第 50 卷 第 4 期 天 文 学 报 Vol.50 No.4
2009 年 10 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA Oct., 2009

切仑科夫线状辐射与类星体的宽发射线起源探讨 *

刘当波 [1†] 袁爱芳 [2] 孟宪茹 [2] 单增罗布 [2] 尤峻汉 [1]

(1 上海交通大学物理系粒子物理宇宙学研究所 上海 200240)
(2 西藏大学理学院物理系宇宙线研究所 拉萨 850000)

摘要 当具有各向同性速度分布的相对论电子穿过稠密气体区, 或者轰击稠密气体区的表面时, 切仑科夫效应将会产生 1 种特殊的原子或离子发射线, 称做切仑科夫线状发射. 这一预言在光学波段已由实验室的实验所证实. 研究指出了切仑科夫线状辐射在类星体和赛弗特 1 星系的宽发射线研究中的重要性, 利用此新机制有可能解决类星体研究中的一些重大且长期没有解决的疑惑. 例如宽氢线之间存在的反常强度比, 特别是反常 Lyα/Lyβ 强度比的问题. 并且进一步估计了相对论电子穿过宇宙气体时所产生的各种效应的能耗的数量级, 并对各种能耗进行比较, 证实了切仑科夫线状发射机制在类星体和塞弗特 1 型星系中的有效性.

关键词 辐射机制: 一般, 线: 形成, 星系: 类星体, 赛弗特, 黑洞物理
中图分类号: P 158; **文献标识码**: A

1 引言

早在上世纪 80 年代, 尤峻汉等人就提出 1 种新的谱线发射机制, 即切仑科夫线状辐射机制 [1−6]. 近些年, 我们进一步确认了此机制, 并改进了此辐射的公式系统 [4−6]. 我们论证, 当具有各向同性速度分布的相对论电子穿过稠密气体区, 或者轰击由稠密气体构成的气体云团或纤维体的表面时, 切仑科夫效应产生的辐射将集中在 $\lambda \approx \lambda_{lu}$ 很窄的波段 $\Delta\lambda$ 中. λ_{lu} 为原子或分子谱线的本征波长, 其中 l 和 u 分别代表与指定的发射线相应的原子或离子的下能级和上能级. 只有在此窄的波段 $\Delta\lambda$ 中, 气体折射率才明显大于 1($n > 1$), 从而有可能满足切仑科夫辐射条件 $n > c/v \equiv 1/\beta$. 因而气体的切仑科夫辐射看上去更像原子或分子谱线 ($\Delta\lambda \sim 10$ Å), 而不像连续谱. 故称其为 “切仑科夫线状辐射”, 或者简称为 “切仑科夫发射线”. 在此我们解释相对论电子各向同性分布条件的必要性. 一般来说, 对定向运动的相对论电子束, 由于其切仑科夫辐射具有显著的角色散, 即 $\theta_{\rm c}(\lambda) \sim \lambda$, 因而对于远方沿固定方向检测辐射的观测者而言, 无法观测到 1 条完整的

2008-10-08 收到原稿, 2008-12-31 收到修改稿
* 国家自然科学基金 (10703003, 10778621) 、高校博士点科研基金 (20070248122) 、国家重点基础研究发展计划 (2009CB824800) 和教育部科学技术研究重点项目 (207114) 共同资助
† dbliu@sjtu.edu.cn

切仑科夫发射线 (即狭窄波段 $\Delta\lambda$ 中的切仑科夫辐射分布在不同方向上). 然而，如果源中相对论电子的速度分布是各向同性的，就会补偿角色散，只有在此情况下，远方观测者方可收到 1 条完整的由理论预言的、具有宽和轮廓不对称、且带有微小 “切仑科夫线红移” 的发射线．这一新的谱线发射机制已经为实验所证实．徐克尊小组采用核物理中的 “快复合技术”, 以 ^{90}Sr β 射线源为快电子发射源，分别在 O_2, Br_2 和 Na 蒸汽中，在预期的谱线波长处和角分布方向上以及预期的偏振方向上检测到了这种特殊的发射线 [7−8].

切仑科夫线状辐射机制在高能天体物理中有潜在的重要性．这种新的谱线发射机制应用的首选者可能是类星体和其他活动星系核 (AGNs), 例如塞弗特 1 星系．目前公认，在活动星系核中 (包括类星体) 存在丰富的相对论电子和密度较高的气体云，这正是产生切仑科夫线状辐射的充分条件．类星体和塞弗特 1 星系观测到的宽发射线有很多奇特的性质，经典理论无法解释．例如，不同谱线有略微不同的红移，谱线之间的线强比很反常 (特别是各条氢线之间) 等等．在活动星系核研究中，除大家熟知的氢线的 “陡的巴尔末线减缩” 和 “Lyα/Hβ 强度比难题” 之外 (参见文献 [9]), 更大的疑惑可能当属 “反常比 Lyα/Lyβ 问题”. 利用 Sloan 卫星给出的超过 2200 个类星体和塞弗特 1 星系的观测样本，得到了 Lyα/Lyβ 的观测强度比的平均值，$\langle \mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{Ly}\beta\rangle \approx 10.4$ [10], 大大低于经典的复合和碰撞激发理论的预言值．在光薄情况下 (这种情况有利于谱线的发射), Lyα 和 Lyβ 发射线的强度比可由 $\mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{Ly}\beta = j_{\mathrm{Ly}\alpha}/j_{\mathrm{Ly}\beta} = N_2A_{21}h\nu_\alpha/N_3A_{31}h\nu_\beta$ 简单给出，其中 A_{21} 和 A_{31} 分别为对应氢原子能级 $2\to1$ 和 $3\to1$ 的自发跃迁几率，$A_{21}/A_{31}\approx 8.8$; $h\nu_\alpha$ 和 $h\nu_\beta$ 分别为 Lyα 和 Lyβ 发射线的能量，$h\nu_\alpha/h\nu_\beta \approx 0.83$. 取类星体宽线区气体云的典型温度值 $T\sim 10^4$ K, 假定气体满足热平衡 Boltzmann 分布，可确定出 $N_2/N_3 \lesssim 10$, 则经典的线强度比值可高达 $\mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{Ly}\beta \lesssim 100$. 即使在最有利的情况下，Davidson 等 [9] 得到的比值仍很大，$\mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{Ly}\beta \gtrsim 20$. 其实，在真实气体中，还有 “Ly$\alpha$ 囚禁” 效应存在，更使布居数 N_2 大大超过热平衡值，从而使预言强度比更高，$\mathrm{Ly}\alpha/\mathrm{Ly}\beta \gg 100$. 而光厚情况下，情况甚至更加困难．因为出现了吸收，而稠密气体对 Lyβ 的吸收远大于 Lyα, 从而使经典理论预言的强度比更高．尽管目前有人用尘埃吸收来解释此疑惑，但从物理机制来考虑，我们认为在类星体宽线区 (BLR) 中很可能有其他的新谱线发射机制在运行.

我们认为, 若类星体中除经典机制外, 还存在切仑科夫线状辐射, 则可能解释困惑. 新机制产生的各条切仑科夫线天然地有微小红移差; 再者，它预言的强度比，天然地与经典自发跃迁不同, 且更接近观测比. 而且, 我们的估计表明, 对于具有典型能量值 $\gamma\sim 10^2$—10^3 的相对论电子，当它穿过 $N_{\mathrm{H}}\sim 10^{16}$—$10^{18}$ cm^{-3} 的稠密气体时，切仑科夫线状发射机制会非常有效 (见表 1) , 不可忽视．与此同时，在稠密气体中，由于气体的线吸收很强，经典的自发跃迁谱线反而很弱，甚至消失．计算结果表明，发射最强的几条切仑科夫氢线依次为 Lyα 、 Lyβ 、 Hα 和 Hβ 线.

当然，高效切仑科夫辐射所要求的高密度气体 ($N_{\mathrm{H}}\sim 10^{16}$—$10^{18}$ cm^{-3}) 与类星体标准宽线区模型矛盾．因而，需要对标准 BLR 模型做适当修正：除了存在按正常要求的密度为 $N_{\mathrm{H}}\sim 10^{10}$—$10^{12}$ cm^{-3} 的气云之外, 还需要假定 BLR 中有大量的致密云与其共存, 密度为 $N_{\mathrm{H}}\sim 10^{16}$—$10^{18}$ cm^{-3}, 同时在这些致密云附近伴随着丰富的相对论电子． BLR 中的正常和致密云的共存确保了切仑科夫线状辐射和经典自发跃迁这两种不同的线发射

机制的共同运行. 因此, 观测到的发射线应该是这两种机制的混合线 (注意切仑科夫机制是不能产生高电离线的, 例如 CIII 和 NV. 对这些高电离线只能由经典的自发跃迁机制产生, 详见文献 [5]). 反常的强度比暗示着切仑科夫线是观测发射线中的 1 个重要的成分, 甚至是主要部分. 在后面的工作中, 我们计划利用切仑科夫线状发射机制来完成所有宽氢线强度比的模型计算, 以拟合 SDSS 给出的观测数据. 当然, 在处理数据时, 必须仔细地将混合线中所有窄线的成分剔除.

在完成这个工作之前, 首先解决 1 个关于切仑科夫机制辐射效率的争论. 长期以来, 人们普遍认为, 切仑科夫辐射太弱, 不足以说明类星体宽发射线的起源. 众所周知, 1 个相对论电子在气体中穿行, 除切仑科夫辐射外, 电离激发以及韧致辐射过程是更重要的效应, 消耗了相对论电子的绝大部分动能. 切仑科夫线状辐射的能耗仅占电离、韧致能耗的极小一部分. 所有能耗最终以辐射的形式释放出来 (对致密气体区, 主要出射成分是连续谱). 因此, 若认为类星体宽发射线主要来自切仑科夫机制, 就给相对论电子的总光度设了下限. 很显然, 如果此下限超过类星体连续谱的观测总光度, 切仑科夫线状辐射的模型就不合理.

我们认为, 对切仑科夫机制的低估和否定来自实验室的检测. 实验室中, 采用的介质由重元素组成 (例如水), $Z \gg 1$. 而对天体等离子体, 主要是氢, $Z = 1$. 此时电离或韧致效应将大大减弱, 切仑科夫机制相对的效率大为提高 (详见下面分析), 因此上面的疑虑就不再存在.

2 相对论电子的各种能耗的比较

为说明切仑科夫机制在研究类星体和其他活动星系核宽发射线中的有效性, 在本节中, 我们估计 1 个给定能量 γ 的相对论电子在气体中各种能耗的量级, 并作比较. 若切仑科夫机制的能耗在总能耗中的相对份额不很小, 使预期的相对论电子总光度明显低于观测的连续谱光度, 就可应用新机制来探讨类星体宽线起源.

2.1 相对论电子的电离 / 激发能耗功率 $p^{\rm ion}$

1 个能量为 γ 的相对论电子的电离 (激发) 能耗功率为 [11−12]

$$p^{\rm ion} = \frac{4\pi\alpha_f^2\left(\hbar c\right)^2}{m_0 c\beta^2} Z N_Z \left[\ln\left(\frac{2m_0c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2\right] \qquad ({\rm ergs/s})\ , \tag{1}$$

其中 $\alpha_f = 1/137$ 是精细结构常数, I 为原子有效电离能, Z 为原子序数, N_Z 为气体中原子或离子的数密度. $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-\beta^2}$ 和 $\beta \equiv v/c$ 分别为电子洛仑兹因子和速度, m_0 为电子静止质量. $\hbar$ 和 c 分别为普朗克常量和光速.

对于相对论电子和宇宙气体, $\gamma \gg 1, \beta \approx 1, Z = 1$, 故 (1) 式表示为

$$\begin{aligned} p^{\rm ion} &= 2.45\times10^{-20} N_{\rm H}\left[12.8 + \ln\left(\frac{\gamma^2}{I\ ({\rm eV})}\right)\right] \qquad ({\rm ergs/s}) \\ &= 1.53\times10^{-14} N_{\rm H}\left[12.8 + \ln\left(\frac{\gamma^2}{I\ ({\rm eV})}\right)\right] \qquad ({\rm MeV/s})\ . \end{aligned} \tag{2}$$

上式中电离能 I 和氢密度 $N_{\rm H}$ 的单位分别是 eV 和 $\rm cm^{-3}$.

2.2 相对论电子的韧致辐射能耗功率 $p^{\rm brem}$

相对论电子穿过等离子体的韧致辐射能耗功率 [13−14]

$$p^{\rm brem} = 4\alpha_f r_0^2 m_0 c^3 Z^2 N_Z \gamma \Xi \qquad ({\rm ergs/s}) \ , \tag{3}$$

其中 r_0 为电子经典半径， Ξ 是屏蔽因子.

$$\Xi = \begin{cases} \ln\left(\frac{2p_i}{m_0 c}\right) - \frac{1}{3} & \text{当 } r \ll 137Z^{-\frac{1}{3}} \quad \text{(无屏蔽情况)} \\ \ln\left(183Z^{-\frac{1}{3}}\right) + \frac{2}{9} & \text{当 } r \gg 137Z^{-\frac{1}{3}} \quad \text{(完全屏蔽情况)} \end{cases} \ , \tag{4}$$

其中 $p_i = \gamma m_0 c$ 为相对论电子的动量. 对于宇宙等离子体， $Z = 1$, 再取典型值 $\gamma \approx 10^2$—10^3, 则无论对完全屏蔽或无屏蔽，都有 $\Xi \approx 5$. 从而 (3) 式成为

$$\begin{aligned} p^{\rm brem} &= 2.85 \times 10^{-22} \gamma N_{\rm H} \qquad ({\rm ergs/s}) \\ &= 1.78 \times 10^{-16} \gamma N_{\rm H} \qquad ({\rm MeV/s}) \ . \end{aligned} \tag{5}$$

上式中 $N_{\rm H}$ 的单位是 $\rm cm^{-3}$.

由 (1) 和 (3) 式可以看出， $p^{\rm ion}$ 和 $p^{\rm brem}$ 皆强烈依赖于 Z, $p^{\rm ion} \propto Z$, $p^{\rm brem} \propto Z^2$. 然而，下面我们将看到每条切仑科夫谱线的功率和 Z 无关 (见 (7) 式). 这一性质足以说明，在实验室中 ($Z \gg 1$), 与共存的电离 / 激发和韧致效应相比，切仑科夫辐射相对很弱. 而对宇宙等离子体气体 (主要由氢组成， $Z = 1$), 切仑科夫辐射的作用就相对重要了.

2.3 切仑科夫线辐射能耗功率 $p^{\rm Cer}_{\lambda_{lu}}$

在 $\lambda \approx \lambda_{lu}$ 处的 1 条特定的切仑科夫线，其辐射功率可由大家熟知的相对论电子的切仑科夫谱功率公式给出 [15]

$$p^{\rm Cer}_{\lambda} {\rm d}\lambda = \left(4\pi^2 e^2 c\right) \left(\frac{\beta}{\lambda^3}\right) \left(1 - \frac{1}{n_\lambda^2 \beta^2}\right) {\rm d}\lambda \ , \tag{6}$$

其中 n_λ 代表波长 λ 处气体的折射率， $\beta \equiv v/c$ 为速度， e 为电子电量. 对气体介质，切仑科夫辐射集中在本征波长 λ_{lu} 附近的很窄的波段 $(0, \Delta\lambda^{\rm c}_{\rm lim})$ 中，在此波段中气体折射率 n_λ 的近似解析表达式已经给出 [2]. 将折射率 n_λ 代入 (6) 式，最终可得到 (详见文献 [2,4-5])

$$\begin{aligned} p^{\rm Cer}_{\lambda_{lu}} &= \left(\frac{e^2}{4\pi}\right) \lambda_{lu}^2 A_{ul} g_u \left(\frac{N_l}{g_l}\right) \int_{10^{-6}}^{y_{\rm lim}} \left(y^{-1} - y_{\rm lim}^{-1}\right) {\rm d}y \\ &= 1.84 \times 10^{-20} \lambda_{lu}^2 A_{ul} g_u \left(\frac{N_l}{g_l}\right) \int_{10^{-6}}^{y_{\rm lim}} \left(y^{-1} - y_{\rm lim}^{-1}\right) {\rm d}y \ , \end{aligned} \tag{7}$$

$p^{\rm Cer}_{\lambda_{lu}}$ 的单位是 ergs/s. 特别指出， (7) 式中波长 λ_{lu} 的单位是 cm, 而非光学中常用的 Å 或 nm. 采用此波长单位的目的是使 (7) 式有普适性，通用于不同观测波段 (红外，光学，紫外， X 射线等). A_{ul} 是对应能级 $u \to l$ 的自发跃迁几率， g_u 和 g_l 分别为能级 u 和 l 的

简并度， N_u 和 N_l 分别表示处于能级 u 和 l 的粒子数密度． $y \equiv \Delta\lambda/\lambda_{lu}$ 是相对波长位移，是 1 个无量纲的小量， $y \ll 1$. 在理论处理中很方便． $y_{\rm lim} \equiv \Delta\lambda^{\rm c}_{\rm lim}/\lambda_{lu}$ 是切仑科夫线的相对宽度 [2,4]

$$y_{\rm lim} = \frac{1}{16\pi^3 c}\lambda_{lu}^4 A_{ul} g_u \left(\frac{N_l}{g_l} - \frac{N_u}{g_u}\right)\gamma^2 \approx 6.72\times10^{-14}\lambda_{lu}^4 A_{ul} g_u \left(\frac{N_l}{g_l}\right)\gamma^2 \ . \tag{8}$$

2.4 逆康普顿散射能耗功率 $p^{\rm ICS}$

相对论电子的逆康普顿散射能耗功率为 [14,16]

$$p^{\rm ICS} = \frac{32}{9}\pi r_0^2 c U_{\rm ph}\gamma^2 = 2.6\times10^{-14}U_{\rm ph}\gamma^2 \ ({\rm ergs/s}) = 1.6\times10^{-8}U_{\rm ph}\gamma^2 \ ({\rm MeV/s}) \ . \tag{9}$$

(9) 式中， $U_{\rm ph}$ 是各向同性辐射场的能量密度 (单位为 ergs/cm^3), γ 为相对论电子的洛仑兹因子. 对类星体宽线区中的小气云，温度取典型值 $T \sim 10^4$ K (见文献 [9]), 则可得到辐射场能量密度 $U_{\rm ph} \approx 75$ ergs/cm^3. 故 (9) 式成为

$$p^{\rm ICS} \approx 1.97\times10^{-12}\gamma^2 \ ({\rm ergs/s}) = 1.23\times10^{-6}\gamma^2 \ ({\rm MeV/s}) \quad \left(\text{当 } T\sim10^4 \text{ K}\right) \ . \tag{10}$$

2.5 同步辐射能耗功率 $p^{\rm syn}$

相对论电子的同步辐射能耗功率为 [14,16]

$$p^{\rm syn} = \frac{4}{9}r_0^2 c\gamma^2 B^2 = 2.6\times10^{-14}U_B\gamma^2 \ ({\rm ergs/s}) = 1.66\times10^{-8}U_B\gamma^2 \ ({\rm MeV/s}) \ . \tag{11}$$

(11) 式中的 $U_B = B^2/8\pi$ 是磁场能量密度．如果类星体宽线区中密度为 $N_{\rm H} \sim 10^{16}$—10^{18} cm^{-3} 的稠密气云是由无规磁场箍缩维持的，则由压力平衡 $B^2/8\pi \approx N_{\rm H}kT$, 并取气云温度 $T \sim 10^4$ K, 就可定出磁场 $B \sim 10^2$—10^3 Gauss (此值比标准 BLR 模型的正常值高出许多). 因此， (11) 式可写成

$$p^{\rm syn} \approx 10^{-9}\gamma^2 \ ({\rm ergs/s}) \approx 6.5\times10^{-4}\gamma^2 \ ({\rm MeV/s}) \quad \left(\text{取定 } B\sim10^3 \text{ Gauss}\right) \ . \tag{12}$$

2.6 相对论电子各种效应的总能耗功率 $p^{\rm stop}$

1 个能量为 γ 的相对论电子穿过气体时，各种效应的能耗功率之和为总能耗功率 (文献中常称为 “阻止功率”[12]):

$$p^{\rm stop} = p^{\rm ion} + p^{\rm brem} + \sum_{\lambda_{lu}} p^{\rm Cer}_{\lambda_{lu}} + p^{\rm syn} + p^{\rm ICS} \approx p^{\rm ion} + p^{\rm brem}. \tag{13}$$

(13) 式中最后一步近似是因为 $\sum_{\lambda_{lu}} p^{\rm Cer}_{\lambda_{lu}} + p^{\rm ICS} + p^{\rm syn} \ll p^{\rm ion} + p^{\rm brem}$, 参见表 1.

我们利用公式 (2) 、(5) 、(7) 、(8) 、(10) 、(12) 和 (13), 完成 1 个相对论电子在稠密气体中各种效应产生的能耗的计算，然后作相互比较. 在模型计算中，分别取 $\gamma = 10^2$, 10^3; $N_{\rm H} = 10^{16}$, 10^{17} 和 10^{18} cm^{-3}. 对于布居数 N_2(在计算切仑科夫 Hα 和 Hβ 线的功率时需要该参量), 取定 $N_2 = 0.1N_{\rm H}$, 这是从 “Lyα 囚禁效应” 得到的估计． “Lyα 囚禁

效应" 大大增加了氢原子在能级 2 的密度 N_2, 使 N_2 远大于温度 $T \sim 10^4$ K 时热平衡气体的 Boltzmann 值. 所有计算结果列于表 1. 为简短起见，我们只给出 4 条最强的切仑科夫氢线 Lyα 、 Lyβ 、 Hα 和 Hβ 的线功率. 值得一提的是，表 1 中计算的线功率比 $p^{\rm Cer}_{{\rm Ly}\alpha} : p^{\rm Cer}_{{\rm H}\alpha} : p^{\rm Cer}_{{\rm Ly}\beta}$ $\cdots\cdots$ 明显不同于实际观测中的线强比 $I^{\rm Cer}_{{\rm Ly}\alpha} : I^{\rm Cer}_{{\rm H}\alpha} : I^{\rm Cer}_{{\rm Ly}\beta}$ $\cdots\cdots$. 这是因为对于稠密气云, 除了发射之外, 线吸收也必须予以考虑. 因此, 从稠密云表面出射的发射线强度是由发射 (线功率) 和吸收两者共同决定的 [2,4−5].

表 1　相对论电子在稠密气体中各种效应产生的能耗的比较

Table 1　Comparison of energy losses of a relativistic electron due to various effects in dense gas

		$\gamma = 10^2$			$\gamma = 10^3$		
$N_{\rm H^0}$ (cm^{-3})		10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{16}	10^{17}	10^{18}
$N_2 \approx 0.1 N_{\rm H^0}$		10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{15}	10^{16}	10^{17}
$p^{\rm ion}$ (MeV/s)		3.0×10^3	3.0×10^4	3.0×10^5	3.7×10^3	3.7×10^4	3.7×10^5
$p^{\rm brem}$ (MeV/s)		1.8×10^2	1.8×10^3	1.8×10^4	1.8×10^3	1.8×10^4	1.8×10^5
$p^{\rm Cer}_{\lambda_{lu}}$ (MeV/s)	$p^{\rm Cer}_{{\rm Ly}\alpha}$	1.3×10^2	2.0×10^3	2.6×10^4	2.6×10^2	3.3×10^3	3.9×10^4
	$p^{\rm Cer}_{{\rm Ly}\beta}$	14	2.6×10^2	3.9×10^3	39	5.1×10^2	6.4×10^3
	$p^{\rm Cer}_{{\rm H}\alpha}$	30	4.1×10^2	5.3×10^3	53	6.4×10^2	7.5×10^3
	$p^{\rm Cer}_{{\rm H}\beta}$	3.5	56	7.7×10^2	7.7	98	1.2×10^3
$\sum_{i=1}^{4} p^{\rm Cer}_i$ (MeV/s)		1.8×10^2	2.7×10^3	3.6×10^4	3.6×10^2	4.5×10^3	5.4×10^4
$p^{\rm ICS}$ (MeV/s) (for $T \sim 10^4$ K)			0.012			1.2	
$p^{\rm syn}$ (MeV/s) (for $B \sim 10^3$ G)			16.6			1.7×10^3	
$p^{\rm stop}$ (MeV/s)		3.3×10^3	3.4×10^4	3.5×10^5	7.5×10^3	6.1×10^4	6.0×10^5
$\sum_{i=1}^{4} p^{\rm Cer}_i / p^{\rm stop}$		5.3%	7.8%	10.3%	4.8%	7.4%	9.0%
$p^{\rm stop}/p^{\rm Cer}_{{\rm H}\beta}$		9.6×10^2	6.2×10^2	4.6×10^2	9.7×10^2	6.2×10^2	5.1×10^2

3　结论和讨论

由表 1 可见, 相对论电子穿过稠密气体时, 主要能耗来自电离 / 激发以及韧致辐射, 其它效应的能耗如切仑科夫线状辐射、逆康普顿散射和同步辐射 (设定温度 $T \sim 10^4$ K 和磁场 $B \sim 10^3$ Gauss), 都很小. 相比之下，各小量中，切仑科夫线状辐射项最强.

然而, 切仑科夫线状辐射对类星体谱线发射的贡献不可忽略, 因为它在总能耗中所占的比例高达 $\sum_{i=1}^{4} p^{\rm Cer}_i / p^{\rm stop} \approx 5\%$—$10\%$ (见表 1, 由表可见，各条谱线中以切仑科夫 Lyman 线的功率最大). 因此，若类星体中确有丰富相对论电子和稠密气体区，切仑科夫线状辐射对宽线发射的贡献就必须予以考虑，至少对 Lyα 和 Lyβ 线的贡献不可忽略. 这一新线

发射机制为解决类星体宽线研究中困扰天文学家多年的困惑提供了 1 条新途径. 若此建议得到进一步观测的支持, 则对活动星系核中央大质量黑洞周边物理环境的传统认识将有较大的改变: 更加不稳定、活动更剧烈、更加高能、其中应当存在大量相对论电子以及气体也更加稠密等等.

由表 1 可见, 切仑科夫线辐射功率 $p_{\lambda_{lu}}^{\rm Cer}$ 明显依赖于气体密度 $N_{\rm H}$(亦可见 (7) 式). 这就是为什么在修正的宽线区模型中要假定存在致密气体云的理由, 这样才可以保证切仑科夫机制在类星体中有效的运作.

实际上, 切仑科夫机制不只对 Lyman 线系有重要贡献, 对观测的 Balmer(巴尔末) 宽线的贡献也不可忽视. 表 1 还给出 1 个适当高的功率比 $p^{\rm stop}/p_{{\rm H}\beta}^{\rm Cer} \approx 500$—1000. 这表明, 如果类星体的 H$\beta$ 宽线来自切仑科夫线状辐射机制, 则相应的相对论电子的连续谱光度下限将比 Hβ 线光度高 2—3 个量级, 即 $L_{\rm c}^{\rm rel}/L_{{\rm H}\beta}^{\rm Cer} \approx p^{\rm stop}/p_{{\rm H}\beta}^{\rm Cer} \approx 10^2$—$10^3$, 这与观测相容. 观测给出光学波段连续谱和 H$\beta$ 宽线的光度比 $L_{\rm opt}^{\rm obs}/L_{{\rm H}\beta}^{\rm obs}$, 其范围在 $\sim$ 200—1000(典型值为 $\sim$ 500). 这与我们对相对论电子光度比的估算在量级上符合得很好. 若把射电、红外和 X 射线波段都包括在观测的连续谱光度 $L_{\rm total}^{\rm obs}$ 之内, 则相对论电子对连续谱光度的贡献只占一小部分, 即 $L_{\rm c}^{\rm rel} < L_{\rm total}^{\rm obs}$. 这更加说明了利用切仑科夫线状辐射机制探讨类星体宽线起源的合理性.

致谢 在完成本文的过程中, Ostriker 教授访问了上海交通大学, 他和我们进行了有益的讨论并给了我们很多好的建议, 特此致谢.

参 考 文 献

[1] You J H, Cheng F H. Acta Physica Sinica, 1980, 29: 927
[2] You J H, Cheng F H, Cheng F Z, et al. PhRvA, 1986, 34: 3015
[3] You J H, Kiang T, Cheng F Z, et al. MNRAS, 1984, 211: 667
[4] You J H, Xu Y D, Liu D B, et al. A&A, 2000, 362: 762
[5] Chen L, You J H, Liu D B. ApJ, 2005, 627: 177
[6] 刘当波, 靳光学, 施建荣, 等. 天文学报, 1997, 40: 382
[7] Xu K Z, Yang B X, Xi F Y, et al. PhRvA, 1988, 37: 2912
[8] Yang B X, Xu K Z, Hao L Y, et al. PhRvA, 1989, 40: 5411
[9] Davidson K, Netzer H. Rev. Mod. Phys., 1979, 51: 715
[10] Vanden Berk D E, Richards G T, Bauer A, et al. AJ, 2001, 122: 549
[11] Bethe H A. Ann. Phys., 1930, 5: 325
[12] Rohlf J W. Modern Physics from α to Z. New York: Wiley, 1994: 326-333
[13] Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. London: Oxford Univ. Press, 1984: 242-256
[14] Tucker W. Radiation Processes in Astrophysics. Cambridge: MIT Press, 1975: 162-175
[15] Jelley J V. Cerenkov Radiation and Its Application. New York: Pergamon Press, 1958: 105-112
[16] Rybicki G B, Lightman A P. Radiation Processes in Astrophysics. Berlin: Wiley-VCH, 1985: 195-220

Cerenkov Line-like Radiation and the Origin of Broad Lines in Quasars

LIU Dang-bo[1] YUAN Ai-fang[2] MENG Xian-ru[2]

DANZENG Luo-bu[2] YOU Jun-han[1]

(1 *Institute for Space and Astrophysics, Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, 200240*)

(2 *Institute of Cosmic Ray, Department of Physics, College of Science, Tibet University, Lhasa, 850000*)

Abstract When the thermal relativistic electrons with isotropic distribution of velocities move through a dense gas region, or impinge upon the surface of a dense cloud of gas, the Cerenkov effect will produce peculiar atomic or ionic emission lines, which is called as the "Cerenkov line-like radiation". This prediction has been verified by the laboratory experiments in the optical waveband. In this paper, the importance of the Cerenkov line-like radiation in the research on broad emission lines in quasars and Seyfert 1 galaxies is pointed out. By using this mechanism, some long standing and significant puzzles in study of quasars can be solved. Furthermore, the magnitude orders of energy losses due to various effects when a relativistic electron moving through the cosmic gas are estimated and compared with each other to prove the effectiveness of the new mechanism in quasars.

Key Words Radiation Mechanism: General, Line: Formation, Galaxies: Quasars, Seyfert, Black Hole Physics