 能级的激发势 W_{ij} 、 (i, j) 跃迁激发截面 σ_{ij} 无关, 仅和跃迁反应本身有关.

根据以上理论背景可以看出氧辐射特征模型以中性大气粒子数密度、初始电离成分作为输入, 在给定一系列初始电子能量的情况下, 可以得到不同成分二次电子激发谱以柱辐射率所表示光谱强度的时间变化特性.

2.2 所涉及公式中物理量单位

式(1)~(7)中同一类型物理量均采用相同单位, 统一在表 1 中进行说明.

表 1 本文所涉及公式中物理量的单位

Table 1 Physical units of the given equations in this paper

物理量类型	单位
能量	eV
能量形状因子	eV ⁻¹
通量	cm ⁻² ·s ⁻¹ ·eV ⁻¹
数密度	cm ⁻³
质量密度	g·cm ⁻³
大气深度	g·cm ⁻²
制动功率	eV·cm ⁻¹
截面	cm ²
生成率/激发率	cm ⁻³ ·s ⁻¹
体辐射率	cm ⁻³ ·s ⁻¹
柱辐射率	Rayleigh
跃迁概率	s ⁻¹
去活化系数	cm ³ ·s ⁻¹

3 氧辐射特征模型仿真实现

如前文所说,本文所提出的氧辐射特征模型需要中性大气和初始电离成分剖高图作为输入,通常能够经由实验或理论计算得到.本文所采用剖高图分别来自虚拟电离层/热层/中间层天文台(Virtual Ionosphere, Thermosphere, Mesosphere Observatory)所实现的MISI-E-90大气模型^[25]和IRI-2016电离层模型^[26].

其中MSIS-E-90代表1990年扩展的质谱仪-非相干散射(MSIS),需要输入全球时信息、地理或地磁经纬度、海拔高度、磁性 A_p 指数,并可选输入太阳辐射通量 $F_{10.7}$,根据卫星和几个非相干散射雷达数据给出中性从地面到极光高度的大气温度和密度. IRI系列国际参考电离层目前是ISO官方标准,最新的IRI-2016于2016年提出,其中全球时信息、地理或地磁经纬度和海拔高度是必须输入参数,太阳黑子数12月平均值、电离层IG指数12月平均值和 $F_{10.7}$ 无线电辐射通量每日以及81 d均值是可选参数.

在对氧辐射特征模型进行仿真时,首先假设观测到的极光均为典型沉降事件,那么极光差分数通量将服从以下幂指数分布:

$$n(E)dE = n_0 e^{-E/\alpha} E dE,$$

其中 n_0 是粒子数量,能量 E 以keV为单位,并定义幂指数系数 α 为初始电子特征能量.

接着根据所分析极光光谱图像头文件中所给出的全球时信息,成像所在台站地理/地磁坐标,并假设一定步长的海拔高度作为参数输入MSIS-E-90后,返回 N_2 、 O_2 、 O 、 He 、 H 数密度输出和粒子总质量密度,同时运行IRI-2016得到电子密度和温度、中性和离子温度.

将某中性大气和初始电离成分参数代入式(1)~(7)中,图1为 α 取值为1~5的总电离率曲线,能够看出最大电离率分别在124、112、109、107和105 km海拔高度,且随初始电子能量增大而增大.图2、3分别给出1~100 eV能量、80~1 000 km海拔高度的二次电子规范化生成率各随海拔高度变化、随电子能量变化的曲线,生成率最大沉降高度大于电离率最大沉降高度;同时超过50%的二次电子低于12 eV、超过90%的二次电子低于38 eV,因此直接电离过程中相较高能二次电子更容易产生低能二次电子.

另一方面,二次电子能量形状因子和初始电子

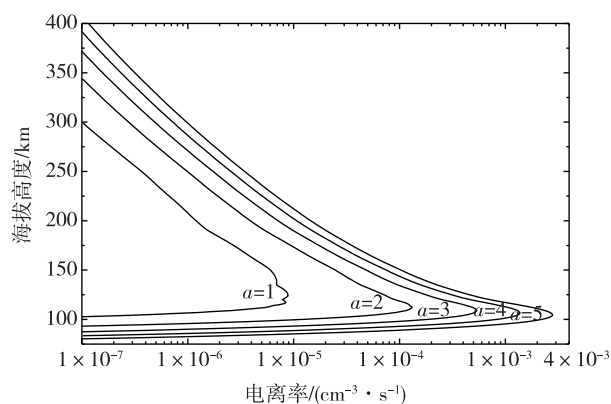


图1 α 取值为1~5的总电离率随海拔高度变化的曲线
Fig. 1 Total ionization rate varies with altitude when α is taken from 1 to 5

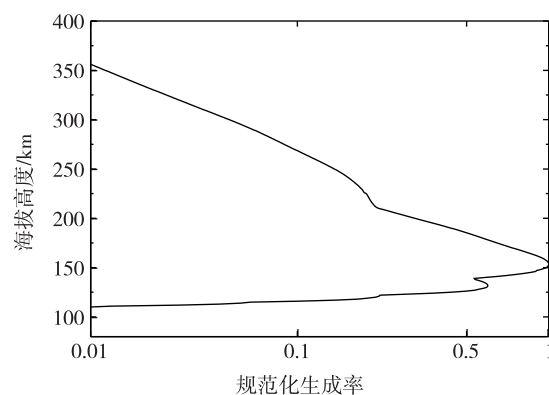


图2 1~100 eV能量的二次电子规范化生成率随海拔高度变化的曲线

Fig. 2 Normalized production rate of secondary electron varies with altitude when electron energy is taken from 1 eV to 100 eV

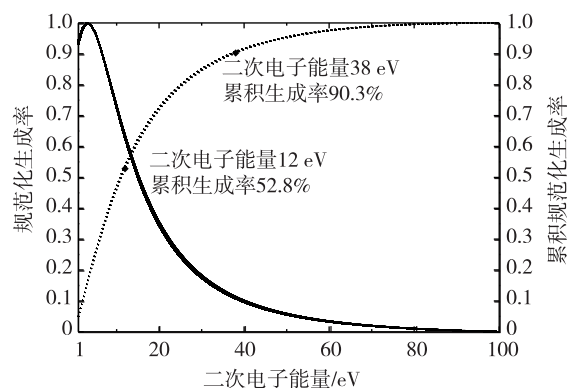


图3 80~1 000 km海拔高度的二次电子规范化生成率随电子能量变化的曲线

Fig. 3 Normalized production rate of secondary electron varies with electron energy when the altitude is taken from 80 km to 1 000 km

能量近似无相关,二次电子生成率受电离率直接控制,因此使得二次电子通量也随初始能量增大而增大.图4显示了 α 取值为2时在115、150、250 km海拔高度的差分通量.二次电子通量最大沉降高度由能量 E_s 决定,50 eV以上的高能二次电子通量最大沉降集中174 km高度处(图5).

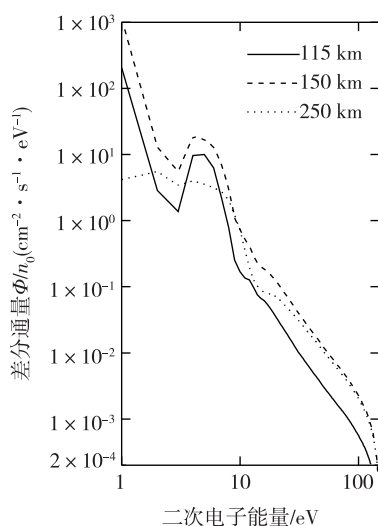


图4 在115、150、250 km海拔高度的差分二次电子通量

Fig. 4 Differential secondary electron flux at 115, 150 and 250 km

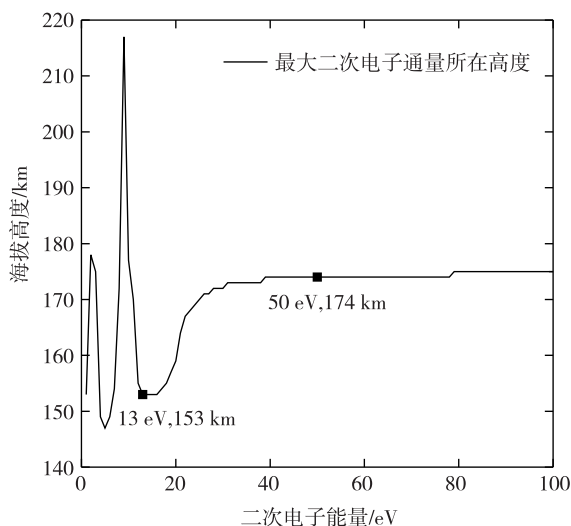


图5 不同二次电子能量最大差分通量所在海拔高度

Fig. 5 The altitudes of the maximum differential flux for various electron energies

$O(^1S)$ 和 $O(^1D)$ 激发态阈值能量分别为4.18和1.96 eV,其生成率计算结果如图6所示,均为海拔高度的函数.本文没有考虑电子和离子密度和电子通量的耦合关系,且其时变特性满足连续性方程,

并只涉及电子碰撞反应,因此在 $O(^1S)$ 和 $O(^1D)$ 均来自于氧原子激发的情况下,尽管它们激发态最大沉降高度应分别在115、200~300 km,但其最大沉降高度仍相差不大.除此之外,初始电子能量增加时,穿透深度增加,最大粒子沉降海拔高度降低.

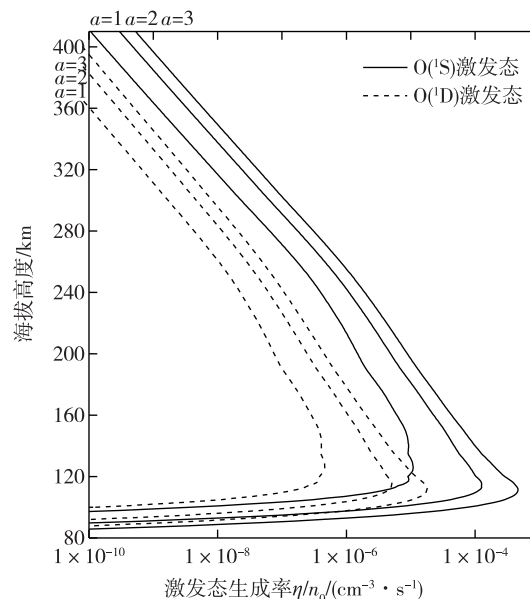


图6 α 取值为1~3时的 $O(^1S)$ 和 $O(^1D)$ 激发态生成率

Fig. 6 Production rates of $O(^1S)$ and $O(^1D)$ excited states when α is taken from 1 to 3

进一步计算 $O(^1S)$ 和 $O(^1D)$ 激发态数密度时,这2种激发态体辐射率可以表示为式(8),其中 $A_{\lambda_{5577}}$ 、 $A_{\lambda_{6300}}$ 分别为 1.26×10^{-3} 、 $5.63 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$,而 $O(^1S)$ 态和 O_2 、 O 淬熄反应去活化系数 $a(O_2)$ 、 $a(O)$ 分别为 1×10^{-13} 、 $2 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $O(^1D)$ 态和 N_2 、 O_2 淬熄反应去活化系数 $a(N_2)$ 、 $a(O_2)$ 分别为 8×10^{-11} 、 $3 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

$$\eta(\lambda_{5577}) = A_{\lambda_{5577}} \int_{-t}^0 \eta(O(^1S)) e^{-[A_{3P \rightarrow 1S} + a(O_2)n(O_2) + a(O)n(O)]t'} dt',$$

$$\eta(\lambda_{6300}) = A_{\lambda_{6300}} \int_{-t}^0 \eta(O(^1D)) e^{-[A_{3P \rightarrow 1D} + a(N_2)n(N_2) + a(O_2)n(O_2)]t'} dt'.$$

(8)

根据式(1)柱激发率积分范围为全部视场,则意味着对所有海拔高度上谱线体辐射率积分,从而可以得到这557.7、630.0 nm谱线随时间变化的理论光强.图7是指定 α 值为2时这2条谱线理论强度和其光强比随时间变化的曲线,显然辐射产生后一段时间均收敛于各自的极限值,收敛时间分别为10、110 s,和 $O(^1S)$ 和 $O(^1D)$ 激发态存活周期相对应.若粒子总数 n_0 大小为 3×10^8 时,557.7、630.0 nm谱线

理论最大强度将分别达到 6、0.9 kR,同时理论光强比首先增加,并在数秒后下降到极限值 6.4.而图 8 是部分幂指数系数 α 对应的理论光强 $I(\lambda_{557.7})$ 和 $I(\lambda_{630.0})$ 之间的比值,可以看出该比值随 α 值增加而增加,且更快趋于稳定.

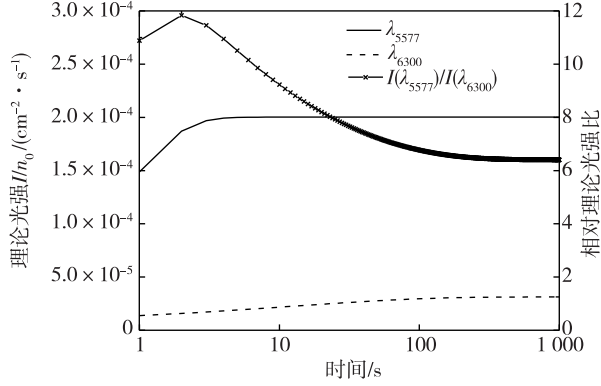


图 7 α 取值为 2 时的 557.7、630.0 nm 谱线理论强度和光强比 $I(\lambda_{557.7})/I(\lambda_{630.0})$

Fig. 7 Theoretical intensities of spectral lines at 557.7 and 630.0 nm, and their relative ratio when α is taken as 2

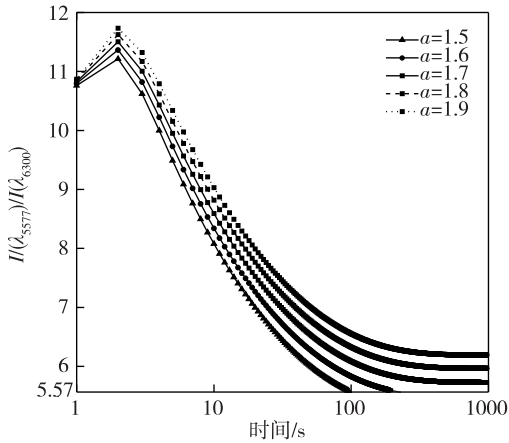


图 8 部分 α 取值下的理论光强比 $I(\lambda_{557.7})/I(\lambda_{630.0})$ 随时间的变化曲线

Fig. 8 Theoretical relative intensity ratio varies with time for various α

因此实际模型仿真中取 557.7、630.0 nm 谱线体辐射率为时间 t 趋近于无限大时的极限值(可看作该激发态含量趋于稳定),对应谱线光强简化为式(9):

$$\frac{[I(\lambda_{557.7})]_{\text{theo}}}{[I(\lambda_{630.0})]_{\text{theo}}} = \frac{\int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \frac{A_{\lambda_{557.7}} \eta(\text{O}^1\text{S}))}{A_{3\text{P} \rightarrow 1\text{S}} + a(\text{O}_2)n(\text{O}_2) + a(\text{O})n(\text{O})} dh}{\int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \frac{A_{\lambda_{630.0}} \eta(\text{O}^1\text{D}))}{A_{3\text{P} \rightarrow 1\text{D}} + a(\text{N}_2)n(\text{N}_2) + a(\text{O}_2)n(\text{O}_2)} dh} \quad (9)$$

$$\frac{[I(\lambda_{557.7})]_{\text{theo}}}{[I(\lambda_{630.0})]_{\text{theo}}} = \frac{\int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \frac{A_{\lambda_{557.7}} \Phi(\alpha, E_s, h) \sigma_{3\text{P} \rightarrow 1\text{S}}}{A_{3\text{P} \rightarrow 1\text{S}} + a(\text{O}_2)n(\text{O}_2) + a(\text{O})n(\text{O})} dE_s dh}{\int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \frac{A_{\lambda_{630.0}} \Phi(\alpha, E_s, h) \sigma_{3\text{P} \rightarrow 1\text{D}}}{A_{3\text{P} \rightarrow 1\text{D}} + a(\text{N}_2)n(\text{N}_2) + a(\text{O}_2)n(\text{O}_2)} dE_s dh} \quad (10)$$

除此之外各谱线光强和入射电子初始能量分布相关,随粒子总数 n_0 、能量分布幂指数系数 α 变化,但理论光强比和 n_0 无关,可表示为

$$\frac{[I(\lambda_{557.7})]_{\text{theo}}}{[I(\lambda_{630.0})]_{\text{theo}}} = \frac{\int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \int_{4.18}^{\infty} \frac{A_{\lambda_{557.7}} \Phi(\alpha, E_s, h) \sigma_{3\text{P} \rightarrow 1\text{S}}}{A_{3\text{P} \rightarrow 1\text{S}} + a(\text{O}_2)n(\text{O}_2) + a(\text{O})n(\text{O})} dE_s dh}{\int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \int_{1.96}^{\infty} \frac{A_{\lambda_{630.0}} \Phi(\alpha, E_s, h) \sigma_{3\text{P} \rightarrow 1\text{D}}}{A_{3\text{P} \rightarrow 1\text{D}} + a(\text{N}_2)n(\text{N}_2) + a(\text{O}_2)n(\text{O}_2)} dE_s dh} \quad (10)$$

4 入射初始电子能量推演及分析

4.1 光谱图像预处理及筛选

极光光谱图像上除了有效谱信息外存在一定暗电流、噪声和大气背景信息,过多不必要的干扰信息会破坏感兴趣辐射特征与物理本质相关的图像模式,因此在对图像分析前需要筛选出具有有效辐射谱线图像模式的光谱图像。

通常认为入射光色散为窄带谱时,每条谱线在图像上应占据单个像素位置,同时光学系统成像光谱像素位置和落在该位置上光线的波长呈线性关系,经由简单的汞灯标定就能确定光谱图像的波长分辨率和成像波长范围,且波长分辨率仅受到狭缝及棱栅影响,因此已知特征谱线波长即能确定其谱像素位置.然而根据辐射原理,原子特征谱线存在的谱线展宽和频移现象使得窄带谱拓展为宽带谱并占据多个像素位置,若以拓宽范围内的归一化谱线强度作为谱线线宽函数,则原子辐射线宽函数如式(11)近似服从洛伦兹分布:

$$f(m) = \frac{I_m}{I_{\max}} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta m}{(m - m_0)^2 + (\Delta m/2)^2}, \quad (11)$$

其中最大强度 $I_{\max}$ 的谱像素位置为 m_0 , Δm 则是谱线扩展范围的像素间隔。

本文所研究的 557.7、630.0、636.4 nm 谱线均来自于氧原子激发,应具有洛伦兹线型图像模式,我们认为当干扰信息过多时会破坏这种图像模式,通过判断图像中这 3 条谱线是否服从洛伦兹分布可以对光谱图像进行筛选.例如图 9 为一张极光光谱图像,图 10 中显示 557.7、630.0、636.4 nm 谱像素位置附近图像信息,通过图 11 可以看出 557.7、630.0、

636.4 nm 谱线最大强度分别落在 502、700、717 谱像素位置,并分别具有 2、3、4 像素的扩展线宽,各谱线线宽函数具有洛伦兹线型,和物理反应过程相匹配,因此可以用来进行后续分析.

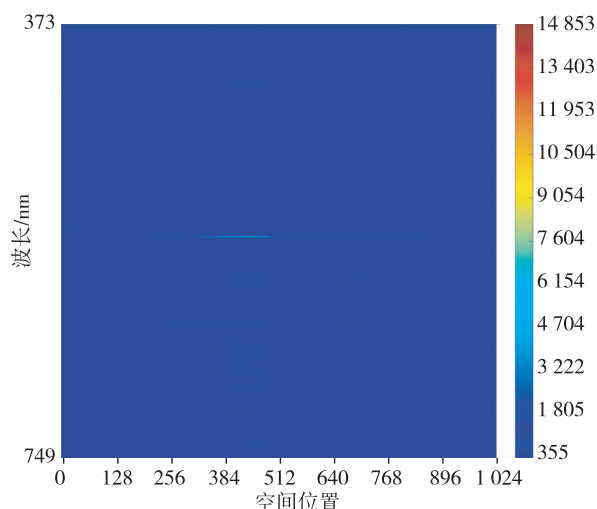


图9 2014年7月21日21时6分在南极中山站上所采集的极光光谱图像

Fig. 9 Aurora spectral image captured at the Antarctic Zhongshan Station on July 21, 2014 at 21:06:00

4.2 像素值-真实光强比转换

根据 CCD 成像原理,波长 λ 的谱线像素值 p 和其柱激发率 I_λ 存在以下关系:

$$p = \frac{10^{10} I_\lambda}{16f^2} A t \cdot T_\lambda \cdot E_{Q,\lambda}, \quad (12)$$

其中 A 是 CCD 成像区域面积, t 是曝光积分时间, f 是 CCD 相机焦距, T_λ 是由实验测定的光学系统总透射率, $E_{Q,\lambda}$ 是 CCD 相机量子效率. 能够看出除了 T 和 E_Q 外所有参数均和波长无关,因此 2 条不同辐射

特征谱线像素和光强之间相关联系能够简化为

$$\frac{p_{\lambda_1}}{p_{\lambda_2}} = \frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} \cdot \frac{T_{\lambda_1}}{T_{\lambda_2}} \cdot \frac{E_{Q,\lambda_1}}{E_{Q,\lambda_2}}. \quad (13)$$

具体到我国北极黄河站、南极中山站极地科考站,用于对极光成像的分光光谱仪由鱼镜头、0.07 mm 狭缝、中继镜头、棱栅、定焦镜头、EMCCD 成像镜头构成,其中鱼镜头扩大视场角,狭缝控制进入光学系统的光通量,棱栅使入射复色光色散为波长不同的光线,经由定焦镜头后落在 EMCCD 成像传感器表面不同位置,传感器将一定曝光时间内落在表面的光子信号转化为电信号,进一步存储为极光光谱图像.

EMCCD 成像镜头为 Andor DU8201_BV, 采用 CCD201-20 探测器,其量子效应曲线如图 12 所示, 557.7、630.0、636.4 nm 谱线对应量子效率为别为 97%、95.6%、95.1%,且根据 Andor 官方说明^[27],绝大多数照相机视窗对这 3 条谱线都具有相近的透射率.

在上一小节中已经分析过图 9 中谱线特征有洛伦兹图像模式,是存在有效潜在物理信息的光谱图像,用该图像推演入射初始电子能量前应先提取感兴趣特征的像素值信息,因为本文所研究氧原子辐射存在谱线展宽和频移,所以在实际操作中取展宽后谱线所有空间像素位置的平均值作为其有效谱像素值 p_λ .

原始光谱图像中包含了大量冗余信息,直接采用 2 条谱线的谱像素值 p_λ 之比作为实际光强比并不十分合适,因此本文假设光学系统对氧辐射谱线透率相同,并以 p_λ 和图像中最小像素值之差作为 p 值代入式(12),一定程度上是为了去除背景信息.通

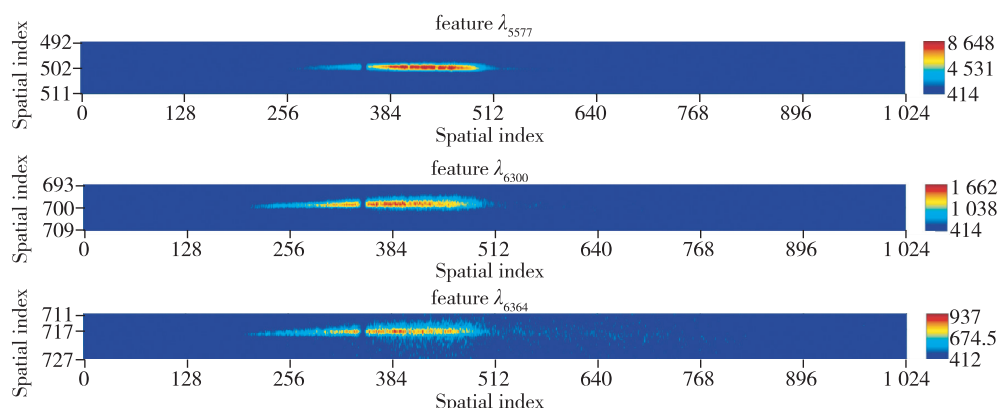


图10 氧 557.7、630.0、636.4 nm 谱像素位置附近图像信息

Fig. 10 Image information around pixel locations of oxygen spectral lines at 557.7, 630.0 and 636.4 nm, respectively

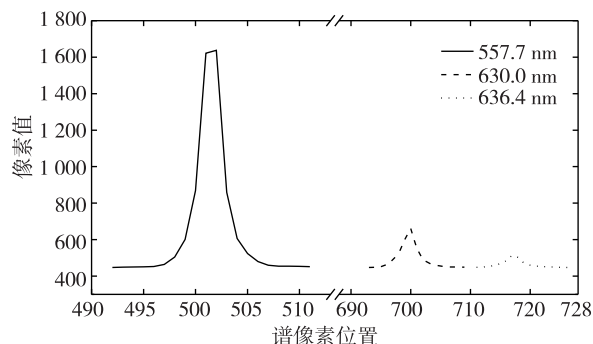


图 11 各谱线均衡化线宽曲线
Fig. 11 Normalized line shapes for the above mentioned oxygen spectral lines

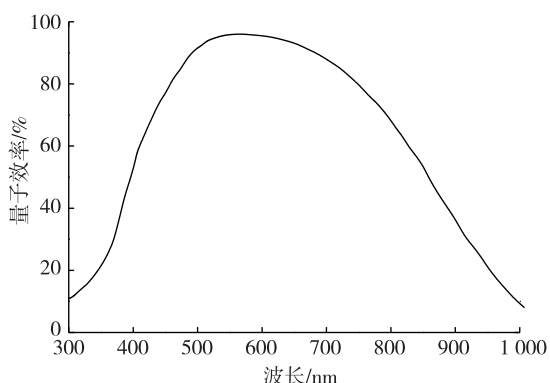


图 12 CCD201-20 探测器的典型量子效应曲线
Fig. 12 Typical QE curve of CCD201-20 detector

常认为极光出现中心位置辐射强度最大,因此代入结果中最大值作为实际光强比进行后续分析。

图 13 即为图 9 转换所得 557.7、630.0、636.4 nm 3 条谱线相互之间的光强比,能够看出光强比曲线频繁波动,这是因为极光的流体特性使光谱图像谱线像素值在相邻空间位置上相差很大,形成快速震荡的变化趋势,也使得实际光强比难以用数学公式线性表示,通过图像直接反演初始电子能量复杂度极高。

4.3 确定初始电子能量

因为极光辐射除了电子碰撞外还包含离解复合、热化反应等过程,由图像直接反演其入射初始电子能量极度复杂,所以本文采用正演逼近的思想,通过模拟不同初始电子能量下 557.7、630.0 nm 谱线的理论光强比,以理论光强比最逼近图像实际情况对应的能量作为最接近成像采样时入射初始电子能量的估计值。

例如对图 9 所示光谱图像, $I(\lambda_{557.7})/I(\lambda_{630.0})$ 实

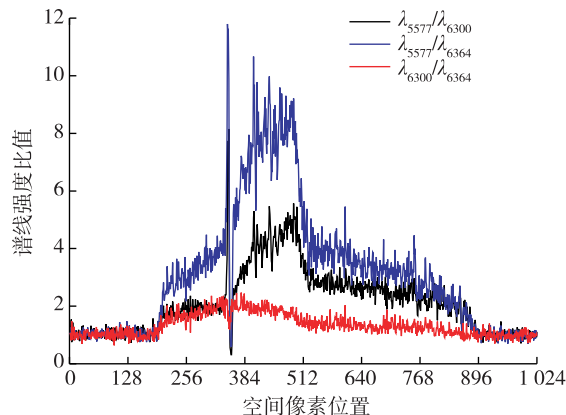


图 13 图 9 转换所得 557.7、630.0、636.4 nm
3 条谱线相互之间的光强比

Fig. 13 Relative intensity ratios between spectral lines at 557.7, 630.0 and 636.4 nm calculated from Fig.9

际光强比取作 5.57,全球时信息为 2014 年 7 月 21 日 21 时 6 分,地理经纬度即南极中山站坐标:69°22'24"N、76°22'40"E,海拔高度 80~1 000 km,高度步长 1 km.图 1—8 均由采用该光谱图像对应中性大气和初始电离成分输入氧辐射特征模型仿真得到,理论光强比随幂指数系数 α 增加而增加,因此从图 8 可以看出光强比 5.57 对应 α 值应在 1.6 附近;同时图 14 反映理论光强比和 α 值满足近线性关系。

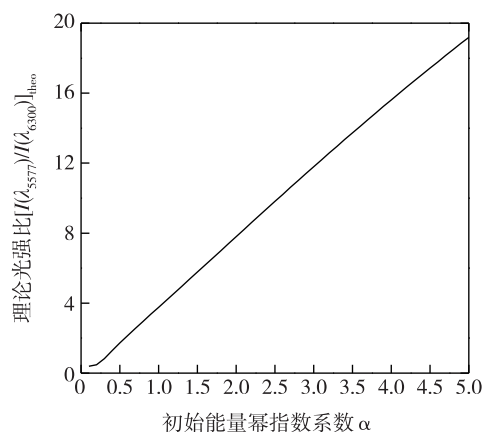


图 14 氧辐射特征模型所得理论光强比 $[I(\lambda_{557.7})/I(\lambda_{630.0})]_{\text{theo}}$ 和幂指数系数 α 的变化曲线

Fig. 14 Theoretical intensity ratio varies with exponential coefficient α calculated by using oxygen radiation deduction model

为了确定初始电子能量最优估计值,使 α 以步长 0.001 从 1.5~1.7 取值, $[I(\lambda_{557.7})/I(\lambda_{630.0})]_{\text{theo}} = 0.028 1\alpha^2 + 3.971 9\alpha - 0.428 5$ 线性逼近时误差小于 8.3×10^{-8} ,即能很简单得到图 9 对应 α 值为 1.493 2。

因此图9成像时初始电子特征能量为1.493 2 keV,能量分布为 $n(E)dE=n_0 E e^{-E/1.493\ 2} dE$,规范化平均入射能量约为3 keV.

事实上在已经取定557.7和630.0 nm实际光强比的时候就能通过557.7 nm谱线像素值对630.0、636.4 nm谱线的像素值预测,即波长 λ_x 辐射谱线预测像素值为

$$\bar{p}_{\lambda_x} = p_0 + (p_{\lambda_{557.7}} - p_0) \cdot \left[\frac{I(\lambda_x)}{I(\lambda_{557.7})} \right]_{\text{theo}} \cdot \frac{E_{Q,\lambda_x}}{E_{Q,\lambda_{557.7}}},$$

其中 $p_{\lambda_{557.7}}$ 是557.7 nm谱线在某一空间位置上的像素值, p_0 是整张图像中最小像素值.

图15对比了630.0、636.4 nm谱线的真实和预测像素值,预测像素值低估了1~1.29倍,但因为均采用557.7 nm真实谱线进行预测,2条谱线的预测值变化趋势相同.

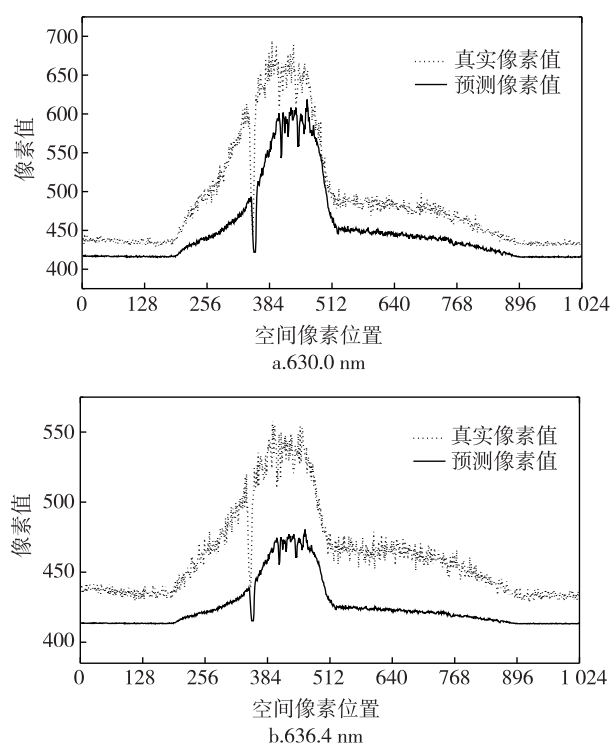


图15 辐射谱线真实和预测像素值

Fig. 15 The true and predicted pixel values of radiation line

5 结束语

本文仿真实现了极光辐射过程中的电子碰撞反应,并详细叙述了氧辐射特征仿真模型,以在我国极地科考站上采集得到的极光光谱图像确定真实入射初始电子能量,模型预测所得630.0/636.4 nm双线像素值较真实像素值低估了1~1.29倍.

在下一步工作中我们首先会仿真除了氧原子谱线外的辐射线,同时为了提高预测的精确性,考虑在模型实现中加入离解复合、热化反应等影响;另一方面,激发态生成率受到中性、离子化成分影响随时间变化,将考虑加入粒子成分空域时变特性模拟.

参考文献

References

- [1] Ångström A J. Recherches sur le spectre solaire[M]. Upsal: W Schultz, 1868
- [2] Ångström A J. Spectrum des nordlichts[J]. Annalen der Physik, 1869, 213(5): 161-163
- [3] Pickering E C. Photographic spectrum of the aurora[J]. Astronomische Nachrichten, 1898, 146(11): 175-176
- [4] Vegard L. Spectrographic observations of infrared lines in the auroral spectrum[J]. Nature, 1932, 130(3270): 26
- [5] Vegard L. Spektralaufnahmen von ultraroten Linien im Nordlichtspektrum[J]. Naturwissenschaften, 1932, 20(15): 268-269
- [6] Chamberlain J W. Physics of the aurora and airglow[M]. New York: Academic Press, 1961: 44
- [7] Akasofu S I, Chapman S. Large-scale auroral motions and polar magnetic disturbances-III: The aurora and magnetic storm of 11 February 1958[J]. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1962, 24(9): 785-796
- [8] Akasofu S I. The development of the auroral substorm[J]. Planetary and Space Science, 1964, 12(4): 273-282
- [9] Craven J D, Frank L A, Kamide Y, et al. Distribution of aurora and ionospheric currents observed simultaneously on a global scale[C] // American Geophysical Union Chapman Conference, 1984: 137-146
- [10] Anger C D, Fancott T, McNally J, et al. ISIS-II scanning auroral photometer[J]. Applied Optics, 1973, 12(8): 1753-1766
- [11] Clarke J, Caldwell J, Skinner T, et al. The aurora and airglow of Jupiter[J]. NASA Special Publication, 1989, 494: 211-220
- [12] Dols V, Gérard J C, Paresce F, et al. Ultraviolet imaging of the Jovian aurora with the Hubble Space Telescope[J]. Geophysical Research Letters, 1992, 19(18): 1803-1806
- [13] Bhardwaj A, Gladstone G. Auroral emissions of the giant planets[J]. Reviews of Geophysics, 2000, 38(3): 295-353
- [14] Walker J C G, Rees M H. Ionospheric electron densities and temperatures in aurora[J]. Planetary and Space Science, 1968, 16(4): 459-475
- [15] Rees M H, Stewart A I, Walker J C G. Secondary electrons in aurora[J]. Planetary and Space Science, 1969, 17(12): 1997-2008
- [16] Rees M H. Physics and chemistry of the upper atmosphere[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1989
- [17] López-Puertas M, Taylor F. Non-LTE radiative transfer in the atmosphere[J]. Atmospheric Environment, 2001, 15(12): 2598

- [18] Aso T, Gustavsson B, Tanabe K, et al. A proposed Bayesian model on the generalized tomographic inversion of aurora using multi-instrument data [C] // Proceedings of 33rd Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods, 2008
- [19] 常鸿森. 利用时域递归辅助变量法计算极光激发参数 [J]. 光谱学与光谱分析, 1998, 18(4): 394-398
CHANG Hongsen. The evaluation of parameters pertinent to the excitation in aurora with a time-domain recursive instrumental-variables algorithm [J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 1998, 18(4): 394-398
- [20] 胡红桥, 刘瑞源, 杨惠根, 等. 南极中山站午后极光强度与太阳风参数的关系 [J]. 极地研究, 2001, 13(3): 151-158
HU Hongqiao, LIU Ruiyuan, YANG Huigen, et al. Dependence of the postnoon aurora intensity upon the solar wind parameters [J]. Chinese Journal of Polar Research, 2001, 13(3): 151-158
- [21] Peng Z, Wang C, Hu Y, et al. Simulations of observed auroral brightening caused by solar wind dynamic pressure enhancements under different interplanetary magnetic field conditions [J]. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2011, 116 (A6), DOI: 10.1029/2010JA016318
- [22] Yang Y F, Lu J Y, Wang J S, et al. Influence of interplanetary magnetic field and solar wind on auroral brightness in different regions [J]. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2013, 118(1): 209-217
- [23] Kong W Q, Wu J J, Hu Z J, et al. Lossless compression for aurora spectral images with fast online bi-dimensional decorrelation method [J]. Information Sciences, 2017, 381: 33-45
- [24] Rees M H, Jones R A. Time dependent studies of the aurora-II: Spectroscopic morphology [J]. Planetary and Space Science, 1973, 21(7): 1213-1235
- [25] Virtual Ionosphere, Thermosphere, Mesosphere Observatory (VITMO). MSIS-E-90 atmosphere model [EB/OL]. [2017-11-10]. https://cohoweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html
- [26] Virtual Ionosphere, Thermosphere, Mesosphere Observatory (VITMO). International reference ionosphere-IRI-2016 [EB/OL]. [2017-11-10]. https://cohoweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/iri2016_vitmo.html
- [27] Andor Technology. Camera windows supplementary specifications sheet [EB/OL]. [2017-11-10]. http://www.andor.com/pdfs/specifications/Andor_Camera_Windows_Supplementary_Specifications.pdf

Simulation to deduce oxygen radiation characteristics based on aurora spectral images

KONG Wanqiu¹ WU Jiaji¹ HU Zejun² Gwanggil Jeon¹

¹ School of Electronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071

² SOA Key Laboratory for Polar Science, Polar Research Institute of China, Shanghai 200136

Abstract The significant radiation features acquired by aurora spectrometer include spectral lines at 557.7, 630.0 and 636.4 nm emitted from oxygen atoms. And these lines are deeply influenced by energy and flux of high energy electrons which penetrate into ionosphere, by the particle density of middle and upper atmosphere, and so on. This paper presents a model to deduce oxygen radiation characteristics based on physical principles of electron impact reactions which cause aurora. By utilizing spectral information at 557.7 and 630.0 nm of aurora spectral image, this model estimates incident electron energy and flux which are closest to those under the practical imaging environment. Experimental results show that for oxygen radiation lines, the predicted values calculated by the presented model overestimate the true values by 1–1.29 times.

Key words aurora; spectral image; particle precipitation; ionospheric characteristics; electron energy and flux