

类星体 SDSS J2220+0109 中特殊吸收线系统的发现与研究*

纪 拓^{1,2†} 周宏岩^{1,2} 王挺贵¹ 王慧元¹

(1 中国科学技术大学天体物理中心 合肥 230026)

(2 中国极地研究中心 上海 200136)

摘要 斯隆数字巡天光谱数据中发现, 类星体 SDSS J2220+0109 光谱中同时出现如下极为罕见的吸收线: 氢巴尔末线 $H\alpha$ 和 $H\beta$, 亚稳态 $He\ I^* \lambda\lambda 3889$ 、 $3189^{\dagger\dagger}$, $Ca\ II\ H$ 、 K , 以及来自 $Fe\ II^*$ 能级的波数分别为 $7\,955\text{ cm}^{-1}$ 、 $13\,474\text{ cm}^{-1}$ 和 $13\,673\text{ cm}^{-1}$ 的众多吸收线. 上述吸收线具有相似的速度结构, 线宽达 $1\,500\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, 相对于发射线表现出蓝移. 研究表明, 这些吸收线很可能来自部分电离区, 密度 $n_e \approx 10^6\text{ cm}^{-3}$, 柱密度 $N_{H\ I} \approx 10^{21}\text{ cm}^{-2}$, $Ly\alpha$ 共振散射对氢原子的激发起重要作用. SDSS J2220+0109 斯隆 r 星等为 16.56 mag, 是探索活动星系核中特殊吸收线起源的理想实验室. 将来的紫外光谱观测可以更加准确确定吸收气体的密度、柱密度、电离参数等物理性质; 光学光谱监测有助于限定吸收线的产生机制.

此外还发现, SDSS J2220+0109 中的 $Fe\ II$ 发射线显著区别于典型的窄线赛弗特 I 型星系 I Zw 1, 很可能来自低密度气体, 进一步研究有助于理解类星体中 $Fe\ II$ 发射线的起源.

关键词 类星体; 吸收线, 类星体; 发射线, 类星体; 个别: SDSS J2220+0109

中图分类号: P 157; **文献标识码:** A

1 引言

活动星系核中的气体外流对中心黑洞的增长及其与寄主星系的共同演化有很重要的意义. 首先, 外流可转移角动量, 有利于黑洞的吸积过程; 其次, 外流可把核区高金属丰度气体携带到星际乃至星系际空间, 影响寄主星系恒星形成和化学演化; 此外, 从更长的时标来看, 外流会逐渐带走核区气体, 调节黑洞与核球的增长, 有助于达成观测到的二者质量关系^[1-3].

在类星体光谱中, 外流经常表现为吸收线系统, 相对于发射线蓝移. 根据吸收线的宽度不同, 通常分为 3 类^[4]: (1) 宽吸收线 (broad absorption line, BAL), 宽度 $\Delta v \geq 2000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$;

2011-12-13 收到原稿, 2012-02-21 收到修改稿

* 国家自然科学基金项目 (10973013, 1033007)、国家海洋局极地研究专项 (CHINARE2012-02-03) 以及中央高校基本科研业务费专项资金 (WK 2030220006) 资助

[†]tji@mail.ustc.edu.cn

^{††} 本文讨论的巴尔末吸收线、 $He\ I^*$ 吸收线和 $Fe\ II^*$ 吸收线均来自相应原子的激发态能级, 文献中常在相应的原子符号后加 * 号标识来自激发态能级的吸收线

(2) 窄吸收线 (narrow absorption line, NAL), $\Delta v \leq 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$; (3) 迷你宽吸收线 (mini broad absorption line, mBAL), 宽度介于 NAL 和 BAL 之间. 依电离度, BAL 通常又分为 3 类: (1) 高电离宽吸收线 (high-ionization BAL, HiBAL), 常见于 C IV、Si IV、N V、O VI 等, HiBAL 类星体约占光学选类星体的 15%; (2) 低电离宽吸收线 (low-ionization BAL, LoBAL), 除 HiBAL 之外, 还出现 Al III、Al II、Mg II 等 LoBAL; LoBAL 类星体约占 BAL 类星体的 15%; (3) 铁低电离宽吸收线 (iron low-ionization BAL, FeLoBAL), 除上述 HiBAL 和 LoBAL 之外, 还出现 Fe II 吸收线, 部分 FeLoBAL 类星体会显现 Fe III 吸收线, FeLoBAL 类星体约占 LoBAL 类星体的 15%.

更为罕见的是氢巴尔末 H I* 吸收线和中性氦的亚稳态 He I* 吸收线. 前者由氢的第 2 能级吸收相应光子跃迁到更高能级形成, 迄今仅发现 6 例, 包括 NGC 4151^[5], SDSS J083942.11+380526.3^[6], SDSS J125942.80+121312.6^[7], SDSS J102839.11+450009.4^[8], SDSS J172341.10+555340.5^[9] 和 LBQS J1209+1633^[10]. 后者来自亚稳态 He I* 2^3s 对光子的吸收, He I* 2^3s 由 He⁺ 复合形成, 该能级跃迁可产生从红外到紫外的多重吸收线 He I* $\lambda\lambda 10830$ 、3889、3189、2946、2830、2764, 迄今已在 5 个活动星系核中探测到, 包括 Mrk 231^[11–12], NGC 4151^[5,13], Q 2359-1241^[14], SDSS J102839.11+450009.42008^[8] 和 FBQS J1151+3822^[15]. 值得注意的是, 在 NGC 4151 和 SDSS J102839.11+450009.4 中同时探测到 H I* 和 He I* 吸收线. 尽管目前 H I* 和 He I* 吸收线活动星系核样本都很小, 这一事实提示我们, 二者也许存在某种关联. 另外一个有趣的事实是, 在已知的 6 个巴尔末吸收线活动星系核中, 有 4 个同时探测到 Fe II* 吸收线; 另外 2 个, 或者由于光谱信噪比较低 (SDSS J102839.11+450009.4), 或者现有的光谱波长覆盖范围不够宽 (LBQS J1209+1633), 难以检测 Fe II* 吸收线. 我们有理由推测, 巴尔末吸收线很有可能也与 Fe II 吸收线紧密相关. 这一类活动星系核也许是研究外流的理想对象, 我们可以利用 Fe II 吸收线诊断吸收气体的密度^[16], 并结合亚稳态 He I* 吸收线进一步诊断吸收气体的电离状态^[14,17–18], 据此确定外流的几何结构和物理性质.

发现更多的巴尔末、He I* 和 Fe II 吸收线类星体有助于认识这些系统之间的相互关系, 进而理解这些罕见吸收线系统的物理起源. 本文报道我们从斯隆数字巡天中发现的一个特殊吸收线类星体 SDSS J222024.59+010931.2 (以下简称 SDSS J2220+0109). 在该类星体的光谱中, 同时探测到巴尔末线 H α 和 H β , 亚稳态 He I* $\lambda\lambda 3889$ 、3189, Ca II H、K, 以及来自 Fe II 激发态能级的波数为 $7\,955 \text{ cm}^{-1}$ 、 $13\,474 \text{ cm}^{-1}$ 和 $13\,673 \text{ cm}^{-1}$ 的吸收线. 本文第 2 节对光谱进行详细分析, 并测量上述吸收线的参数; 第 3 节讨论吸收线的产生机制和物理条件; 第 4 节是简短的结论和下一步工作展望.

2 SDSS 光谱分析

在斯隆数字巡天 DR7 的类星体光谱样本中, 我们系统搜寻了 He I* 吸收线和巴尔末吸收线, 分别发现约 200 个 He I* 吸收线类星体和约 20 个巴尔末吸收线类星体. SDSS J2220+0109 是其中最明亮的类星体, 斯隆 i 星等为 $(16.292 \pm 0.015) \text{ mag}$. 斯隆 2.5 m 望远镜于 2001 年 8 月 19 日对该类星体进行了光谱观测. 我们根据 [OIII] 窄发射线重

新测量 SDSS J2220+0109 的红移 $z = 0.2122 \pm 0.0025$. 该类星体位置处的银河系消光为 $E(B-V)=0.0632$. 进行光谱分析前, 我们首先改正了银河系消光, 然后把光谱变换到类星体的静止系. 在静止系中, SDSS 光谱有效波长覆盖为 $3140 \sim 7600 \text{ \AA}$. 位于光学波段的巴尔末吸收线与 $H\alpha$ 和 $H\beta$ 等强发射线严重耦合, 而紫外波段吸收线测量则对发射线模型依赖不大, 在紫外和光学波段我们分别采用不同的分析方法.

2.1 SDSS 光学光谱的多成分拟合

由于巴尔末吸收线叠加在类星体宽巴尔末发射线上, 为了得到归一化的吸收线谱并测量吸收线参量, 首先要得到未被吸收前的连续谱以及发射线的轮廓. 通常是用指数形式连续谱和展宽的 Fe II 发射线模板, 加上代表每条宽发射线和窄发射线的一个或多个高斯函数进行拟合. 光学 Fe II 线经验模板均构建自典型的窄线赛弗特 I 型星系 I Zw 1, 常用的有 Boroson 等^[19](BG92) 和 Véron-Cetty 等^[20](VJV04) 构建的模板. 其中 BG92 模板中只包含宽成分, 而 VJV04 中除了宽铁线外作者还证认出了窄铁线的成分. 由于 SDSS J2220+0109 在 $5170 \text{ \AA}$ 附近有明显窄的 Fe II 线成分, 我们采用 VJV04 模板. 对光谱范围内的宽发射线, 包括 $H\alpha$ 、 $H\beta$ 和 $H\gamma$, 我们采用 4 个高斯函数, 并假定它们的红移和轮廓相同; 对于光谱范围内的每条窄发射线我们采取单高斯成分, 并假定所有窄发射线具有相同的红移; 我们还假定 [OIII] $\lambda\lambda 4959$ 、 5007 双线的强度比等于理论值, 且 $H\beta$ 窄发射线流量为 [O III] $\lambda 5007$ 流量的 10%. 上述所有成分联合起来拟合 $4000 \sim 7500 \text{ \AA}$ 范围内的 SDSS 光谱, 通过最小化 χ^2 的方式得到各参数最佳拟合值. 图 1 中下图给出了 $H\alpha$ 附近的观测光谱与我们的最佳模型比较. 从残差谱可以看出, 上述模型可以很好地拟合观测结果.

在图 1 中上图给出 $H\beta$ 附近的拟合结果. 为图示清晰, 残差谱向下任意移动一定单位. 在 $H\beta$ 与 $H\gamma$ 发射线附近, 残差谱中有明显过剩辐射, $H\beta$ 线红翼叠加了数个发射峰. 残差谱线特征与 Bruhweiler 等^[21] 计算得到的低密度气体 ($n_e \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$) 中发射出的 Fe II 线谱相近. 低密度铁线成分的定量分析超出本文讨论范围, 我们仅在图 1 中展示残差谱 (图 1 中点虚线) 和低密度气体的理论 Fe II 发射线谱的对比. 由于 $H\beta$ 吸收线较弱, 且可能存在低密度铁线的“污染”, 使得 $H\beta$ 和附近的光谱拟合细节对于归一化的影响较大. 虽然 $H\alpha$ 拟合结果令人满意, 但是为了统一处理, 我们采用局域二阶多项式平滑处理 $H\alpha$ 与 $H\beta$ 吸收线. 即首先根据相对孤立而且不受强发射线影响的 He I* $\lambda\lambda 3889$ 、 3189 来确定受吸收线影响的速度区间 ($\Delta v \approx -1500 \sim 0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$); 然后屏蔽 $H\alpha$ 和 $H\beta$ 相应速度处的像素并选取相应吸收线附近的点做局域的二阶多项式拟合. 在下文吸收线的分析中, 我们均采用该拟合结果做归一化处理.

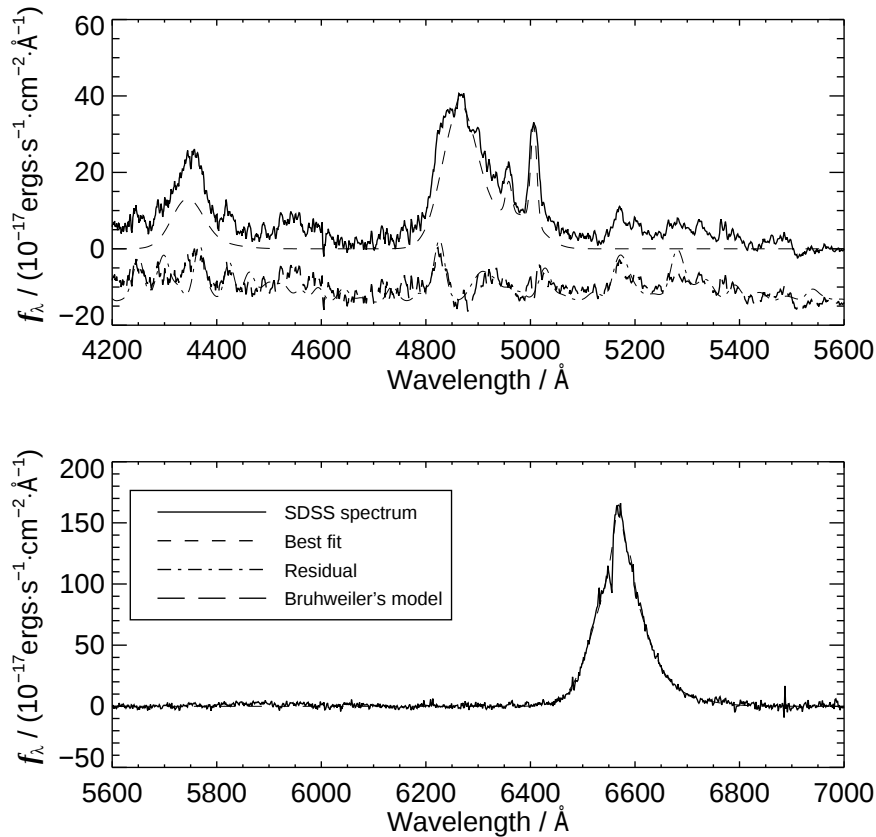


图 1 光学波段 (4000 ~ 7000 Å) 的光谱拟合结果

Fig. 1 The fitting results of optical spectrum (4000~7000 Å)

2.2 SDSS 紫外光谱的平滑内插方法

在近紫外波段, 活动星系核连续谱发射除了幂律谱外, 还有高阶巴尔末线、巴尔末连续谱和 Fe II 多重线形成的伪连续谱. 一般通过拟合的方式来确定各光谱成分的参数. 其中对铁线的处理一般采用 Fe II 线模板拟合, 紫外 (<3500 Å) 波段通常采用 Vestergaard 等^[22] 或者 Tsuzuki 等^[23] 由 I Zw 1 构建的 Fe II 线模版. 但是 SDSS J2220+0109 的光谱覆盖范围最蓝端只达到 3 200 Å, 且在 3100 ~ 3200 Å 附近似乎存在 2008 年 Wang 等^[8] 发现的窄 Fe II 发射线, 再加上巴尔末连续谱和高阶巴尔末线, 现有观测数据难以限定上述多个成分. 我们舍弃模型拟合光谱的方法, 而选取内插平滑的方法. 首先我们选取相对较强而且孤立的 He I* λ 3889 吸收线来确定吸收线速度间隔 ($\Delta v \approx -1500 \sim 0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), 之后屏蔽相应速度处的光谱像素, 对这些像素进行线性插值. 然后我们对插值过的光谱进行 lowess (locally weighted scatterplot smoothing)^[24-25], 即采用局部加权回归散点平滑算法进行平滑. 该算法选择一定宽度的平滑窗口后对光谱进行局域的低阶多项式拟合, 然后

以单个像素相对于拟合得到的多项式的偏离值大小的 $-n$ 次方作为权重重新进行局域多项式拟合. 迭代上述过程数次后则得到我们最后要求的平滑谱. 这种平滑方式能有效屏蔽比平滑窗口窄的结构比如发射线或者吸收线, 而有效保留较宽的光谱特征, 例如, 巴尔末连续谱、高阶巴尔末线和 Fe II 发射线. 在图 2 中显示 Fe II*、Ca II 和 He I* $\lambda 3889$ 附近的观测光谱和平滑后的谱. 其中虚线是幂律谱, 点虚线是平滑结果. 上图为 Fe II* 多重吸收线附近的光谱, 下图为 He I* $\lambda 3889$ 附近的光谱. 用观测谱流量除以平滑谱流量得到归一化的谱如图 3 所示, 证认出的 Fe II*、Ca II 和 He I* 吸收线的线心位置表示为垂直虚线. 其中, Fe II* 吸收线的中心波长以及对应的能级跃迁列在表 1 中, 主要包括从波数为 $7\,955\text{ cm}^{-1}$ 、 $13\,474\text{ cm}^{-1}$ 和 $13\,673\text{ cm}^{-1}$ 的激发态 Fe II 产生的吸收. 我们假定这些 Fe II* 线具有与 He I* $\lambda 3889$ 相同的速度结构, 测量这些吸收线的等值宽度并估计相应能级的柱密度, 结果也列在表 1 中, EW 为吸收线等值宽度, N_{ion} 为离子柱密度.

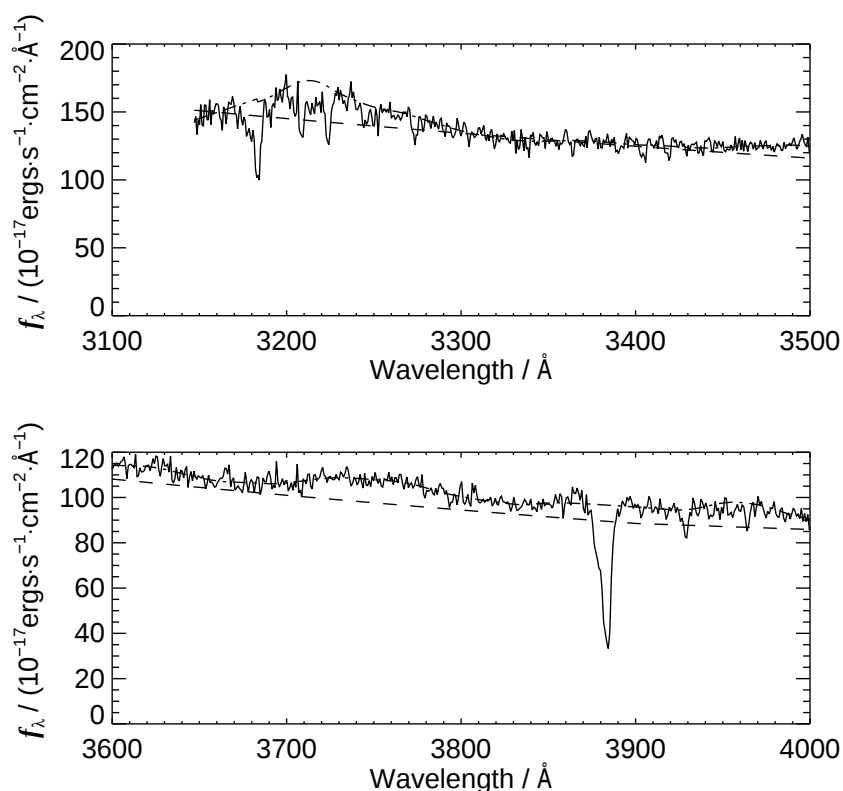


图 2 紫外波段 (3000 ~ 4000 Å) 的光谱拟合结果

Fig. 2 The fitting results of UV spectrum (3000 ~ 4000 Å)

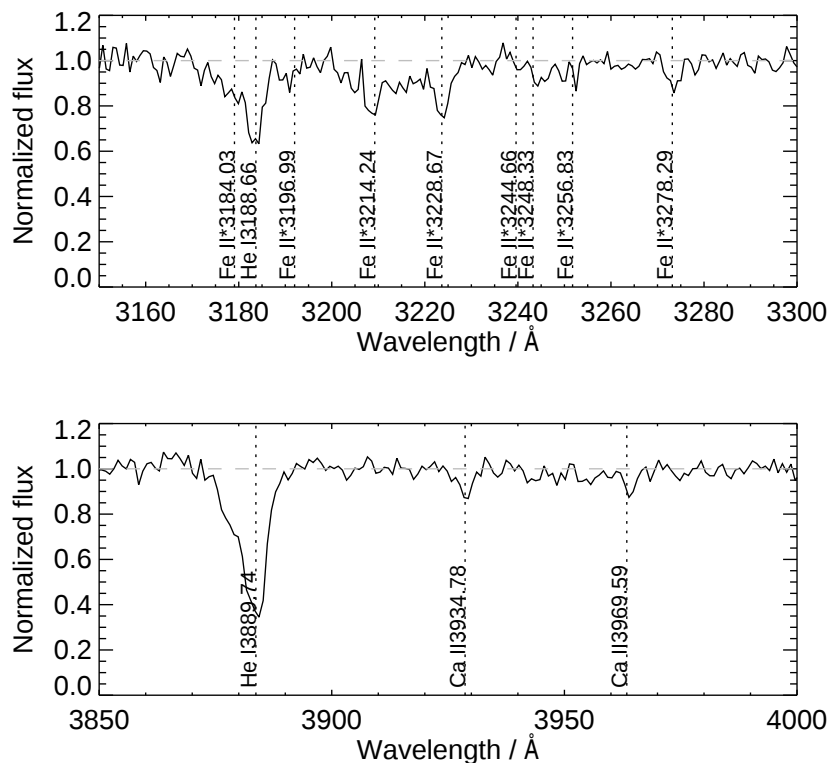


图 3 紫外波段 (3000 ~ 4000 Å) 的归一化光谱

Fig. 3 Normalized spectrum in UV band (3000 ~ 4000 Å)

表 1 SDSS J2220+0109 中证认出的激发态的 Fe II* 吸收线的参数

Table 1 Parameters of Fe II* absorption lines in SDSS J2220+0109

Wavelength(Å)	Level	Wave number(cm^{-1})	$EW(\text{\AA})$	$\lg N_{\text{ion}}(\text{cm}^{-2})$
3184.035	$a^4P_{3/2}-z^4F_{5/2}$	13673-45080	...	...
3196.994	$a^4P_{5/2}-z^4F_{7/2}$	13474-44753	...	...
3214.237	$a^4P_{3/2}-z^4D_{5/2}$	13673-44785	1.27 ± 0.15	14.37 ± 0.05
3228.674	$a^4P_{5/2}-z^4D_{7/2}$	13474-44447	1.37 ± 0.14	14.30 ± 0.04
3244.659	$c^2G_{9/2}-z^2F_{7/2}$	33466-64285	...	...
3248.326	$c^2G_{7/2}-z^2F_{7/2}$	33501-64286	...	...
3256.826	$a^4D_{7/2}-z^6D_{7/2}$	7955-38660	...	...
3278.292	$a^4D_{7/2}-z^6D_{9/2}$	7955-38459	0.63 ± 0.15	15.01 ± 0.10

2.3 吸收线的归一化与测量

吸收气体可能覆盖吸积盘和宽线区, 或者仅仅覆盖吸积盘而不覆盖宽线区. 这两种不同的情况应采用不同的归一化方式: 前者应直接用观测谱流量除以宽发射线和连续谱的流量和; 对于后者, 则应先从观测光谱流量减去宽发射线流量, 然后再除以连续谱流

量. 我们对 SDSS J2220+0109 光谱分别得到以上两种归一化吸收线光谱. 在 $H\alpha$ 和 $H\beta$ 的区域, 发射线包含铁线和 $H\alpha$ 的发射线, 我们采取上一小节中平滑过的谱减去下面相应的幂律连续谱作为发射线的近似; 在小于 $3\,646\text{ \AA}$ 的光谱区域中, 来自发射线区的辐射有 Fe 线和巴尔末连续谱, 我们同样用 lowess 平滑过的谱减去下面的幂律连续谱作为发射线区成分的近似. 图 4 中同时展示两种方式得到的归一化光谱, 其中简单的归一化方式表示为阶梯实线, 减去宽线的归一化方式表示为点虚线. 可以看出, 对于除 $H\alpha$ 外其他吸收线, 包括 $H\beta$ 、 He I^* 、 Ca II 、 Fe II^* $\lambda\lambda 3214$ 、 3228 等, 这两种归一化方式结果比较接近, 这是因为在相应吸收线处发射线的贡献远小于连续谱. 而 $H\alpha$ 吸收线叠加在强的 $H\alpha$ 发射线上, 受归一化方式影响较大. 在 $H\beta$ 的子图中, 我们画出两种归一化的 $H\beta$ 吸收轮廓所对应的理论的 $H\alpha$ 吸收轮廓, 其中点线对应 $H\beta$ 第 1 种归一化方式, 虚线对应其第 2 种归一化方式. 灰色水平线分别表示流量为 1 的位置和 $H\alpha$ 线心的流量, 以帮助读者阅读. 为了清楚显示弱线轮廓, 我们压缩了纵轴范围, 仅仅展示部分 $H\alpha$ 吸收线. 我们用 $\text{He I}^* \lambda 3889$ 轮廓拟合其它吸收线, 铁线的结果列在表 1 中, 其它吸收线参量列在表 2 中, 其中第 1 列为吸收线名称, 第 2 列为吸收线真空波长, 第 3 列为简单归一化得到的等值宽度, 第 4 列为计算得到的相应柱密度 (见 3.1 节).

表 2 SDSS J2220+0109 中主要吸收线的等值宽度及其相应离子的柱密度

Table 2 EW of major absorption lines and column densities of corresponding ions in SDSS J2220+0109

Line	$\lambda(\text{\AA})$	$EW(\text{\AA})$	$\lg N_{\text{ion}} (\text{cm}^{-2})$
$H\alpha$	6564.61	2.37 ± 0.11	12.98 ± 0.02
$H\beta$	4862.68	0.35 ± 0.14	13.14 ± 0.17
He I^*	3889.74	4.91 ± 0.12	15.11 ± 0.01
He I^*	3188.66	2.03 ± 0.15	15.31 ± 0.03
Ca II	3934.78	0.72 ± 0.14	12.91 ± 0.08
Ca II	3969.59	0.60 ± 0.13	13.13 ± 0.09

3 讨论

3.1 吸收气体的位置

吸收线范围内辐射流量可以写成 $I(v) = [1 - C_f(v)] + C_f(v) \times e^{-\tau(v)}$, 其中 $I(v)$ 为归一化的流量, $C_f(v)$ 为覆盖因子, τ 为光深. 如果吸收气体完全覆盖背景源且不饱和, 同一能级产生的多重线的光深比等于 $f \times \lambda$ 之比, 其中 f 为振子强度, λ 为线心波长. 例如, 对于类碱金属 Mg II 、 C IV 等, 强线与弱线的比值为 $2:1$; 巴尔末线 $H\alpha$ 与 $H\beta$ 的理论比值为 $7.26:1$. 我们分别在图 4 中 $H\beta$ 的子图中画出两种不同的归一化情况下 $H\beta$ 吸收对应的理论 $H\alpha$ 吸收谱, 其中点线为简单归一化, 即吸收气体完全覆盖宽发射线区和吸积盘; 虚线为减去宽发射线的归一化方式. 尽管 $H\beta$ 吸收线较弱, 使得由其推断的 $H\alpha$ 轮廓信噪比不是很高, 但是从图中仍然可以看出简单的归一化方式吸收深度与观测到的 $H\alpha$ 深度较为一致 (参见图中灰色水平参考线). 此外由表 2 我们可得 $EW(H\alpha)/EW(H\beta) = 6.77 \pm 2.73$, 而 $EW(\text{He I } \lambda 3889)/EW(\text{He I } \lambda 3189) = 2.41 \pm 0.19$, 与理论预期一致. 相对之下, 如采用减

去宽发射线的归一化方式, 观测到的 $H\alpha$ 吸收明显比预期的要深得多. 因此, 我们倾向于简单的归一化方式, 并在后面的讨论中采用这种方式归一.

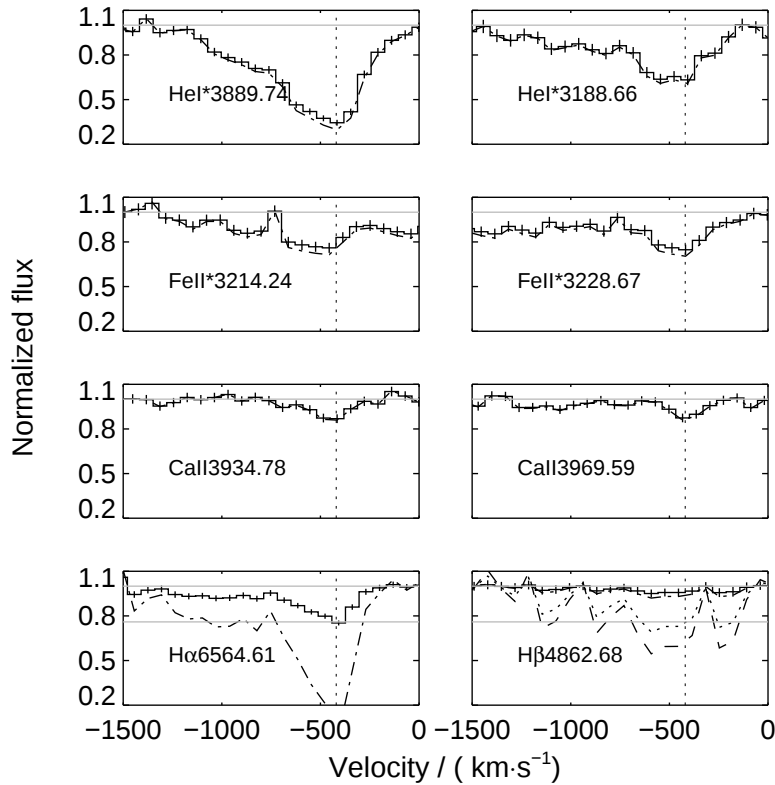


图 4 速度空间中两种不同的归一化方法

Fig. 4 Two different normalizing methods in velocity space

由于 $H\beta$ 吸收线信噪比较差, 较难通过 $H\alpha$ 与 $H\beta$ 的线比判断气体是否完全覆盖宽线区, 原则上可以通过观测更强的 $\text{He I}^* \lambda 10830$ ^[15] 和 $\text{He I}^* \lambda 3889$ 的线比来判断是否有部分覆盖存在, 我们已经申请了后续的 TripleSpec 红外光谱观测来检验这一点. 本文中暂且假设气体完全覆盖背景光源, 作为比较好的近似, 我们有 $N = \frac{m_e c^2}{\pi e^2 f \lambda^2} EW$ ^[26], 根据该式计算的柱密度也列在表 1 ~ 2 中. 当从同一能级中有多条线时, 由于弱线信噪比较差, 在下面讨论中用到的柱密度都以强线计算的结果为准.

3.2 吸收气体的密度

在偏离热平衡条件下, 基态和各激发态 Fe^+ 的布居比与密度有很强的依赖关系, 可以利用吸收线来测量各能级的柱密度, 并通过各能级柱密度的比值决定吸收气体的密度. 迄今仅在数个类星体中应用该方法估计出吸收气体的密度, 例如 Korista 等^[18] 利用类星体 Q2359-1241 的 Keck 高分辨率光谱, 在 $2000 \sim 3000 \text{ \AA}$ 范围内探测到来自基态和较低能级激发态 Fe II 吸收线 ($2600 \text{ \AA}$ 附近的线丛 UV 1 以及 $2400 \text{ \AA}$ 附近的线丛 UV 2), 基于能

级为 385 cm^{-1} 、 667 cm^{-1} 、 862 cm^{-1} 、 977 cm^{-1} 、 7955 cm^{-1} 的离子数目和基态离子数目比, 估计出吸收气体密度 $n_e \approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$. 虽然 SDSS J2220+0109 的现有光谱覆盖范围只达到静止系 $3100 \text{ \AA}$, 在光谱覆盖范围内没有来自基态的 Fe II 吸收线, 我们仍可试图通过比较来自波数 7955 cm^{-1} 、 13474 cm^{-1} 和 13673 cm^{-1} 等激发态的 Fe II* 吸收线估计吸收气体的密度.

如果吸收气体中电子密度足够大使其达到热平衡, 由玻尔兹曼方程我们有 $\frac{n_2}{n_1} = \frac{w_2}{w_1} \exp(-\chi/kT)^{[27]}$, 其中 n_1 和 n_2 分别为基态和某激发态 Fe⁺ 密度, w_1 、 w_2 为相应统计权重, χ 为两能级能量差. 替换上能级 n_2 为 7955 cm^{-1} 、 13474 cm^{-1} 和 13673 cm^{-1} 的柱密度 (见表 1), 并约去基态柱密度, 可以得到 7955 cm^{-1} 能级分别与 13474 cm^{-1} 或 13673 cm^{-1} 能级达到热平衡需要的温度为 $(6046 \pm 1085) \text{ K}$ 或 $(10541 \pm 3476) \text{ K}$. 在 Ji 等^[10] 以及下面的讨论中, 我们知道巴尔末吸收很可能产生于部分电离区. 根据电离连续谱的不同, 部分电离区的温度可以在 $6000 \sim 10^4 \text{ K}$ 之间^[27]. 由热平衡计算的温度在误差范围内与部分电离区的温度符合, 这要求电子密度等于或者大于相应能级的临界密度 $n_c = A_{21}/q_{21}$, 其中 A_{21} 和 q_{21} 分别为自发跃迁系数和碰撞退激发系数. 对应于能级波数为 7955 cm^{-1} 和 13474 cm^{-1} 的临界密度分别为 $10^{5.9} \text{ cm}^{-3}$ 和 $10^{6.2} \text{ cm}^{-3}$, 因此由达到热平衡的条件可知 SDSS J2220+0109 中吸收气体电子密度 $n_e \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$. 而由下节讨论可知, 吸收气体完全覆盖宽线区要求的电子密度小于几个 10^6 cm^{-3} , 综合以上, 我们可知电子密度应该接近 10^6 cm^{-3} . 高信噪比的光谱和对基态 Fe II 吸收线的观测可以帮助我们更好地限定密度.

3.3 巴尔末吸收线的起源

产生 $n=2$ 能级的氢原子的机制主要有 3 种: (1) 碰撞激发, (2) 复合, (3) Ly α 光子的共振散射. 考虑共振散射, 氢原子达到热平衡需要的临界密度为 $n_c = A_{21}/[q_{21}(1 + \tau_{0l})] = 8.7 \times 10^{16}/(1 + \tau_{0l}) \text{ cm}^{-3}$, 其中 τ_{0l} 为 Ly α 共振散射光深. 对于高斯分布的气体湍流速度, $\tau_{0l} \approx 7.6 \times 10^6 b_3^{-1} N_{\text{H}^0,22} \approx 10^3$, 其中 $b_3 \approx 1$ 为气体湍流速度, 单位为 $10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$; $N_{\text{H}^0,22}$ 为中性氢柱密度, 单位为 10^{22} cm^{-2} . 这一临界密度高于任何合理的吸收气体密度, 因此热平衡很难建立, 下面讨论中我们考虑具体的平衡过程.

对于 $n=2$ 能级的氢原子来说, 其 s 态与 p 态有不同的辐射退激发过程: 2s 态通过禁戒的双光子连续谱过程退激发 (自发辐射系数 $A=8.23 \text{ s}^{-1}$); 2p 态则通过辐射 Ly α 光子退激发, 需要分别考虑.

对于 2p 态, 其平衡主要由复合到该态与自发辐射 Ly α 光子竞争决定¹. 当吸收气体对 Ly α 光子光厚时, 该平衡给出 $n_{2p}/n_{\text{H}^+} \approx \tau_{0l} \alpha_{\text{eff}} n_e / A_{2p-2s} \approx 7.3 \times 10^{-9} n_{e,6} N_{\text{H}^0,22} b_3^{-1}$. 此时柱密度反比于电子密度的 $1/2$ 次方:

$$N_{\text{H}^0,22} \approx 1.4 f_{\text{H}^+}^{-1} (1 - f_{\text{H}^+})^{-1/2} b_3^{1/2} n_{\text{H},6}^{-1/2} (N_{n=2}/1.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2})^{1/2}, \quad (1)$$

其中 f_{H^+} 为氢的电离比例, α_{eff} 为有效复合系数. 由于吸收气体完全覆盖宽线区, 要求 $r_{\text{BALR}} > r_{\text{BLR}} \approx 10^{17} \text{ cm}$, 其中 r_{BALR} , r_{BLR} 分别为吸收线区和宽线区的尺度. 电子密度

¹ 我们下文将讨论到, 吸收气体可能起源于部分电离区, 其温度约为 10^4 K , 而 $q_{1s-2p} \propto \exp(-\frac{\Delta E}{kT}) \ll \alpha_{\text{eff}}$, 因此我们忽略 2p 态的碰撞激发过程.

n_e 为几个 10^6 cm^{-3} 时, 代入观测值 $N(n=2) \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 我们得到在中等电离的情况下 (比如部分电离区) 需要的氢的柱密度 $N_H \geq 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. 对于更大的密度或者更小的柱密度, 则吸收气体的尺度不足以覆盖宽发射线区.

对于 2s 能态, 其能级平衡方程为

$$n_e n_{H+} \alpha_{\text{eff}, 2s} + n_H n_e q_{1s-2s} = n_{2s} \left[A_{21} + n_e (q_{2s-2p} + q_{2s-nl}) + \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\alpha_{\nu} L_{\nu}}{4\pi r^2 h\nu} d\nu \right], \quad (2)$$

其中左边第 1 项为复合, 第 2 项为碰撞激发. nl 表征能级 n 、轨道角动量 l 的原子态.

由于 $\alpha_{\text{eff}, 2s}$ 与 q_{1s-2s} 为同一数量级 ($T = 10^4 \text{ K}$ 时, $\alpha_{\text{eff}, 2s} = 0.838 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, $q_{1s-2s} = 1.67 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), 所以左边两项比值主要由 n_{H+}/n_H 决定. 在氢电离区主要是复合; 在氢中性区或者部分电离区主要是碰撞激发.

忽略相应不重要项^[10], 在氢中性区或者部分电离区中, 当温度为 10^4 K 时我们有 $n_{2s}/n_H \leq 3 \times 10^{-10}$, 此时所需柱密度约为 $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, 因此, 单纯的碰撞激发没有部分电离区的共振散射机制有效; 而在氢电离区中, $n_{2s}/n_{H+} \approx n_e \alpha_{2s}/A_{2s-1s} \leq \alpha_{2s}/q_{2s-2p} \approx 0.44 \times 10^{-10}$, 此时所需柱密度为 $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, 复合同样没有部分电离区的共振散射机制有效.

作为复合机制效率不高的佐证, 我们可通过 He 的吸收线推断电离氢柱密度. He I* 吸收线来源于亚稳态 He I 2^3s 对光子的吸收, 其能级平衡方程给出:

$$\frac{n_{2^3s}(\text{He}^0)}{n_{\text{He}^+}} = \frac{5.8 \times 10^{-6} T_4^{-1.19}}{1 + 3110 T_4^{-0.51} n_e^{-1}}, \quad (3)$$

对于光致电离气体, $T_4 \equiv T/(10^4 \text{ K}) \approx 1$, 观测到的 He I 2^3s 态的柱密度约为 $1.28 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, 假设太阳丰度由 (3) 式可得所需的 H II 区柱密度为 $2.22 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, 此柱密度比由复合机制产生巴尔末吸收需要的 H II 区柱密度 $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ 小得多, 由此可以推断复合产生 $n=2$ 氢原子的可能性很小.

4 结论与展望

本文中详细分析了类星体 SDSS J2220+0109 的特殊吸收线系统. 包括巴尔末吸收线 $H\alpha$ 与 $H\beta$, He I* $\lambda\lambda 3889$ 、 3189 , Ca II K、H, 以及来自 Fe^+ 的激发态能级波数分别为 $7\,955 \text{ cm}^{-1}$ 、 $13\,474 \text{ cm}^{-1}$ 、 $13\,673 \text{ cm}^{-1}$ 的多重吸收线. 由 Fe^+ 能级布居和吸收气体完全覆盖宽线区的条件, 我们可限定吸收气体密度为 $n_e \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$; 基于多重巴尔末吸收线的观测光深分析可知, 吸收气体应该位于宽线区外且完全覆盖吸积盘和宽线区; 巴尔末吸收线若来自 H II 区的复合过程, 需要的 H II 区柱密度为 $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, 远大于从 He I* 吸收线估算的 H II 区柱密度 $2.22 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, 我们倾向于更为有效的有 $\text{Ly}\alpha$ 共振散射的碰撞激发机制, 吸收气体的柱密度 $N_H > 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

SDSS J2220+0109 中罕见吸收线系统的发现再一次提示我们, 巴尔末吸收线很可能与 Fe II^* 和 He I* 吸收线关联. 利用 Fe II^* 吸收线, 我们可以诊断吸收气体的密度, 结合光致电离模型可以有效限定吸收气体几何和物理性质. SDSS J2220+0109 是迄今发现的最亮的巴尔末吸收线类星体, 非常适合于后续观测和监测.

除了罕见的吸收线系统外, 我们还发现 SDSS J2220+0109 中的 Fe II 发射线很可能来自低密度发射区, 我们正在从斯隆数字巡天光谱数据库中搜集有类似铁线的类星体样本, 对该类类星体的研究有助于揭示类星体中 Fe II 线的起源.

致谢 本文使用了 SDSS 光谱巡天、NIST 和 NED 的数据.

参 考 文 献

- [1] Di Matteo T, Springel V, Hernquist L. *Natur*, 2005, 433: 604
- [2] Granato G L, De Zotti G, Silva L, et al. *ApJ*, 2004, 600: 580
- [3] Hopkins P F, Elvis M. *MNRAS*, 2005, 401: 7
- [4] Hamann F, Sabra B. *ASPC*, 2004, 311: 203
- [5] Hutchings J B, Crenshaw D M, Kraemer S B, et al. *AJ*, 2002, 124: 2543
- [6] Aoki K, Iwata I, Ohta K. *ApJ*, 2006, 651: 84
- [7] Hall P B. *AJ*, 2007, 133: 1271
- [8] Wang T G, Dai H F, Zhou H Y. *ApJ*, 2008, 674: 668
- [9] Aoki K. *PASJ*, 2010, 62: 1333
- [10] Ji T, Wang T G, Zhou H Y, et al. *RAA*, 2012, 12: 369
- [11] Boksenberg A, Carswell R F, Allen D A, et al. *MNRAS*, 1977, 178: 451
- [12] Rudy R J, Stocke J T, Foltz C B. *ApJ*, 1985, 288: 531
- [13] Anderson K S. *ApJ*, 1974, 189: 195
- [14] Arav N, Brotherton M S, Becker R H, et al. *ApJ*, 2001, 546: 140
- [15] Leighly K M, Dietrich D, Barber S. *ApJ*, 2011, 728: 94
- [16] de Kool M, Arav N, Becker R H, et al. *ApJ*, 2001, 548: 609
- [17] Dunn J P, Bautista M, Arav N, et al. *ApJ*, 2010, 709: 611
- [18] Korista K T, Bautista M A, Arav N, et al. *ApJ*, 2008, 688: 108
- [19] Boroson T A, Green R F. *ApJS*, 1992, 80: 109
- [20] Véron-Cetty M F, Joly M, Véron P. *A&A*, 2004, 417: 515
- [21] Bruhweiler F, Verner E. *ApJ*, 2008, 675: 83
- [22] Vestergaard M, Wilkes B J. *ApJS*, 2001, 134: 1
- [23] Tsuzuki Y, Kawara K, Yoshii Y, et al. *ApJ*, 2006, 650: 57
- [24] Cleveland W S. *Journal of the American Statistical Association*, 1979, 74: 829
- [25] Cleveland W S, Devlin S J, Grosse E. *Journal of Econometrics*, 1988, 37: 87
- [26] Jenkins E B. *ApJ*, 1986, 304: 739
- [27] Osterbrock D E, Ferland G J. *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*. Sausalito, CA: University Science Books, 2006

The Unusual Absorption Line Spectrum of Quasar SDSS J2220+0109

JI Tuo^{1,2} ZHOU Hong-yan^{1,2} WANG Ting-gui¹ WANG Hui-yuan¹

(1 *Centre for Astrophysics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026*)

(2 *Polar Research Institute of China, Shanghai 200136*)

ABSTRACT We report the discovery of Balmer broad absorption lines (BALs) in the quasar SDSS J2220+0109 and present a detailed analysis of the peculiar absorption line spectra. The absorption lines are detected in He I* multiplet at $\lambda\lambda 3189, 3889$ arising from the metastable helium 2^3s level, and in H α and H β from the excited hydrogen H I $n = 2$ level, which are rarely seen in quasar spectra. There are also many absorption lines arising from excited Fe II* levels 7955 cm^{-1} , 13474 cm^{-1} and 13673 cm^{-1} in the wavelength range of $3100 \sim 3300\text{ \AA}$. Ca II H, K absorption line doublets are also clearly presented in its SDSS spectra. All absorption lines show a similar blueshifted velocity structure of $\Delta v \approx -1500 \sim 0\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ relative to the quasar systematic redshift determined from the emission lines. Detailed analysis suggests that the BALs should arise from partial ionized region with a column density of $N_{\text{H I}} \approx 10^{21}\text{ cm}^{-2}$ for an electron density of $n_e \approx 10^6\text{ cm}^{-3}$; and the hydrogen $n = 2$ level be populated via collisional excitation with Ly α pumping.

In addition to its peculiar absorption features, SDSS J2220+0109 also shows unusual Fe II emission lines very likely originated from the low density gas of $n_e \approx 10^6\text{ cm}^{-3}$, which is similar to that of the absorption gas.

Key words quasars: absorption lines, quasars: emission lines, quasars: individual: SDSS J2220+0109