

# 氩等离子体真空紫外光辐射属性的计算

王飞<sup>1,2</sup>, 李桓<sup>1</sup>, Cressault Yann<sup>2</sup>, Teulet Philippe<sup>2</sup>

<sup>1</sup>天津大学天津市现代连接技术重点实验室, 天津 300072;

<sup>2</sup>LAPLACE 实验室, Université de Toulouse, UPS, INPT, 118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse Cedex 9, 法国

**摘要** 基于局部热力学平衡和等温球体假设, 考察了氩等离子体的连续谱辐射(复合辐射和韧致辐射)和线谱辐射, 计算了不同球体半径  $R_p$  条件下氩等离子体在 0.1 MPa, 5000~25000 K 条件下的全谱、真空紫外光谱和非真空紫外光谱的净辐射系数; 着重分析了真空紫外光在全谱中的占比以及各种辐射机制对真空紫外光的作用。结果表明: 当  $R_p=0$  mm 时(不考虑自吸收), 真空紫外光在全谱中的占比大于 94.8%, 线谱是其主要的辐射机制; 当  $R_p$  增大至 1 mm 时, 真空紫外光强烈的自吸收使其占比有所减小, 但在高于 17000 K 时仍然大于 80%, 同时连续谱在真空紫外光中的作用变得重要; 所得计算结果与其他研究者的计算结果和实验结果均吻合良好。

**关键词** 物理光学; 净辐射系数; 等离子体光谱; 真空紫外光; 辐射; 氩

中图分类号 O433.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0326001

## Calculation on Radiative Properties of Argon Plasmas in Vacuum Ultraviolet

Wang Fei<sup>1,2</sup>, Li Huan<sup>1</sup>, Cressault Yann<sup>2</sup>, Teulet Philippe<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Tianjin Key Laboratory of Advanced Joining Technology, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

<sup>2</sup>Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE), Université de Toulouse, UPS, INPT, 118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse Cedex 9, France

**Abstract** On the basis of the assumption of local thermodynamic equilibrium and isothermal spheres, the continuum emission (recombination radiation and bremsstrahlung) and line emission of argon plasmas are investigated. Net emission coefficients are calculated for the argon plasmas in the wavelength ranges of the entire, vacuum ultraviolet and non-vacuum ultraviolet spectra at 0.1 MPa and the temperature range from 5000 K to 25000 K with different sphere radii of  $R_p$ . Special attention is paid to analyze the contribution of the vacuum ultraviolet to the entire emission and the influence of various radiative mechanisms on vacuum ultraviolet. The results show that for  $R_p=0$  mm (without self-absorption), the contribution of the vacuum ultraviolet is greater than 94.8%, with the line emission dominant in the radiation. For  $R_p=1$  mm, the contribution decreases due to the strong absorption of the vacuum ultraviolet, accompanied by the improved influence of atomic continuum. Nevertheless, the contribution is still greater than 80% at temperature above 17000 K. Our calculation results are proved to be correct by comparing with the previous calculated and experimental results.

**Key words** physical optics; net emission coefficient; plasma spectroscopy; vacuum ultraviolet; radiation; argon

**OCIS codes** 260.7210; 300.6210; 300.2140

## 1 引 言

氩等离子体具有极高的温度(5000~30000 K)

和能量密度( $10^5 \sim 10^6$  W/cm<sup>2</sup>), 广泛应用于电弧焊、等离子喷涂、等离子体冶炼、纳米颗粒制备等领域<sup>[1-2]</sup>。在高温下, 氩等离子体会产生强烈的辐射。

收稿日期: 2017-10-10; 收到修改稿日期: 2017-10-25

基金项目: 国家自然科学基金(51175374, 51475325, 51675375)、国家 863 计划(2014BAF12B05)

作者简介: 王飞(1986—), 男, 博士研究生, 主要从事等离子体辐射属性计算、焊接电弧模拟等方面的研究。

E-mail: wangfei2012@tju.edu.cn

导师简介: 李桓(1955—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事焊接电弧物理与高效焊接方面的研究。

E-mail: lihuan@tju.edu.cn(通信联系人)

以钨极氩弧焊为例,氩等离子体在 150 A 电流下释放的辐射能高达 337 W, 占总输入能量(1560 W)的 21.6%<sup>[3]</sup>。作为重要的能量损失项,辐射不仅影响等离子体温度,还影响等离子体内部的传热、传质、传电状况<sup>[4-5]</sup>,因此,有必要对等离子体辐射属性(不同温度下的辐射能)进行研究。

氩等离子体可以产生 10~4500 nm 的全谱辐射<sup>[6]</sup>,其中真空紫外光(10~200 nm)是一个特殊的波段。真空紫外光会被空气中的氧、氮和水蒸气强烈吸收,故而难以被实验设备检测到<sup>[7]</sup>,但是该部分辐射从等离子体中释放,势必会对等离子体造成一定影响。实验的限制使得不得不通过另一种途径——计算来获得真空紫外光的辐射属性。近年来,等离子体辐射理论不断完善,一些学者根据等离子体辐射机制计算了一些常见等离子体的辐射属性,如氩<sup>[8-9]</sup>、氮<sup>[1]</sup>、氩-铁<sup>[8]</sup>、二氧化碳-氮<sup>[10]</sup>等,并获得了满意的结果;但上述计算仅是针对全谱辐射,而非某波段(如真空紫外光)的辐射。目前,氩等离子体真空紫外光辐射属性的计算还未见报道。

净辐射系数最早由 Lowke<sup>[5]</sup>在 1974 年提出,它表示一个均质、等温球体释放的单位体积、单位立体角的辐射能。由于既考虑了辐射又考虑了自吸收效应,净辐射系数已成为表征等离子体辐射属性最有效的方法之一。本文考察了氩等离子体连续谱、线谱等辐射机制,计算了真空紫外光的辐射属性净辐射系数,着重分析了真空紫外光在全谱中的贡献以及不同辐射机制对真空紫外光的影响。

## 2 等离子体平衡成分

等离子体辐射十分依赖于等离子体的成分(各粒子的数密度),因此在计算辐射属性之前首先要确定等离子体的成分。随着温度升高,氩等离子体会不断电离: $\text{Ar} \rightleftharpoons \text{Ar}^+ + \text{e}^-$ ,  $\text{Ar}^+ \rightleftharpoons \text{Ar}^{2+} + \text{e}^-$ ,  $\text{Ar}^{2+} = \text{Ar}^{3+} + \text{e}^-$ ,…。对于大多数氩弧而言,操作环境为常压,电弧最高温度不超过 25000 K。在此条件下,  $\text{Ar}^{3+}$  及带有更多电荷的离子数量很少<sup>[1]</sup>,因此本研究只考虑  $\text{Ar}$ 、 $\text{Ar}^+$ 、 $\text{Ar}^{2+}$  和  $\text{e}^-$  这 4 种粒子,计算的温度范围为 5000~25000 K,压强为 0.1 MPa。

假定等离子体处于局部热力学平衡状态(LTE),等离子体成分可以通过联立求解电中性方程、气体状态方程以及化学反应方程得到。对于焊接电弧、切割电弧和冶炼电弧等,LTE 基本是可以满足的<sup>[1,11]</sup>。

电中性方程为

$$\sum_{i=1}^N n_i C_{i,\text{charge}} = 0, \quad (1)$$

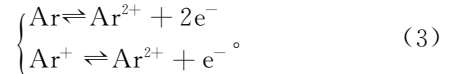
式中  $n_i$  为粒子  $i$  的数密度(单位为  $\text{m}^{-3}$ );  $N$  为自然数; $C_{i,\text{charge}}$  为粒子  $i$  的带电个数,例如  $C_{\text{Ar}^{2+},\text{charge}} = 2$ 。

气体状态方程<sup>[1]</sup>为

$$\sum_{i=1}^N n_i = \frac{p}{k_B T}, \quad (2)$$

式中  $p$  为压强,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为温度。

在 LTE 下,等离子体内存在化学反应平衡。对于氩等离子体,其反应有:



上述反应符合质量作用定律<sup>[12]</sup>:

$$\prod_{i=1}^M n_i^{\nu_i} = \prod_{i=1}^M Q_i^{\nu_i}, \quad (4)$$

式中  $Q_i$  为粒子  $i$  单位体积的配分函数,  $M$  为粒子种类数,  $\nu_i$  为粒子  $i$  的反应系数。

将(4)式代入(3)式,可得化学反应方程:

$$n_{\text{Ar}} = Q_{\text{Ar}} \frac{n_{\text{Ar}^{2+}}^1 n_{\text{e}^-}^2}{Q_{\text{Ar}^{2+}}^1 Q_{\text{e}^-}^2}, \quad (5)$$

$$n_{\text{Ar}^+} = Q_{\text{Ar}^+} \frac{n_{\text{Ar}^{2+}}^1 n_{\text{e}^-}^1}{Q_{\text{Ar}^{2+}}^1 Q_{\text{e}^-}^1}. \quad (6)$$

图 1 所示为计算得到的氩等离子体在常压、5000~25000 K 范围内的平衡成分。由图 1 可知:随着温度上升,Ar 原子数密度不断减小,并不断电离出  $\text{Ar}^+$ ;当温度为 14500 K 时,Ar 原子和  $\text{Ar}^+$  的数密度基本相等;当温度大于 15000 K 后,  $\text{Ar}^{2+}$  开始出现,  $\text{Ar}^+$  数量有所减少,但电子数密度  $n_{\text{e}^-}$  基本不变。

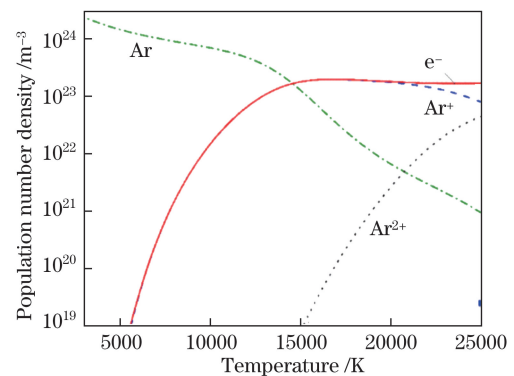


图 1 氩等离子体在常压、5000~25000 K 范围内的平衡成分  
Fig. 1 Equilibrium composition for argon plasma under atmospheric pressure with temperature from 5000 K to 25000 K

## 3 净辐射系数计算

### 3.1 净辐射系数

等离子体辐射属性可以用很多方法来表征,如

PN 近似法、局部特征法、 $k$  分布法、离散坐标法等<sup>[4]</sup>,但目前使用最广泛的方法是净辐射系数法。假设等离子体为一个半径为  $R_p$  的均质、等温球体,净辐射系数指从球心处释放的能量与被该球体吸收的能量的差值。净辐射系数  $\epsilon_n$ <sup>[5]</sup> 可以表示为

$$\epsilon_n(T, R_p) = \int_0^\infty B_\lambda(T) \cdot K'_\lambda(T) \cdot \exp[-K'_\lambda(T) \cdot R_p] d\lambda, \quad (7)$$

式中  $\lambda$  为波长,  $B_\lambda(T)$  为 Planck 函数,  $K'_\lambda(T)$  为光谱吸收系数。根据 Kirchhoff 定律<sup>[1]</sup>,  $K'_\lambda(T) = \epsilon_\lambda(T)/B_\lambda(T)$ , 其中  $\epsilon_\lambda(T)$  为光谱辐射系数。

净辐射系数的优点是既能简单、准确地表征等离子体的辐射属性,又考虑了等离子体的自吸收效应。对于氩等离子体,强烈的自吸收效应发生在  $R_p = 1$  mm 的范围内<sup>[4]</sup>。当电弧等离子体尺寸较大(大于强吸收范围)且温度梯度较小时,该系数可以很好地表征电弧等离子体的局部辐射性质,在电弧数值模拟中辐射源项  $\nabla \cdot \mathbf{q}_{\text{rad}} = 4\pi\epsilon_n$ <sup>[11]</sup>。

需要说明的是,(7)式计算的是全谱的净辐射系数,其波长范围为  $(0, \infty)$ 。对某波段进行积分,可以得到该波段的净辐射系数。对于氩等离子体,10 mm 以下以及 4500 nm 以上的辐射极小<sup>[6]</sup>,因此 10~4500 nm 的积分可以认为是全谱的净辐射系数,而 10~200 nm 的积分是真空紫外光谱的净辐射系数。

### 3.2 辐射机制

为了计算净辐射系数,要求出不同波长的光谱辐射系数  $\epsilon_\lambda(T)$ 。这里考察氩等离子体连续谱(复合辐射和韧致辐射)和线谱辐射机制。

#### 3.2.1 连续谱辐射

##### 3.2.1.1 复合辐射

复合辐射过程中自由电子被离子俘获后形成新的处于激发态的离子或原子,复合过程产生的能量以光子形式释放。其过程<sup>[1]</sup>为



式中  $A_{i,p}^z$  为带有  $z$  个正电荷的母体离子,  $A_{i,p}^{z-1}$  为复合后带有  $z-1$  个电荷的粒子,  $h$  为普朗克常量,  $\nu$  为光的频率。

复合辐射的谱线特征为连续谱,其光谱辐射系数  $\epsilon_\lambda^{\text{rec}}$ <sup>[8]</sup> 为

$$\epsilon_\lambda^{\text{rec}}(T) = C_1 \cdot \left(\frac{c}{\lambda^2}\right) \cdot \frac{n_e(T)n_{z+}(T)}{Q_{z+}(T)} \cdot \frac{Z_{z+}^2}{\sqrt{T}} \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)\right] \cdot g_{i^+}^{z+} \cdot \xi_\lambda^{(z-1)+}(T), \quad (9)$$

式中  $C_1$  为常数 ( $C_1 = 5.44 \text{ J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{K}^{1/2} \cdot \text{sr}^{-1}$ );  $c$  为光速;  $Z_{z+}$  为离子  $A_{i,p}^z$  的带电个数;  $n_e$  和  $n_{z+}$  分别为电子和离子的数密度;  $Q_{z+}$  和  $g_{i^+}^{z+}$  分别为离子  $A_{i,p}^z$  的内配分函数和基态能级简并度;  $\xi_\lambda^{(z-1)+}$  为 Biberman 系数,其数值取自文献<sup>[13]</sup>。

##### 3.2.1.2 韧致辐射

当高速运动的电子经过离子附近时,会受到电场的作用,从某种自由态变为另一种能量更低的自由态,能量差以光子的形式表现出来。电子-离子以及电子-原子相互作用的光谱辐射系数  $\epsilon_\lambda^{\text{ei},z+}(T)$  和  $\epsilon_\lambda^{\text{ea}}(T)$ <sup>[8]</sup> 分别为

$$\epsilon_\lambda^{\text{ei},z+}(T) = C_1 \cdot \left(\frac{c}{\lambda^2}\right) \cdot Z_{z+}^2 \cdot \frac{n_e(T)n_{z+}(T)}{\sqrt{T}} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) \cdot G_{\text{ei},\lambda}^{z+}(T), \quad (10)$$

$$\epsilon_\lambda^{\text{ea}}(T) = C_3 \cdot \left(\frac{c}{\lambda^2}\right) \cdot n_e(T) \cdot n_a(T) \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) \cdot G_{\text{ea},\lambda}(T), \quad (11)$$

式中  $C_3$  为常数 ( $C_3 = 3.42 \text{ J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{K}^{-3/2} \cdot \text{sr}^{-1}$ );  $n_a$  为原子数密度;  $G_{\text{ei},\lambda}^{z+}(T)$  和  $G_{\text{ea},\lambda}(T)$  分别为原子和分子的 Gaunt 修正因子,其计算方法参考文献<sup>[8]</sup>。

##### 3.2.2 线谱辐射

当原子或离子中的自由电子从较高的激发态跃迁到基态时,会产生线谱辐射。分别考察 10~4500 nm 波长范围内 Ar, Ar<sup>+</sup>, Ar<sup>2+</sup> 的 2754、6753、1059 条线谱。谱线特征(能级、量子数、跃迁概率)综合参考美国国家标准与技术研究院原子线谱数据库<sup>[14]</sup>和德国 Kurucz 数据库<sup>[15]</sup>。线谱的光谱辐射系数  $\epsilon_\lambda^{\text{line}}$ <sup>[10]</sup> 为

$$\epsilon_\lambda^{\text{line}}(T) = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ij}} \cdot A_{ij} \cdot n_i(T) \cdot P_{ij}^{\text{Voigt}}(\lambda), \quad (12)$$

式中  $\lambda_{ij}$  为线谱的中心波长,  $A_{ij}$  为电子从  $i$  能级到  $j$  能级的跃迁概率,  $n_i$  为原子或离子数的密度,  $P_{ij}^{\text{Voigt}}(\lambda)$  为谱线的线型。

谱线线型由各种展宽机制决定。粒子间的多普勒效应可以使线谱产生多普勒展宽,其线型为高斯型<sup>[1]</sup>。发射体与周围粒子相互作用会产生形状为洛伦兹线型的洛伦兹展宽。洛伦兹展宽包括同类中性粒子相互作用引起的共振展宽、非同类中性粒子相互作用引起的范德瓦耳兹展宽,以及带电粒子相互作用引起的 Stark 展宽<sup>[1]</sup>。多普勒展宽与洛伦兹展宽叠加可以产生 Voigt 展宽。Voigt 展宽的线型表达式<sup>[16]</sup>为

$$P_{ij}^{\text{Voigt}}(\lambda) = \frac{2 \ln 2}{\omega_D^2} \cdot \frac{\omega_L}{\pi^{3/2}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{(\sqrt{\ln 2} \omega_L / \omega_D)^2 + (x - y)^2} dx, \quad (13)$$

$$y = \frac{2 \ln 2}{\omega_D^2} \cdot (\lambda - \lambda_{ij}), \quad (14)$$

式中  $\omega_D$  和  $\omega_L$  分别为多普勒展宽和洛伦兹展宽的半高宽,其计算参考文献[17]。

对于线谱的计算,通常采用逃逸系数法来处理线谱的自吸收。假定等离子体为半径是  $R_p$  的等温、均质球体,逃逸系数<sup>[18]</sup>指从球体中释放出线谱辐射与无自吸收时的线谱辐射的比值,其数值在 0 到 1 之间。由于该方法未考虑线谱的叠加,会使计算结果偏大<sup>[4]</sup>,因此为了更精确地计算辐射光谱,本研究采用 Menart 等<sup>[6]</sup>提出的 Line-by-line 法去掉线谱叠加部分的辐射。

## 4 结果与讨论

### 4.1 氩等离子体辐射光谱

根据氩等离子体的辐射机制计算其辐射光谱。按照(1)式对光谱进行积分,可以进一步获得不同波段的净辐射系数。图 2 所示为 15000 K 时氩等离子体的全谱(10~4500 nm)和紫外光谱(10~400 nm)。坐标限制使得图片难于清晰地展示线谱的形状,但实际上在 10~4500 nm 范围内包含了 1737029 个间隔的辐射光谱。由图 2 可知,氩等离子体辐射既有线谱又有连续谱,线谱强度大于连续谱强度,并且大若干个数量级。另外,在真空紫外光区(10~200 nm),特别是 40~120 nm 波段,等离子体辐射强度远大于其他波段的辐射强度。

### 4.2 与其他研究结果的比较

为了确保净辐射系数计算的准确性,与其他研究者的计算结果和实验结果进行比较。由于没有找到紫外光的净辐射系数,因此将计算得到的全谱的净辐射系数与 Cressault 等<sup>[8]</sup>的计算结果进行比较,结果如图 3 所示。由图 3 可知,在不同温度下,两者吻合良好,只是 Cressault 等<sup>[8]</sup>的结果稍大一些。例如,当等离子体半径  $R_p=0$  mm(无自吸收)时,最大误差为 4.0%( $T=15000$  K)。出现这种轻微差异的原因可能是 Cressault 等<sup>[8]</sup>采用了简化方法——逃逸系数法来处理线谱辐射,而本研究则精确地计算了线谱辐射。逃逸系数法因忽略了线谱重叠而导致计算结果偏大<sup>[4]</sup>。此外,从图 3 中还可以看出:全谱

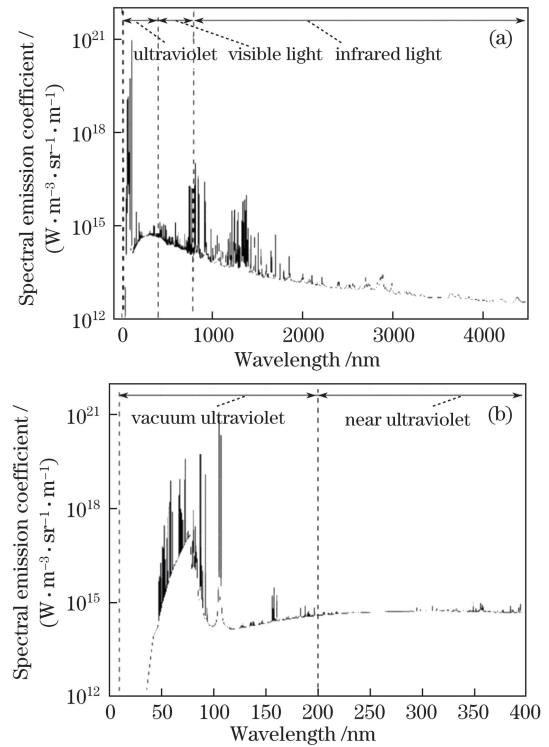


图 2 0.1 MPa、15000 K 时氩等离子体的光谱分布(无自吸收)。

(a) 全谱; (b) 紫外光谱

Fig. 2 Spectral distributions of argon plasmas at 0.1 MPa and 15000 K (without self-absorption).

(a) Entire spectrum; (b) ultraviolet spectrum

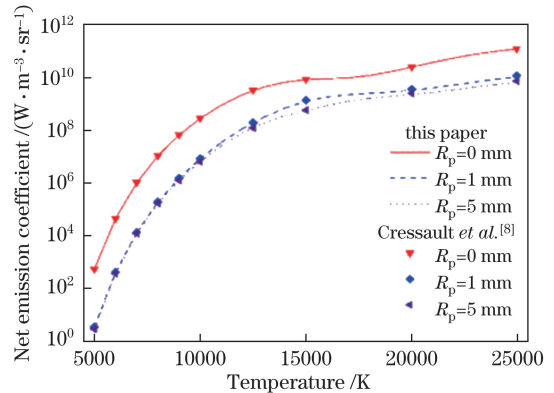


图 3 本研究计算的氩等离子体全谱净辐射系数与 Cressault 等计算结果<sup>[8]</sup>的比较

Fig. 3 Comparison of net emission coefficients calculated with calculation results of Cressault *et al.*<sup>[8]</sup> for entire spectrum of argon plasma

的辐射在  $R_p=1$  mm 范围内存在较强的自吸收;随着  $R_p$  增大,吸收作用减弱。

图 4 所示为计算得到的非真空光(200~4500 nm)净辐射系数与其他研究者实验结果的比较。由于真空紫外光会被空气强烈吸收<sup>[7]</sup>,因此实验只限于非真空光谱。所有实验均以 200 nm 为波

长下限,但波长上限稍有差异,Owano 等<sup>[19]</sup>采用 2500 nm 为上限,Evans 等<sup>[20]</sup>采用 3500 nm 为上限,Emmons<sup>[21]</sup>未明确指出波长上限(应与其他文献类似)。当波长大于 2500 nm 后,氩等离子体的辐射较弱<sup>[6]</sup>,因此可以认为实验的波长范围与计算是一致的。

由图 4 可知,当等离子体半径  $R_p$  变化时,非真空光谱的净辐射系数基本不变,这说明该波段基本无自吸收。另外,在低温时,Emmons 的结果<sup>[21]</sup>大于本研究的结果,但 Owano 等<sup>[19]</sup>指出 Emmons<sup>[21]</sup>的结果偏大;在高温时,Evans 等<sup>[20]</sup>的结果略小于本研究的结果。由于本研究未考虑空气对辐射的吸收,而实验条件下这种吸收是难以避免的,特别是在 200 nm 附近,因此 Evans 等<sup>[20]</sup>的结果相对偏低。通过与其他研究者计算结果以及实验结果进行比较可知,计算结果与实验结果吻合良好,可以确定本研究的计算是正确的。

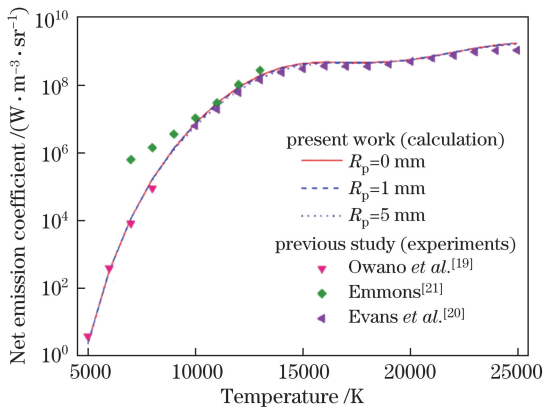


图 4 氩等离子体的非真空谱段净辐射系数与已有实验结果的比较

Fig. 4 Comparison of net emission coefficients calculated with previous experimental results for non-vacuum ultraviolet spectrum of argon plasma

### 4.3 真空紫外光的净辐射系数

图 5 所示为不同等离子体半径  $R_p$  时氩等离子体的真空光谱辐射系数。由图 5 可知:随着温度上升,真空光谱辐射系数不断增大;随着  $R_p$  增大,净辐射系数不断减小,这说明该波段存在较强的自吸收。与全谱的自吸收类似,真空紫外光波段强烈的自吸收也发生在  $R_p = 1$  mm 范围内。在 17000 K 时,只有 19.3% 的真空紫外辐射可以从  $R_p = 1$  mm 的球体中释放,在其他温度时,该比例更小。

根据(7)式所示的净辐射系数的定义,某波长处等离子体的自吸收程度可以由吸收项  $\exp[-R_p \cdot \epsilon_\lambda(T)/B_\lambda(T)]$  判定,吸收项的数值范围为  $[0, 1]$ 。

当温度一定时,普朗克函数  $B_\lambda(T)$  为定值,吸收项只与等离子体半径  $R_p$  和光谱辐射强度  $\epsilon_\lambda(T)$  有关,  $R_p$  和  $\epsilon_\lambda$  越大,吸收项越小,吸收作用越强。因为真空紫外区内  $\epsilon_\lambda$  值较大(见图 2),所以该波段的吸收作用很强,而非真空紫外光区域  $\epsilon_\lambda$  值较小,吸收作用很弱。

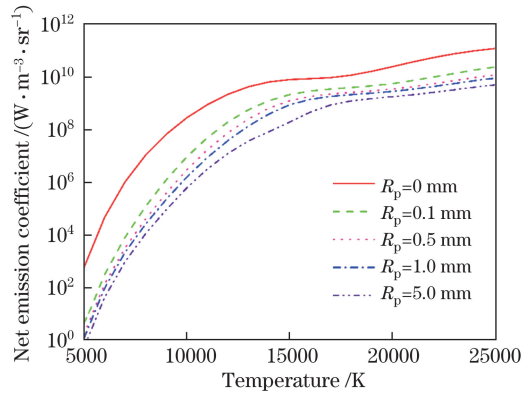


图 5 不同等离子体半径  $R_p$  时氩等离子体真空紫外谱段的净辐射系数

Fig. 5 Net emission coefficient at vacuum ultraviolet spectra of argon plasmas with different plasma radii  $R_p$

### 4.4 真空紫外光的贡献及辐射机制

图 6 所示为不同等离子体半径  $R_p$  时真空紫外光和非真空紫外光在全谱辐射中的占比。当  $R_p = 0$  mm 时(无自吸收),全谱净辐射系数中有超过 94.8% 的辐射是由真空紫外光贡献的。当  $R_p = 1$  mm 时,由于真空紫外光强烈的自吸收,占比有所降低,在 8000 K 时,占比最小,仅为 13.3%;但随着温度上升,占比不断上升,当温度大于 17000 K 后,占比超过 80%。

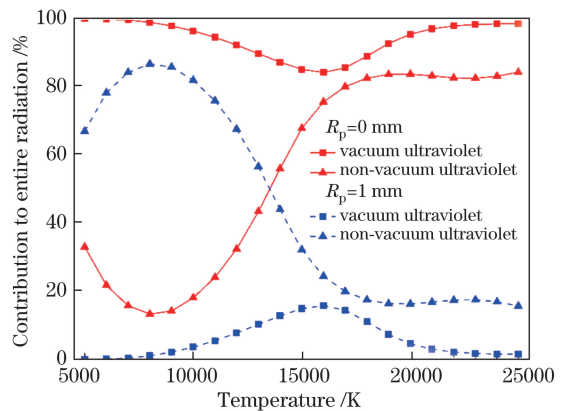


图 6 不同等离子体半径  $R_p$  时真空紫外光和非真空紫外光在总辐射中的占比

Fig. 6 Contributions of vacuum ultraviolet and non-vacuum ultraviolet emission to entire emission with different plasma radii  $R_p$

图 7 所示为不同等离子体半径  $R_p$  时线谱和连续谱在真空紫外光辐射中的占比。当  $R_p = 0$  mm 时(无自吸收),真空紫外光主要由线谱辐射组成,其占比至少为 84.2%( $T = 16000$  K)。当  $R_p = 1$  mm 时,线谱占比显著减小,连续谱的占比相应增大,原因是真空紫外光的线谱辐射强度明显大于连续谱的辐射强度(见图 2),其吸收作用也会大于连续谱的吸收作用;在 14000~18000 K 时,线谱的占比小于连续谱的占比,在 16000 K 时,线谱的占比仅为 38.9%。

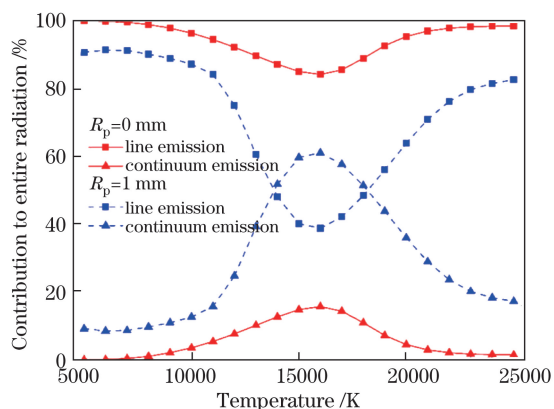


图 7 不同等离子体半径  $R_p$  时线谱和连续谱在真空紫外辐射中的占比

Fig. 7 Contributions of line and continuum emission to vacuum ultraviolet emission with different plasma radii  $R_p$

## 5 结 论

考察了氩等离子体的各种辐射机制,计算了它的辐射光谱和净辐射系数,并重点讨论了真空紫外光的辐射。通过与其他研究者的计算结果<sup>[8]</sup>、实验结果<sup>[19-21]</sup>进行比较,证实了本研究计算的准确性。通过对真空紫外光的分析,得出以下结论:

1) 与全谱辐射类似,真空紫外光存在强烈的自吸收,特别是在等离子体半径  $R_p = 1$  mm 范围内;当  $R_p = 1$  mm 时,只有不到 19.3% 的真空紫外辐射可以从球体中辐射出来。

2) 真空紫外光在总辐射中的占比很大。当  $R_p = 0$  mm 时(无自吸收),真空紫外光的占比超过 94.8%;当  $R_p = 1$  mm 时,由于真空紫外光的吸收作用强于非真空紫外光,其占比有所下降,但当温度超过 17000 K,其占比依然在 80% 以上。

3) 当  $R_p = 0$  mm 时,真空紫外光主要由线谱辐射组成,其贡献率至少为 84.2%( $T = 16000$  K);当  $R_p = 1$  mm 时,线谱的贡献率明显下降,在 14000~18000 K 时其贡献率低于连续谱的贡献率。

## 参 考 文 献

- [1] Boulos M, Fauchais P, Pfender E, *et al.* Thermal plasmas: Fundamentals and applications[M]. New York: Plenum Press, 1994.
- [2] Li M, Zhang W, Hua X M, *et al.* Investigation of plasma and metal transfer dynamic behavior during fiber laser GMAW-P hybrid welding[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(4): 0402008. 李敏, 张旺, 华学明, 等. 光纤激光与 GMAW-P 复合焊接等离子体及熔滴过渡动态特征研究[J]. 中国激光, 2017, 44(4): 0402008.
- [3] Tanaka M, Lowke J J. Predictions of weld pool profiles using plasma physics[J]. Journal of Physics D, 2007, 40(1): R1-R23.
- [4] Cressault Y. Basic knowledge on radiative and transport properties to begin in thermal plasmas modelling[J]. AIP Advances, 2015, 5(5): 057112.
- [5] Lowke J J. Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficients for radiation losses[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1974, 14(2): 111-122.
- [6] Menart J, Heberlein J, Pfender E. Line-by-line method of calculating emission coefficients for thermal plasmas consisting of monatomic species[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1996, 56(3): 377-398.
- [7] Nevyazhskaya I A, Shilina N V, Shilov V B, *et al.* Development and production of UV and VUV sources[J]. Journal of Optical Technology, 2012, 79(8): 521-523.
- [8] Cressault Y, Gleizes A. Thermal plasma properties for Ar-Al, Ar-Fe and Ar-Cu mixtures used in welding plasmas processes: Net emission coefficients at atmospheric pressure[J]. Journal of Physics D, 2013, 46(41): 415206.
- [9] Menart J, Malik S. Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas[J]. Journal of Physics D, 2002, 35(9): 867.
- [10] Zhong L L, Wang X H, Rong M Z, *et al.* Effects of copper vapour on thermophysical properties of CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> plasma[J]. The European Physical Journal D, 2016, 70(11): 233.
- [11] Murphy A B. The effects of metal vapour in arc welding[J]. Journal of Physics D, 2010, 43(43): 434001.
- [12] Godin D, Trépanier J Y. A robust and efficient method for the computation of equilibrium composition in gaseous mixtures[J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2004, 24(3): 447-473.
- [13] Hofsaess D. Emission continua of rare gas plasmas[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1978, 19(3): 339-352.

- [14] Kramida A E, Ralchenko Y, Reader J, *et al.* NIST atomic spectra database (version 5.0)[S]. Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 2012.
- [15] Kurucz R L, Bell B. Atomic line data[M]. Cambridge: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1995.
- [16] Whiting E E. An empirical approximation to the Voigt profile[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1968, 8(6): 1379-1384.
- [17] Essoltani A, Proulx P, Boulos M I, *et al.* Radiation and self-absorption in argon-iron plasmas at atmospheric pressure[J]. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 1990, 5(6): 543-547.
- [18] Drawin H W, Emard F. Optical escape factors for bound-bound and free-bound radiation from plasmas. I. constant source function[J]. *Contributions to Plasma Physics*, 1973, 13(3): 143-168.
- [19] Owano T G, Gordon M H, Kruger C H. Measurements of the radiation source strength in argon at temperatures between 5000 and 10000 K[J]. *Physics of Fluids B*, 1990, 2(12): 3184-3190.
- [20] Evans D L, Tankin R S. Measurement of emission and absorption of radiation by an argon plasma[J]. *Physics of Fluids*, 1967, 10(6): 1137-1144.
- [21] Emmons H W. Arc measurement of high-temperature gas transport properties[J]. *Physics of Fluids*, 1967, 10(6): 1125-1136.