

# 2019年亚洲物理奥林匹克 竞赛理论第二题解答

房 颐<sup>1</sup> 宋 峰<sup>2</sup>

(1. 南京师范大学附属中学 210003; 2. 南开大学物理科学学院 300071)

对遥远天体的研究的基本渠道是接受天体的电磁辐射。通过对天体的辐射强度、谱分布、偏振性质等分析来洞察其物理本质, 揭露其中所发生的物理过程、天体的物理状态和化学组成, 解释观测到的天文现象<sup>①</sup>。2019年亚洲物理奥林匹克竞赛理论的第二题就是以活动星系核(AGN)的喷流以及喷流产生的辐射为背景的。本文在大赛提供的答案的基础上对本题进行了重新解答。

## A 部分: 喷流的一维流体模型

### A1

由题意:

AGN 参考系中喷流的开口半径  $r(s)$

AGN 参考系中喷流的横截面积  $A(s)$

AGN 参考系中喷流的喷射速度  $v(s)$

AGN 参考系中喷流的洛伦兹因子  $\gamma(s)$

喷流参考系中的粒子数密度  $n'(s)$

在喷流中沿喷流运动方向取一个棱柱, 在喷流参考系中, 棱柱内包含的粒子个数为  $N'$ , 长度为  $l'$ , 横截面积为  $S'$ 。在 AGN 参考系中, 棱柱的长度在运动方向上缩短, 横截面积(垂直于运动方向)不变, 棱柱内的粒子数  $N$  与在喷流系中观察是一样的, 即  $N=N'$ 。

设棱柱的截面积和长度在 AGN 系中分别为  $S$  和  $l$ , 因此  $S=S'$ ,  $l=\frac{l'}{\gamma}$ ,  $\gamma$  为洛伦兹因子。

AGN 系中棱柱内粒子的个数  $N$ :

$$N=n(s)\cdot S\cdot l=n(s)\cdot S\cdot\frac{l'}{\gamma} \quad (1)$$

棱柱中总的粒子数不变,  $N=N'$ :

$$n(s)\cdot S\cdot l=n'(s)\cdot S'\cdot l' \quad (2)$$

所以: 
$$n(s)=\gamma n'(s) \quad (3)$$

### A2

AGN 系中, 喷流中的粒子的群流速为  $v(s)$ , 所以, 在时间段  $\Delta t$  内, 有体积为  $V=A(s)v(s)\Delta t$  的喷射体穿过喷流横截面。所以单位时间流过横截面的粒子数(粒子通量)为:

$$F_p(s)=n(s)A(s)v(s) \quad (4)$$

$$=\gamma(s)n'(s)A(s)v(s) \quad (5)$$

### A3

当等离子体向前喷射运动时, 没有粒子通过射流的侧面边界。因此, 通过喷流侧面边界的总粒子通量为零, 将从横截面  $s_1$  处流入的通量记为  $F_p(s_1)$ , 从横截面  $s_2$  处流出的通量记为  $F_p(s_2)$ 。由题目可知: 当喷流从恒星旁边经过时, 恒星会失去一部分大气, 这会导致单位体积喷流单位时间增加的质量为  $\alpha$ , 这些新加入的粒子可被认为是相对于 AGN 参考系静止的。所以因此而增加的粒子数为  $\frac{\alpha V}{\mu_{pp}}$ , 其中  $\mu_{pp}$  为粒子平均质量。

因此, 由于这个增加的质量, 粒子数连续性方程为:  $F_p(s_2)-F_p(s_1)=\frac{\alpha V}{\mu_{pp}}$

利用(4), 得到:

$$\gamma(s_2)n'(s_2)v(s_2)A(s_2)-\gamma(s_1)n'(s_1)v(s_1)A(s_1)=\alpha V/\mu_{pp} \quad (6)$$

**A4**

类似地,在AGN参考系中能量通量为:

$$F_E(s) = n(s)A(s)v(s)\varepsilon_{av}(s) \quad (7)$$

式中  $\varepsilon_{av}$  为 AGN 系中每个粒子所携带的平均能量。由题意,喷流参考系中,每个粒子所携带的平均能量为  $\varepsilon'_{av}$ , 所以  $\varepsilon_{av} = \gamma\varepsilon'_{av}$

于是有:  $F_E(s) = (\gamma(s))^2 n'(s)A(s)v(s)\varepsilon'_{av}(s) \quad (8)$

根据能量守恒,喷流总的流出的能量通量等于单位时间内通过注入质量而加入的能量,所以:

$$(\gamma(s_2))^2 n'(s_2)v(s_2)A(s_2)\varepsilon'_{av}(s_2) - (\gamma(s_1))^2 n'(s_1)v(s_1)A(s_1)\varepsilon'_{av}(s_1) = \alpha Vc^2 \quad (9)$$

**A5**

由题意,喷流能量传输的功率定义:

$$P_j(s) = F_E(s) - \dot{M}c^2,$$

其中,  $F_E(s)$  为距离星系核  $s$  处的横截面的能量通量,  $\dot{M} = F_p(s)\mu_{pp}$  为通过与 AGN 相距  $s$  的截面的质量通量。由喷流功率的定义以及(8)式可得,

$$P_j(s) = (\gamma(s))^2 n'(s)A(s)v(s)\varepsilon'_{av}(s) - \dot{M}c^2 \quad (10)$$

因为  $\dot{M} = F_p(s)\mu_{pp}$ , 所以,

$$P_j(s) = (\gamma(s))^2 n'(s)A(s)v(s)\varepsilon'_{av}(s) - F_p(s)\mu_{pp}c^2 \quad (11)$$

为了找到喷流功率在沿喷流方向上的变化,我们考虑沿喷流方向上两点( $s_1, s_2$ ):

$$P_j(s_2) - P_j(s_1) = (\gamma(s_2))^2 n'(s_2)A(s_2)v(s_2)\varepsilon'_{av}(s_2) - F_p(s_2)\mu_{pp}c^2 \quad (12)$$

$$- ((\gamma(s_1))^2 n'(s_1)A(s_1)v(s_1)\varepsilon'_{av}(s_1) - F_p(s_1)\mu_{pp}c^2) \quad (13)$$

我们可以将含有  $\varepsilon'_{av}$  的两项用(8)式左边的部分替代,而含有  $\mu_{pp}$  的两项是  $\mu_{pp}c^2$  乘以(6)式左边的部分。作以上替换后,

$$P_j(s_2) - P_j(s_1) = \alpha Vc^2 - \alpha Vc^2 = 0 \quad (14)$$

由于这个结论对任意  $s_1, s_2$  都成立,所以喷流传输的功率在喷射方向上是常量,于是  $\frac{dP_j}{ds} = 0$ 。

**A6**

因为  $\varepsilon'_{av} = \mu_{pp}c^2 + h$ , 且由题意,半人马座-A 的粒子平均质量为  $\mu_{pp} = 0.59 m_p$ ,  $h = \frac{13p}{4n'}$ ,  $n'$  是喷流

参考系下等离子体中的粒子数密度。则由(10)式,

代入  $\varepsilon'_{av} = \mu_{pp}c^2 + \frac{13}{4} \frac{p}{n'(s)}$ , 得到:

$$P_j(s) = (\gamma(s))^2 n'(s)A(s)v(s) \left( \mu_{pp}c^2 + \frac{13}{4} \frac{p}{n'(s)} \right) - \gamma(s)n'(s)A(s)v(s)\mu_{pp}c^2 \quad (15)$$

$$= (\gamma(s) - 1)\gamma(s)n'(s)A(s)v(s)\mu_{pp}c^2 + (\gamma(s))^2 A(s)v(s) \frac{13}{4} p \quad (16)$$

由题意,  $\dot{M} = F_p(s)\mu_{pp} = \gamma(s)n'(s)A(s)v(s)\mu_{pp}$ , 所以上式可化简为

$$P_j(s) = (\gamma(s) - 1)\dot{M}c^2 + (\gamma(s))^2 A(s)v(s) \frac{13}{4} p \quad (17)$$

整理后可得:

$$\dot{M} = \frac{P_j - \gamma(s)^2 A(s)v(s) \frac{13}{4} p}{(\gamma(s) - 1)c^2} \quad (18)$$

利用关系  $p(s) = 5.7 \times 10^{-12} (\frac{s}{s_0})^{-1.5}$ , 其中  $s_0 = 1$  kpc, 并将  $s_1$  和  $s_2$  的值(如图 1 所示)分别代入(18)式, 得到  $\dot{M}_1 = 2.8 \times 10^9$  kg/s 以及  $\dot{M}_2 = 5.2 \times 10^9$  kg/s。

**A7**

将喷射流参考系中的  $\varepsilon'_{av}$  通过洛伦兹变换变换到 AGN 参考系中, 粒子平均动量为  $p_{av} = \gamma(s) \frac{v(s)}{c^2} \varepsilon'_{av}$ 。因为动量与总能量成正比, 因此通量的推证过程是一样的, 且有

$$\Pi(s) = F_E \frac{v(s)}{c^2} \quad (19)$$

因为  $P_j(s) = F_E(s) - \dot{M}c^2$ , 有  $F_E(s) = P_j(s) + \dot{M}c^2$ , 代入上式可得

$$\Pi(s) = \left( \frac{P_j}{c} + \dot{M}c \right) \frac{v(s)}{c} \quad (20)$$

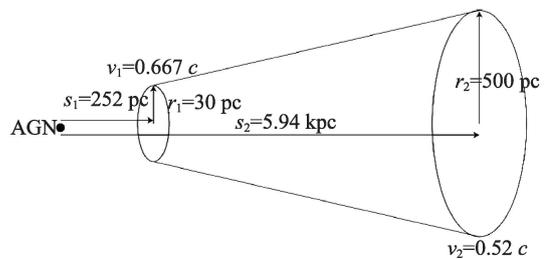


图 1 半人马座喷流与活动星系核(AGN)相比的几何结构

因为侧面没有动量通量进入喷流,所以流出喷流的总的动量通量为

$$\Pi = \Pi(s_2) - \Pi(s_1) \quad (21)$$

代入  $s_1$  和  $s_2$  的值可得  $\Pi = 1.9 \times 10^{27} \text{ kgms}^{-2}$ 。

### A8

由于外部挤压而作用于喷流上的合力来自于  $s_1$  处的截面的力  $F_1 = p(s_1)A(s_1)$  和  $s_2$  处的截面的力  $F_2 = p(s_2)A(s_2)$  以及对曲面的压力。由图2几何关系可得:  $r - r_1 = \frac{r_2 - r_1}{s_2 - s_1}(s - s_1)$ 。

对表面的总压力只在  $s$  方向上有贡献,因为力是垂直于表面的,因此

$$dF = 2\pi r p(s) dr \quad (22)$$

这里,  $p(s) = 5.7 \times 10^{-12} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-1.5}$ 。

所以来自外部的总压力

$$F_{\text{pr}} = F_1 - F_2 + \int_{r_1}^{r_2} dF \quad (23)$$

积分可得  $\int_{r_1}^{r_2} dF = 9.8 \times 10^{26} \text{ N}$ , 所以  $F_{\text{pr}} = F_1 - F_2 + \int_{r_1}^{r_2} dF = 8.2 \times 10^{26} \text{ N}$ 。

### A9

由于没有其他力作用于喷流,则预期  $\Pi = F_{\text{pr}}$ 。

故偏离程度为  $\left| \frac{\Pi - F_{\text{pr}}}{F_{\text{pr}}} \right| \approx 40\%$

### A部分评述

这一部分,涉及两个参考系,AGN参考系(相对活动星系核静止的参考系,相关物理量用不带撇号的公式表达)和喷流参考系(与活动星系核喷射物相对静止的参考系,相关物理量用带撇号的公式表

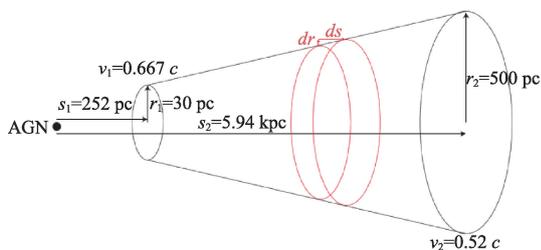


图2

达),解题时要明确所书写的相关物理量是在哪个参考系中的。题目给出的作为条件的物理量主要是在AGN系中给出的,也有部分(比如粒子数密度和粒子平均能量)是在喷流参考系中给出的,解题者需要分清相关物理量所属的参考系,利用相对论变换,求出题目中所要求的参考系中的解。本题在设问上步步引导,依次考察了AGN参考系中  $s_1$  到  $s_2$  的喷流总的粒子通量、能量通量、动量通量,并将总动量通量和喷流受到的作用力相比较。

题目中的一些术语对读者来说可能比较陌生,但是不要被这些陌生术语所阻碍,对于两种参考系,在读题时可以简单地想象为我们平时题目中的  $S$  参考系和  $S'$  参考系。需要认真读题,将题目中给出的条件和所提示的求解思路弄清即可。

### B部分:极端相对论性的电子气

#### B1

单位体积内的电子气总能:  $\frac{E}{V} = \int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) d\epsilon$

#### B2

考虑在时间  $\Delta t$  内沿着与表面垂直的  $z$  方向和表面  $\Delta A$  碰撞的电子,因为电子是极端相对论性的,它们的速度接近光速  $c$ 。假设和表面的碰撞是弹性的,所以动量变化大小  $\Delta p_z = 2p_z$ , 这里  $p_z = \frac{\epsilon}{c} \cos \theta$ ,  $\theta$  为粒子入射速度和入射面法线间的夹角。且极端相对论性的电子应有  $E \approx pc$ 。

由于粒子的分布是各向同性的,所以粒子入射的速度在各个方向上是等概率的。

$\Delta t$  时间内与表面成  $\theta$  角入射的粒子都集中在边长为  $c\Delta t$  的平行六面体中,这个平行六面体的体积为  $c\Delta t \Delta A \cos \theta$ 。这部分体积内的粒子总的动量变化为:

$$\Delta p_z = \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} 2f(\epsilon) p_z c \Delta t \Delta A \cos \theta \frac{\sin \theta}{4\pi} d\phi d\theta d\epsilon \quad (24)$$

$$= \frac{2\Delta t \Delta A}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos^2 \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) d\epsilon \quad (25)$$

$$= \frac{2\Delta t \Delta A}{4\pi} \times \frac{1}{3} \times 2\pi \int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) d\epsilon$$

所以: 
$$\frac{\Delta p_z}{\Delta t} = \frac{\Delta A}{3} \int_0^\infty \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (26)$$

**B3**

上式中的积分即可认为是B1中单位体积内电子气的总能量,  $\frac{\Delta p_z}{\Delta t} = \Delta A \frac{1}{3} \frac{E}{V}$ 。因为压强是表面单位面积的受力, 所以压强  $P = \frac{\Delta p_z}{\Delta t \Delta A}$ 。结合以上可得  $P = \frac{E}{3V}$ , 或  $E = 3PV$ 。

**B4**

因为绝热过程中  $dQ=0$ , 所以  $dE=dW=-PdV$ 。

而  $dE=d(3PV)=3PdV+3VdP$ , 综上可得:

$$3PdV+3VdP=-PdV \quad (27)$$

$$4PdV=-3VdP \quad (28)$$

$$4\frac{dV}{V}=-3\frac{dP}{P} \quad (29)$$

$$4\int_{V_0}^V \frac{dV}{V}=-3\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} \quad (30)$$

$$4\ln\left(\frac{V}{V_0}\right)=-3\ln\left(\frac{P}{P_0}\right) \quad (31)$$

$$\frac{PV^{4/3}}{P_0V_0^{4/3}}=1 \quad (32)$$

所以:  $PV^{4/3}=C$

**B部分评述**

本题考查了具有极端相对论性的( $\gamma \gg 1$ )的电子气体的压强、体积、内能的关系, 要求推导电子气的绝热方程。本部分为后文中半人马座-A的喷流中结的亮度降低提供了一种解释的依据。

要解决本题, 弄清  $f(\varepsilon)d\varepsilon$  的含义是关键, 它是能量位于  $\varepsilon$  到  $\varepsilon+d\varepsilon$  之间的粒子数密度, 所以  $\int_0^\infty f(\varepsilon)d\varepsilon$  就是总的粒子数密度, 问题B2中就用了相应的关系。

**C部分: 同步辐射**

**C1**

设  $r$  为电子圆周运动的半径, 则电子作圆周运动

的速率为  $\Omega r$ , 该速度方向与洛伦兹力方向垂直, 即

$$F_b = \gamma m \Omega^2 r \quad (33)$$

$$e\Omega r B = \gamma m \Omega^2 r \quad (34)$$

$$\Omega = \frac{eB}{\gamma m} \quad (35)$$

**C2**

观测者只有在辐射锥角内才能看到同步辐射。当电子绕着磁场做回旋运动时, 辐射锥角的方向会发生改变, 观测者在时间  $\Delta t = \frac{2\theta}{\Omega} = \frac{2m}{eB}$  内处于光锥中, 如图3、图4所示。

由于  $\theta$  极小, 且电子在这段时间内是朝着观测者运动的, 设电子圆周运动速率为  $v$ , 则脉冲的被观测时长  $\Delta t_a$  和  $\Delta t$  满足以下关系:

$$c\Delta t_a = c\Delta t(1 - \frac{v}{c})$$

所以: 
$$\Delta t_a = \Delta t \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

因为  $\left(1 - \frac{v}{c}\right)\left(1 + \frac{v}{c}\right) = 1 - \frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{\gamma^2}$ , 可得  $\left(1 - \frac{v}{c}\right) = \frac{1}{\gamma^2(1 + \frac{v}{c})}$ , 又因为电子是极端相对论性的,

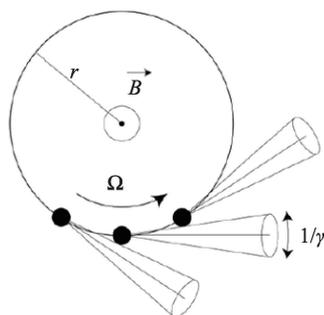


图3 电子绕着磁场做回旋运动时, 辐射锥角的方向会发生改变

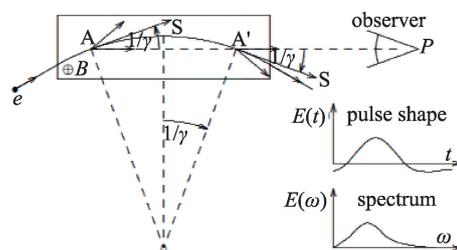


图4 观测者观测到辐射的时间示意图

$\frac{v}{c} \approx 1$  即  $1 + \frac{v}{c} = 2$ , 且  $\Delta t = \frac{2\theta}{\Omega} = \frac{2m}{eB}$ , 则:

$$\Delta t_a = \frac{m}{\gamma^2 eB}$$

### C3

同步辐射的特征频率  $\nu_{\text{chr}}$  为

$$\nu_{\text{chr}} \approx \frac{1}{\Delta t_a} = \frac{\gamma^2 eB}{m}$$

### C4

由题意, 已知同步辐射的总功率为:

$P_s = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \left( \frac{q^4 B^2 \sin^2 \phi}{m^4 c^5} \right) E^2$ , 而  $P_s = -\frac{dE}{dt}$ , 则作线性近似, 有:

$$\tau \approx -\frac{E}{\left( \frac{dE}{dt} \right)} \quad (36)$$

$$= \frac{6\pi\epsilon_0 m^4 c^5}{e^4 B^2 \sin^2 \phi} \frac{1}{E} \quad (37)$$

## C部分评述

在观察者参考系中, 讨论粒子的螺旋运动以及运动的周期, 从而确定观察者所在电子同步辐射的锥角中观察到脉冲的时长, 脉冲发出后电子也在向观察者运动, 所以圆锥边缘的辐射发出时电子处于圆周上的不同位置, 存在关系:  $c\Delta t_a = c\Delta t - v\Delta t$ 。本问题中, 粒子运动速度很大, 所以有  $\frac{v}{c} \approx 1$ , 从而近似后得到接下来的结论。由于同步辐射功率已经给定, 且题目要求估算电子因同步辐射失去能量的时间, 所以线性近似后可以直接相除得到答案。

本部分为后文讨论AGN喷流的同步辐射做了铺垫和准备。

## D部分: AGN喷流的同步辐射

### D1

由题意, 由于磁场是冻结的, 磁通恒定, 所以随着面积的增大, 磁场必然减小。在一个小的面积  $A$

里,  $B_0 A_0 = BA$ 。因为  $A \propto V^{\frac{2}{3}}$ ,  $B = B_0 (A_0/A) = B_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^{-\frac{2}{3}}$

### D2

体积为  $V_0$  的等离子体的粒子数密度为  $n_0$ , 包含的总粒子数为  $N = n_0 V_0$ 。随着体积增大, 粒子总数维持不变, 所以  $n = N/V = (V_0/V) n_0$ 。

由 B 部分结果可知, 等离子体的内能为  $E = 3PV$ , 同时因为  $PV^{4/3} = P_0 V_0^{4/3}$ , 即有  $EV^{\frac{1}{3}} = E_0 V_0^{\frac{1}{3}}$ , 所以粒子能量与体积的标度关系为  $E = E_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^{\frac{1}{3}}$ 。这意味着初始能量介于  $\epsilon_0$  到  $(\epsilon_0 + d\epsilon_0)$  的粒子, 绝热膨胀后将具有介于  $\epsilon$  到  $(\epsilon + d\epsilon)$  的能量, 即介于  $\left( \frac{V_0}{V} \right)^{\frac{1}{3}} \epsilon_0$  到  $\left( \frac{V_0}{V} \right)^{\frac{1}{3}} (\epsilon_0 + d\epsilon_0)$  的能量。

由题意:  $f(\epsilon) = \kappa \epsilon^{-p}$

因为绝热膨胀前后粒子数不变, 则有:

$$\begin{aligned} f(\epsilon_0) d\epsilon_0 V_0 &= f(\epsilon) d\epsilon V \\ \Rightarrow f(\epsilon) &= f(\epsilon_0) \frac{d\epsilon_0}{d\epsilon} \frac{V_0}{V} \end{aligned}$$

其中:  $\epsilon = \epsilon_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^{\frac{1}{3}}$ , 则有  $\frac{d\epsilon_0}{d\epsilon} = \left( \frac{V_0}{V} \right)^{-\frac{1}{3}}$ ,

所以:

$$\begin{aligned} f(\epsilon) &= f(\epsilon_0) \frac{d\epsilon_0}{d\epsilon} \frac{V_0}{V} \\ &= \kappa_0 \epsilon_0^{-p} \left( \frac{V_0}{V} \right)^{-\frac{1}{3}} \frac{V_0}{V} \\ &= \kappa_0 \epsilon^{-p} \left( \frac{V_0}{V} \right)^{-\frac{p+2}{3}} \end{aligned}$$

### D3

由 C 部分的内容, 同步辐射的总功率为  $P_s = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \left( \frac{q^4 B^2 \sin^2 \phi}{m^4 c^5} \right) E^2$ , 则同步辐射引起的能量减少速率按  $E^2$  的规律增加, 冷却时间按照  $\frac{1}{E}$  的规律减少, 即能量越大的电子, 能量损失得越快。对于能量分别处于  $\epsilon_1$ 、 $\epsilon_2$  ( $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ) 状态的电子, 随着同步辐射的进行, 在分布中都会向能量更低的方向移动, 而  $\frac{df}{dt} \propto E^{-2}$ , 于是  $\left. \frac{df}{dt} \right|_{\epsilon_2} > \left. \frac{df}{dt} \right|_{\epsilon_1}$ , 即能量为  $\epsilon_2$  的电

子能量损失更快。这会使较高能量电子的相对数量降低更快,而较低能量粒子的相对数量降低较慢,从而使电子数集中分布在比较小的能量范围内,从而使电子数随能量分布的分布律变陡。

#### D4

由题中所给的信息可知,喷流的X射线通常是由喷流磁场中电子旋转的同步辐射产生的。由D部分的研究可知如果X射线的谱线发生变化,则可能的原因是同步辐射冷却。由B部分的研究可知绝热膨胀会使得各个能量下的粒子数密度都有所减小,从而使得各频率的辐射亮度都会发生变化。

半人马座A的结在X射线频段的辐射谱线没有变化,所以这就排除了同步辐射冷却的可能性,否则下X射线光谱会变陡(D3部分内容)。因此,这半人马座A的两个结绝热冷却的可能性更大。

对于M87中的结,在其他频段的辐射亮度没有变化,而绝热膨胀会使所有能量下的数密度降低(D2部分内容),从而使各波段能量强度减小,故M87中的结亮度变化不是因为绝热膨胀。因此,M87中的这两个结的亮度变化更可能是同步辐射冷却导致的。

#### D部分评述

本部分在C部分对电子同步辐射冷却速度讨论的基础上,进一步讨论了喷流中同步辐射对电子数密度分布产生的影响,从而判断出同步辐射会使得X射线频段的谱线变陡。通过和B部分的比较可以看出,同步辐射引起的主要是X射线频段的谱线变化,而绝热膨胀冷却影响的是各个频段辐射的变化。因此,可以通过对喷流光谱的分析,判断结亮度变化的主要原因。

这一部分的最后一问是本题的点睛之笔,需要综合考虑B、C、D三部分所提供的信息,然后做出判断,很好的考察了做题人的阅读、综合、分析能力。

#### 赛题背景:

研究辐射机制和辐射特征是我们推测天体物

理状态的一种重要方法。本题通过对AGN的喷流中结的亮度变化,推测引起亮度变化的原因。天体的非热辐射大致包括:回旋辐射、同步辐射、逆康普顿辐射、韧致辐射、切连科夫辐射等。天体一般不是恒温系统,存在着热量转移的过程,转移的方法包括热对流、热传导和热辐射。本题以半人马—A为背景,根据观测到的数据,对天体的物理性质进行推测,在同步辐射、绝热膨胀过程中推断较为可能的冷却原因。

半人马—A是具有射电喷流的超巨椭圆星系,射电星系的致密核(超大质量黑洞)以连续喷流的形式向外抛射高能电子,高能电子冲击星系周围的物质产生双瓣,高速运动的电子在磁场中产生同步加速辐射。下面是本题涉及的一些概念及背景。

活动星系核(Active Galactic Nuclei, AGN):这是一类中央核区活动性很强的河外星系,它包括塞弗特星系、类星体、射电星系、低电离核发射区(LINER)、蝎虎座BL天体、光变激变星系以及窄线X射线星系等,它是天体物理学研究的热门课题之一。随着活动星系核观测的发展,学者们试图用统一模型来对其进行解释。1993年Antonucci和Miller提出了统一模型理论,他们认为呈现不同观测特征的活动星系核在物理本质上属于同一类天体,活动星系核外围围绕着一个光学厚尘埃环(Optically Thick Dust Torus),不同类型的活动星系核只是因观测者视线相对于活动星系核对称轴的取向不同而已:I型活动星系核(Type 1 AGNs)是观测者沿着尘埃环轴的方向看去,因而能看到核区、宽线区和窄线区;II型活动星系核(Type 2 AGNs)是观测者沿着尘埃环方向看去,由于核区和宽线区被尘埃环挡住,因而只能看到窄线和很弱的核区辐射。

半人马座A:半人马座A是个巨大的椭圆星系,又称为NGC 5128,距离我们只有1300万光年远,是离我们最近的活跃星系,是相对比较近的一个可以探讨巨大能量源的“实验室”。哈勃太空望远镜拍摄的红外线影像透露出半人马—A星系核心中隐藏着具有数十亿倍太阳质量的超大质量黑

洞,而周围的盘状物质似乎正沿着螺旋路径掉入中心。科学家推测半人马A星系可能是两个星系碰撞的结果,在碰撞的过程中,造成许多年轻恒星的诞生,而碰撞后的剩余物正逐渐被黑洞所吞食。半人马座A具有众多的红色恒星,照理说应该含有极少量的尘埃,所以它的尘埃带很不寻常,这种尘埃带是如何形成的,细节仍然有待进一步的探索。除了上述的尘埃带外,它和一般的椭圆星系比起来也含有较高比率的蓝色年轻恒星,而且是很强的电波辐射源。

**相对论电子气:**电子气理论是主要解释金属的结构和性质的。金属原子最外层的电子相对比较容易失去,这些电子是自由电子。失去外层的电子

的原子就成为金属阳离子,好像处在自由电子的“气体”中。将之作为气体,用气体理论解释金属的物理性质,就是电子气理论。该理论可以很好地解释金属的导电性等性质。相对论电子气是指电子速度足够大,必须要考虑相对论效应。

**同步辐射:**同步辐射是速度接近光速的带电粒子在磁场中沿弧形轨道运动时放出的电磁辐射,由于它最初是在同步加速器上观察到的,便又被称为“同步辐射”或“同步加速器辐射”。

### 参考文献

① 李宗伟,肖兴华.天体物理学[M].高等教育出版社,2000:25-26

### 封底说明

## “察打一体”的灭蝗无人机

今年真是灾难频发之年,正当世界各国抗击冠状病毒疫情之时,又有警报拉响:有蝗虫从非洲之角的荒漠一路杀来!埃塞俄比亚、吉布提、索马里、肯尼亚等国受灾严重。蝗虫大军遮天蔽日,以每天150公里的推进速度,向中东及南亚次大陆蔓延。此次蝗灾是几十年来最为严重的,多个国家宣布进行紧急状态,联合国粮农署也为此发出警告。

蝗灾历来给人类带来很大的危害,而灭蝗也是人类自古就努力去实现的目标。我国劳动人民自古就有长久与蝗虫斗争的历史,积累了大量灭蝗的经验,特别是现代我国的农业科技人员更是经过长期实践,证明运用飞机喷洒灭蝗药其效果最为显著。而随着科学技术的不断进步,无人机进入到人们的视野。由于无人机具有成本相对较低、杜绝了人员伤亡风险、且机动性能良好、使用操控方便等特点,运用无人机

灭蝗是当今最为先进的技术手段。我国近年来无人机技术的长足发展,其技术水平已达到世界的前列,这也促使了我国农用无人机的发展。我国生产的农用无人机,装有先进的电子设备,不但可以对蝗虫喷洒药物,还能对灭蝗现场进行实时侦测,做到对蝗虫“察打一体”。我国开展无人机灭蝗较早,积累了较为丰富的经验,所以运用无人机灭蝗是当前我国正在推广的项目。同时,我国的科技工作者还研制出新型纳米除蝗农药,这种农药不但灭蝗效果高效,还有效的解决了农药残留污染环境的问题。先进的无人机与纳米农药二者联合真似如虎添翼,蝗虫必将休矣!

目前我国生产的农用无人机,已经出口到世界多个国家和地区。中东的阿联酋已紧急向我国进口100架灭蝗无人机,用来应对目前爆发的蝗灾。

(博文/供稿)