第 47 卷 第 1 期 天 文 学 报 Vol.47 No.1
2006 年 1 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA Jan., 2006

对孤立中子星 1E1207.4–5209 X– 射线回旋吸收线的理论分析*

袁爱芳 [1] 刘当波 [2] 陈 磊 [2] 丁 利 [2] 尤峻汉 [2]

(1 西藏大学理学院物理系宇宙线研究所 拉萨 850000)
(2 上海交通大学物理系空间与天体物理研究所 上海 200030)

摘要 近来的观测表明，在射电宁静孤立中子星 1E1207.4–5209 的 X– 射线连续谱中存在几条等间隔的吸收线，能量分别为 0.7 、 1.4 和 2.1 keV. 根据近年发展的四极近似下的量子回旋辐射理论，澄清了目前的一些疑问，肯定了它们是电子回旋吸收线，而不是质子回旋线. 并从理论上确定了该中子星自转轴的空间取向.

关键词 **脉冲星：** 1E1207.4–5209, **恒星：中子星，** X– **射线，方法：解析**
中图分类号： P 144; **文献标识码：** A

1 引言

在 X– 射线天文中，发射线或吸收线的观测一直受到普遍的关注. 多年以来，人们一直在寻找强磁场高能天体如磁中子星，磁奇异星可能存在的 X– 射线的发射线或吸收线 [1−6]. 因为谱线观测会比连续谱带来更多有关这些天体的物理性质，状态的有用信息. 例如是否存在大气层，其化学组成是什么？又如由回旋谱线观测来估计表面磁场强度大小，等等. 然而长期以来，对于孤立中子星，只观测到热的连续谱成分，没有谱线. 近年来，由于高灵敏度高分辨率天文卫星 Chandra 和 XMM–Newton 的成功观测，在射电宁静的孤立中子星 1E1207.4–5209 的连续谱中观测到位于 0.7 keV 和 1.4 keV 的两条吸收线 [7,8]. 关于这些吸收线的产生机制，曾经提出过 3 种建议 [7]: (1) 认为它们来自中子星表面强磁场中大气层一次电离氦离子的能级跃迁； (2) 它们是来自强磁场中的电子回旋吸收线； (3) 来自强磁场中的质子回旋吸收. 显然， 3 种假定将给出 3 种完全不同的中子星表面物理状态. 最新的 XMM–Newton 观测清楚地显示出 3 条等频率间隔的吸收线，分别位于 0.7 、 1.4 和 2.1 keV. 另外在 2.8 keV 处的弱吸收坑也隐约可见 [9]. 这一最新观测事实显然已经排除了上述第一种假定. 但是目前仍然存在一些困惑. a) 首先是不能明确肯定，这些吸收线到底是电子回旋线还是质子回旋线. 这一不确定带来的后果十分严重，因为不同的机制给出不同的表面磁场估计值. 如果是电子回旋线，则磁场强度约为 $\sim 8\times10^{10}$ G. 若为质子回旋线，则 $B\sim1.5\times10^{14}$ G. b) 其次，即使肯定它们是电子回旋线，也仍然存在一个困惑：按照 Pavlov 等人的公式 [10], 基频电子回旋线和一次谐波电子

2005-01-15 收到
* 国家自然科学基金 (10373010, 10147206) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (20030248012) 资助

回旋线的吸收系数之比为 $k_2/k_1 \sim \left(h\nu_{\rm B}/m_0c^2\right) \sim 10^{-3}$, 因此很难理解，为什么观测的两条吸收线的强度 (等值宽度 EW) 会如此接近，即 $\mathrm{EW}_2 \sim \mathrm{EW}_1$. c) 最后，由电子回旋线给出的磁场估值为 $B \sim 8\times10^{10}\,\mathrm{G}$. 而由观测的脉冲周期 P 和周期变化率 $\dot{P}$ 定出的场强则为 (在磁偶极辐射假定下) $B \equiv 3.2\times10^{19}\left(P\dot{P}\right)^{1/2}\ \mathrm{G} \sim 3\times10^{12}\,\mathrm{G}$, 两者严重不符.

对于上述质疑，目前尚在争论. 只有 c), 似乎有了普遍接受的解释. 人们相信，由周期变化率 $\dot{P}$ 在磁偶极辐射假定下定出的场强 $B \sim 3\times10^{12}\,\mathrm{G}$, 可能是不正确的. 因为由 $\dot{P}$ 定出的中子星特征年龄 $\tau_c = P/2\dot{P} \sim 4.8\times10^5\,\mathrm{yr}$, 也与观测的周边超新星遗迹的年龄 $\sim 10^4\,\mathrm{yr}$ 完全不相符. 其中的原因可能是由周期变化率 $\dot{P}$ 定场强 B 及年龄 τ_c 时暗含一个假定：中子星自旋变慢过程在历史上是均匀的， $\dot{P}$ 是常定的. 这个假定可能不对. 例如历史上多次发生 '星震' (glitches) 会显著改变 $\dot{P}$, 所以历史上的周期变化率可能明显不同于目前观测值. 另一可能性是显著的记时噪音掩盖了真实的周期变化率 [9].

但是前面的两个疑问 a) 和 b) 仍然无法解决. 即，目前还没有把握明确排除质子回旋吸收线的可能性. 其次，即使人们倾向于电子回旋吸收起源，似乎也难以理解，为何两条吸收线的等值宽度会如此接近. 本文的目的，就是希望对这两个疑难问题给出明确的答复. 我们曾经在四极近似下，给出回旋辐射的量子理论公式 [11,12], 求出基频和一次谐波回旋吸收系数 $k_1 = k_1(B,\theta)$, $k_2 = k_2(B,\theta)$. 这组公式既适用于电子回旋吸收，也适用于质子回旋吸收，只需将公式中的电子质量 m_0 改成质子质量 m_p 即可. 我们利用量子公式论证这些吸收线只可能是电子回旋线，而不是质子回旋线. 同时说明，为什么在一次谐波吸收系数远小于基频吸收系数情况下 (即 $k_2 \sim 10^{-3}k_1 \ll k_1$), 会出现两条吸收线等值宽度近似相等的现象. 我们还通过对两条线等值宽度的模型拟合，首次定出中子星 1E1207.4–5209 的自转轴方向和视线方向之间的夹角.

2 基本公式

2.1 电子 (质子) 回旋共振吸收系数

以下我们列出与本文计算有关的量子公式及简单的物理说明 [11]. 对理论感兴趣的读者可以在我们近年论文中找到详细推导 [12].

2.1.1 基频吸收系数 $k_{01}^{\rm cy.}$

按照我们导出的量子公式，与强磁场中电子由朗道基态 $l=0$ 到第一激发态 $u=1$ 的频率为 $\nu_{\rm B}$ 的基频跃迁相对应的基频回旋共振吸收系数为

$$k_{01}^{\rm cy.} = \frac{1}{2}\pi r_0 c N_0\left(1+\cos^2\theta\right)\ , \tag{1}$$

其中 $r_0 \equiv \dfrac{e^2}{m_0c^2}$ 是电子经典半径， N_0 是磁等离子体中处于朗道基态 $l=0$ 的电子数密度， θ 是中子星磁轴方向和辐射方向 (即视线方向) 的夹角，朗道基频则为 $\nu_{\rm B} = \dfrac{eB}{2\pi m_0 c}$.

我们指出，公式 (1) 也适用于质子回旋吸收，只需将式中的电子静质量 m_0 换成质子静质量 m_p 即可. $m_p = 1837m_0 \sim 10^3 m_0$, 因此，如果回旋基频 $\nu_{\rm B} = eB/2\pi m_0 c$ 仍取谱线频率的观测值，则在质子回旋假定下，磁场 B 的估值将高出 3 个量级. 同时也由 (1)

式看出，质子的回旋吸收系数远小于电子.

由于谱线展宽效应，吸收实际上分布于 $\nu \sim \nu_{\rm B}$ 的狭窄频段上. 故应将 (1) 式乘上谱线轮廓因子 $\varphi(\nu-\nu_{\rm B})$, 得到

$$\begin{aligned} k_{01}^{\rm cy\cdot}(\nu,\theta) &= \frac{1}{2}\pi r_0 c N_0 \left(1+\cos^2\theta\right)\varphi(\nu-\nu_{\rm B}) = \\ & 1.327\times10^{-2} N_0 \left(1+\cos^2\theta\right)\varphi(\nu-\nu_{\rm B}) \qquad {\rm cm}^{-1}\,, \end{aligned} \tag{2}$$

式中 $\varphi(\nu-\nu_{\rm B})$ 满足归一化条件

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(\nu-\nu_{\rm B}){\rm d}\nu = 1\,. \tag{3}$$

对于高温等离子体 (例如中子星表面处， $T\sim10^6-10^7\,{\rm K}$), 谱线展宽是由电子热运动造成的. 注意强磁场中电子在垂直 B 方向束缚于朗道轨道上，没有热运动. 热电子只在沿 B 方向才有自由热运动. 将磁轴 B 方向定为 z 轴，沿 z 方向的速度分量 V_z 具有麦克斯韦分布. 它在视线方向的投影分量为 $V_z\cos\theta$, 相应的多普勒频移为 $\Delta\nu/\nu_{\rm B} = V_z\cos\theta/c$. 由速度的麦氏分布导出吸收谱线的高斯型 Doppler 轮廓因子为：

$$\varphi(\nu-\nu_{\rm B}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left[-\frac{(\nu-\nu_{\rm B})^2}{2\sigma^2}\right], \tag{4}$$

其中 $2\sigma^2 \equiv \dfrac{2kT\nu_{\rm B}^2\cos^2\theta}{m_0c^2}$, 由 (4) 式求出的 Doppler 展宽的谱线半极大宽度为：

$$\Delta\nu_{\rm D} = \nu_{\rm B}\sqrt{2\ln 2\left(\frac{kT}{m_0c^2}\right)}\cos\theta\,. \tag{5}$$

利用 (2) 和 (4) 式，得到线心 $\nu=\nu_{\rm B}$ 处的吸收系数值为：

$$k_{01}^{\rm cy\cdot}(\nu_{\rm B},\theta) = \frac{1}{2}\pi r_0 c N_0\left(1+\cos^2\theta\right)\frac{1}{\sqrt{2\pi\left(\dfrac{kT}{m_0c^2}\right)}\nu_{\rm B}\cos\theta} \qquad {\rm cm}^{-1}\,. \tag{6}$$

2.1.2　一次谐波回旋吸收系数 $k_{02}^{\rm cy\cdot}$

与倍频 (又称一次谐波) 吸收跃迁 $l=0\to u=2$ 相应的一次谐波的回旋共振吸收系数为

$$\begin{aligned} k_{02}^{\rm cy\cdot}(\nu,\theta) &= \left(\frac{h\nu_{\rm B}}{m_0c^2}\right)\pi r_0 c N_0\left(1+\cos^2\theta\right)\sin^2\theta\varphi(\nu-2\nu_{\rm B}) \\ &= 6.013\times10^{-16} B N_0\left(1+\cos^2\theta\right)\sin^2\theta\varphi(\nu-2\nu_{\rm B})\,{\rm cm}^{-1}\,, \end{aligned} \tag{7}$$

其中轮廓因子 $\varphi(\nu-2\nu_{\rm B})$ 仍为高斯型 (4) 式，只是式中的 $2\sigma^2 \equiv \dfrac{2kT(2\nu_{\rm B})^2\cos^2\theta}{m_0c^2}$. 线心 $\nu=2\nu_{\rm B}$ 处的吸收系数值为：

$$k_{02}^{\rm cy\cdot}(2\nu_{\rm B},\theta) = \left(\frac{h\nu_{\rm B}}{m_0c^2}\right)\pi r_0 c N_0\left(1+\cos^2\theta\right)\sin^2\theta\frac{1}{\sqrt{2\pi\left(\dfrac{kT}{m_0c^2}\right)}(2\nu_{\rm B})\cos\theta}\,{\rm cm}^{-1}\,. \tag{8}$$

比较 (2) 式与 (7) 式，或比较 (6) 与 (8) 式，不难看出，一次谐波回旋吸收系数和基频吸收系数两者对于角度 θ 的依赖关系非常不同．基频吸收 $k_{01}^{\mathrm{cy}\cdot}$ 有近似的各向同性．但一次谐波吸收 $k_{02}^{\mathrm{cy}\cdot} \propto \left(1+\cos^2\theta\right)\sin^2\theta$ 具有明显方向性：沿磁轴方向 $\theta=0$ 没有吸收，因此沿磁轴方向的辐射不会有倍频吸收线存在，只有基频吸收线．而在大的 θ 角方向，尤其在近似垂直磁轴方向则有明显的倍频吸收．从而在此方向的辐射谱中会同时观测到基频和倍频两条甚至更多条高次谐波吸收线． (7) 和 (8) 式也适用于质子回旋吸收，只需将式中质量做相应代换即可．

2.2 吸收光深 τ_ν 和吸收线等值宽度 EW^a

2.2.1 吸收光深 τ_ν

如果强磁场中等离子体吸收区的线度为 L, 则由 (6) 式得到基频线心 $\nu=\nu_{\mathrm{B}}$ 处的吸收光深为：

$$\tau_1(\nu_{\mathrm{B}})=k_{01}^{\mathrm{cy}\cdot}(\nu_{\mathrm{B}})L=\frac{1}{2}\pi r_0 c\widetilde{N}_0\left(\frac{1+\cos^2\theta}{\cos\theta}\right)\frac{1}{\sqrt{2\pi\left(\dfrac{kT}{m_0c^2}\right)}\nu_{\mathrm{B}}}\,. \tag{9}$$

同样，由 (8) 式得到倍频 (即一次谐波) 线心 $\nu=2\nu_{\mathrm{B}}$ 处吸收光深为：

$$\tau_2(2\nu_{\mathrm{B}})=k_{02}^{\mathrm{cy}\cdot}(2\nu_{\mathrm{B}})L=\left(\frac{h\nu_{\mathrm{B}}}{m_0c^2}\right)\pi r_0 c\widetilde{N}_0\left(\frac{1+\cos^2\theta}{\cos\theta}\right)\sin^2\theta\frac{1}{\sqrt{2\pi\left(\dfrac{kT}{m_0c^2}\right)}(2\nu_{\mathrm{B}})}\,, \tag{10}$$

式中 $\widetilde{N}_0=N_0L$ 为强磁场等离子体中沿视线方向的处在朗道基态的电子 (质子) 柱密度．

由 (9) 式和 (10) 式可见，基频吸收显著高于倍频吸收．两者之比为

$$\frac{\tau_2}{\tau_1}=\frac{k_{02}^{\mathrm{cy}\cdot}(2\nu_{\mathrm{B}})}{k_{01}^{\mathrm{cy}\cdot}(\nu_{\mathrm{B}})}=\left(\frac{h\nu_{\mathrm{B}}}{m_0c^2}\right)\sin^2\theta\ll 1\qquad (\text{当 } B\le 10^{12}\,\mathrm{G})\,. \tag{11}$$

例如，对于 1E1207.4–5209, 场强 $B=8\times10^{10}\,\mathrm{G}$, $h\nu_{\mathrm{B}}=0.72(1+z)\,\mathrm{keV}\approx0.86\,\mathrm{keV}$ (引力红移 z 取常用值 $z\approx0.2$)[9], 故有 $\tau_2/\tau_1\approx10^{-3}\sin^2\theta\ll1$, 这一估计与文 [10] 一致．

(11) 式表明，在很宽的电子柱密度变化范围内，都很容易出现 $\tau_1>1$ (只要 $\widetilde{N}_0$ 足够大) 同时又有 $\tau_2\ll1$ 的情况．即气体对基频回旋吸收光学厚而对倍频吸收光学薄．以下的分析表明，中子星 1E1207.4–5209 的情况即属此例．

显然, 光深比公式也适用于质子回旋吸收, 只需将式中电子质量换以质子质量即可．此时 (11) 式改为：

$$\frac{\tau_2}{\tau_1}\approx\left(\frac{h\nu_{\mathrm{B}}}{m_pc^2}\right)\sin^2\theta\ll1\,. \tag{12}$$

2.2.2 吸收线的等值宽度 EW^a

吸收线的等值宽度为：

$$\mathrm{EW}^a=\frac{\int I_\nu\left(1-e^{-\tau(\nu)}\right)\mathrm{d}\nu}{I_\nu}\approx\int\left(1-e^{-\tau(\nu)}\right)\mathrm{d}\nu\,, \tag{13}$$

积分区间就是吸收线延展的频率范围.

在以下模型考虑中，我们假定 1E1207.4–5209 对基频光学厚 (理由见第 3 节), 即在 $\nu \approx \nu_{\rm B}$ 附近的很大频率范围内有 $\tau_1(\nu) > 1$, $e^{-\tau_1(\nu)} \to 0$. 如果基频线在频率空间 $(\nu_{\rm B} - \Delta\nu, \nu_{\rm B} + \Delta\nu)$ 中为光厚，即 $\tau_1(\nu_{\rm B} \pm \Delta\nu) = 1$, 略去线两翼光学薄部分的很弱的吸收，则 (13) 式可近似简化为

$$\mathrm{EW}_1^a = \int \left(1 - e^{-\tau(\nu)}\right) \mathrm{d}\nu \approx \int_{\nu_{\rm B}-\Delta\nu}^{\nu_{\rm B}+\Delta\nu} \mathrm{d}\nu = 2\Delta\nu\,. \tag{14}$$

在 (14) 式中，光厚的频率范围 $\Delta\nu$ 可由 $\tau_1(\nu_{\rm B} \pm \Delta\nu) = 1$ 定出，由此得

$$\Delta\nu = \nu_{\rm B} \sqrt{2\ln\left[\frac{1}{2\sqrt{2\pi}\nu_{\rm B}} \sqrt{\frac{m_0c^2}{kT}} \pi r_0 c \widetilde{N}_0 \left(\frac{1+\cos^2\theta}{\cos\theta}\right)\right] \left(\frac{kT}{m_0c^2}\right) \cos\theta}\,. \tag{15}$$

对于倍频吸收，应有光学薄 (详见第 3 节), $\tau_2(\nu) \ll 1$, $e^{-\tau_2(\nu)} \simeq 1 - \tau_2(\nu)$, 故 (13) 式为

$$\mathrm{EW}_2^a \approx \int_0^\infty \tau_2(\nu)\mathrm{d}\nu\ , \tag{16}$$

其中 $\tau_2(\nu)$ 由 (7) 式给出.

3　对于两个疑难问题的解答

利用上述公式，可以对尚在争议的疑难问题 a) 和 b) 给出我们的解决方案.

3.1　为什么一定是电子回旋吸收线 (疑难 a))?

如果肯定了中子星 1E1207.4–5209 的吸收线的回旋吸收起源，则光深比在 (11) 式或 (12) 式中应取 $h\nu_{\rm B} = 0.86\,\mathrm{keV}$. 如果是质子回旋吸收，则 (12) 式表明，其光深比 $\tau_2/\tau_1 \approx 10^{-6}\sin^2\theta$, 比已经很小的电子回旋光深比还要小 3 个量级. 在合理的气体柱密度取值范围内，质子回旋的一次谐波光深实际上总是 $\tau_2 \approx 0$, 即气体对一次谐波几乎完全透明. 根本不会有质子回旋的倍频吸收线的存在. 中子星 1E1207.4–5209 观测到清晰的倍频吸收线甚至更高次的谐波吸收，这就排除了质子回旋吸收的可能性，只可能是电子回旋线.

3.2　为什么观测的基频和倍频吸收线的等值宽度非常接近 (疑难 b))?

如果已经肯定了中子星 1E1207.4–5209 吸收线是电子回旋线, 则基频和倍频吸收线的光深分别由 (9) 式和 (10) 式给出. 两光深之比则由 (11) 式给定. (11) 式表明，在电子柱密度很宽的变化范围内，都很容易出现 $\tau_1 > 1$ (只要柱密度 $\widetilde{N}_0$ 足够大) 同时又有 $\tau_2 \ll 1$ 的情况. 即气体对基频回旋吸收光学厚而对倍频吸收光学薄. 这将造成这两条吸收线有可比的等值宽度. 我们指出，中子星 1E1207.4–5209 的实际情况即属此例. 按照 Sanwal 等 [7] 和 Mereghetti 等 [8] 的估计，电子柱密度约为 $\widetilde{N}_0 \approx 10^{20}\,\mathrm{cm}^2$. 将这一估值代入 (9) 式和 (10) 式，就得到 $\tau_1 > 1$ 和 $\tau_2 \lesssim 10^{-3} \ll 1$. 即对基频线光厚而对倍频线光薄. 这一情况使得对两条吸收线等值宽度的计算必须分别采用不同的近似公式，即 (14) 式和 (16) 式. 而 (14) 式表明，在光厚情况下线的等值宽度已接近饱和值，不再与吸收气体密度有

关, 成为常定值. 相反, (16) 式表明, 倍频吸收线等值宽度则与气体柱密度成正比关系, $\mathrm{EW}_2^a \propto \tau_2 \propto \widetilde{N}_0$. 在满足 $\tau_2 < 1$ 条件下合理调节柱密度 $\widetilde{N}_0$ 及角 θ, 即可使 $\mathrm{EW}_2^a \approx \mathrm{EW}_1^a$.

4 中子星 1E1207.4–5209 自转轴的空间取向

利用公式 (14) 、 (15) 和 (16), 我们可以计算两条吸收线的等值宽度 EW_1^a 和 EW_2^a, 它们和一些物理参量如温度 T, 磁场强度 B, 基态电子柱密度 $\widetilde{N}_0$, 以及夹角 θ 有关. 将它们分别与观测值 $\mathrm{EW}_1^{\mathrm{obs.}}$ 和 $\mathrm{EW}_2^{\mathrm{obs.}}$ 比较, 并根据观测结果取定合理的参量 (T, B), 就可以进一步定出中子星磁轴方向与观测者视线方向的夹角以及吸收气体柱密度 $(\theta, \widetilde{N}_0)$.

对于 1E1207.4–5209 的电子回旋吸收线, 由观测定出, 磁场 $B = 8 \times 10^{10}\,\mathrm{G}$, $kT \approx 0.26\,\mathrm{keV}$. 按照 (14) 式 —(16) 式, 倍频和基频吸收线等值宽度为

$$\mathrm{EW}_1^a = 2\Delta\nu = 2\nu_{\mathrm{B}} \sqrt{2\ln\left[\frac{1}{2\sqrt{2\pi}\nu_{\mathrm{B}}}\sqrt{\frac{m_0c^2}{kT}}\pi r_0 c\widetilde{N}_0\left(\frac{1+\cos^2\theta}{\cos\theta}\right)\right]\left(\frac{kT}{m_0c^2}\right)\cos\theta}\,, \quad (17)$$

$$\mathrm{EW}_2^a = \left(\frac{\pi r_0 h}{m_0 c}\right)\nu_{\mathrm{B}}\widetilde{N}_0\left(1+\cos^2\theta\right)\sin^2\theta\,. \quad (18)$$

在 (18) 式的计算中利用了归一化条件 $\int_0^\infty \varphi(\nu - 2\nu_{\mathrm{B}})\mathrm{d}\nu = 1$. 对于 1E1207.4–5209, 将 $B = 8\times10^{10}\,\mathrm{G}$, $kT \approx 0.26\,\mathrm{keV}$ 代入 (17) 式和 (18) 式, 并分别与观测的等值宽度 (以能量 keV 为单位) 比较, 得到

$$\mathrm{EW}_1^a = 0.057 \times \sqrt{\ln\left[1.08\times10^{-18}\widetilde{N}_0\left(\frac{1+\cos^2\theta}{\cos\theta}\right)\right]}\cos\theta = \mathrm{EW}_1^{\mathrm{obs.}}\,, \quad (19)$$

$$\mathrm{EW}_2^a = 2.15\times10^{-22}\widetilde{N}_0\left(1+\cos^2\theta\right)\sin^2\theta = \mathrm{EW}_2^{\mathrm{obs.}}\,. \quad (20)$$

利用观测得到的基频和倍频电子回旋吸收线的等值宽度, 由 (19) 式和 (20) 式定出中子星磁轴方向与观测者视线方向的夹角以及吸收气体柱密度 $(\theta, \widetilde{N}_0)$. 但是我们指出, 由于等值宽度 $\mathrm{EW}_1^{\mathrm{obs.}}$ 和 $\mathrm{EW}_2^{\mathrm{obs.}}$ 实际上是一段时间中的平均观测值, 因此由 (19) 式和 (20) 式定出的 θ 将被认定为中子星自转过程中的时间平均值 $\overline{\theta}$. 我们进一步论证, 平均角 $\overline{\theta}$ 的物理意义就是中子星自转轴与观测视线方向之夹角 ϕ, 在图 1 中, 将自转轴和磁轴之夹角记为 α, 自转轴和观测者视线之夹角则记为 ϕ, 磁轴和视线方向夹角仍记为 θ, 在自转过程中, θ 随时间变化. 由图 1 可见, 在一周自转中, 最小夹角为 $\theta_{\min} = \phi - \alpha$, 而最大夹角则为 $\theta_{\max} = \phi + \alpha$. 故 θ 的时间平均值近似为

$$\overline{\theta} \approx \frac{\theta_{\max} + \theta_{\min}}{2} = \phi\,. \quad (21)$$

利用 Sanwal 等 [7] 以及 Mereghetti 等 [8] 的观测资料, 由 (19) 式和 (20) 式求出的 $(\overline{\theta}, \widetilde{N}_0) = (\phi, \widetilde{N}_0)$ 见表 1 和表 2. 在计算中, (19) 式和 (20) 式中的夹角 θ 用平均值 (21) 式代替.

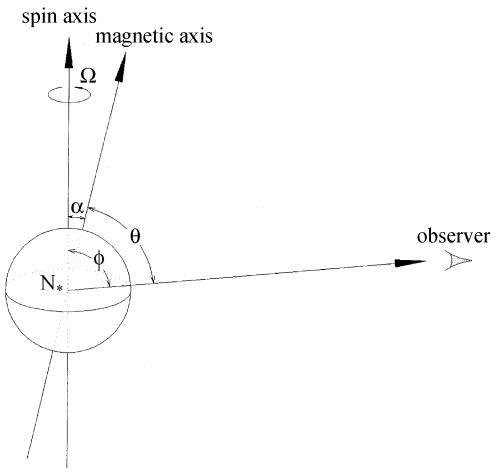

图 1　中子星自转轴，磁轴以及观测者视线关系示意图

Fig. 1　Sketch of the observer's sight line, the isolated neutron star's spinning axis and magnetic axis

表 1　利用 Sanwal 等人 (2002) 的观测数据资料计算的中子星 1E1207.4–5209 自转轴与观测视线的夹角 ϕ 和吸收气体柱密度 $\widetilde{N}_0$

Table 1　The calculated column density $\widetilde{N}_0$ and the calculated included angle ϕ between the spinning axis of 1E1207.4-5209 and the observer′s sight line. In the model calculations, the observation data are taken from the paper of Sanwal et al. (2002).

	January 2000				January 2002			
	$EW_1^{obs.}$ keV	$EW_2^{obs.}$ keV	$\widetilde{N}_0$ $10^{20}\,cm^{-2}$	ϕ	$EW_1^{obs.}$ keV	$EW_2^{obs.}$ keV	$\widetilde{N}_0$ $10^{20}\,cm^{-2}$	ϕ
Model 1	0.108	0.102	6.22	45.75°	0.064	0.129	6.17	66.08°
Model 2	0.112	0.104	6.63	43.86°	0.068	0.130	6.27	66.43°
Model 3	0.108	0.103	6.28	45.79°	0.066	0.129	6.20	65.25°
$\overline{\widetilde{N}_0} = 6.38 \times 10^{20}\,cm^{-2}$			$\overline{\phi} = 45.13°$		$\overline{\widetilde{N}_0} = 6.21 \times 10^{20}\,cm^{-2}$		$\overline{\phi} = 65.92°$	

表格中基频和倍频吸收线的等值宽度来自于 Sanwal 等人 (2002) 的拟合数据资料， Model 1, 2, 3 分别代表原始文献中拟合连续谱所用的不同模型，Blackbody + 2 Gaussians, Power law + 2 Gaussians 和 Thermal bremsstrah + 2 Gaussians.

由表 1 和表 2 可见，中子星 1E1207.4–5209 的自转轴与观测视线夹角 ϕ 大体范围为 $45° \lesssim \phi \lesssim 65°$, 吸收气体柱密度为 $4.2 \times 10^{20} \lesssim \widetilde{N}_0 \lesssim 6.4 \times 10^{20}\,cm^{-2}$. 对于同一组观测，利用 3 种模型下的拟合数据资料计算得到的自转轴与观测视线的夹角 ϕ 和吸收气体柱密度 $\widetilde{N}_0$ 的弥散度很小.

表 2 利用 Mereghetti 等人 (2002) 的观测数据资料计算的中子星 1E1207.4–5209 自转轴与观测视线的夹角 ϕ 和吸收气体柱密度 $\widetilde{N}_0$

Table 2 The calculated column density $\widetilde{N}_0$ and the included angle ϕ between the spinning axis and the observer's sight line. In the model calculations, the observation data are taken from the paper of Mereghetti et al.(2002)

	December 2001			
	$EW_1^{obs.}$ keV	$EW_2^{obs.}$ keV	$\widetilde{N}_0$ $10^{20}\,cm^{-2}$	ϕ
Model 1	0.090	0.107	5.63	54.38°
Model 2	0.092	0.067	3.64	52.02°
Model 3	0.091	0.063	3.41	52.30°
	$\overline{\widetilde{N}_0} = 4.23 \times 10^{20}\,cm^{-2}$		$\overline{\phi} = 52.90°$	

表格中基频和倍频吸收线的等值宽度来自于 Mereghetti 等人 (2002) 的拟合数据资料， Model 1, 2, 3 分别代表原始文献中拟合连续谱所用的不同模型， Blackbody + 2 Gaussians, Blackbody + Power law + 2 Gaussians 和 H atmosphere + 2 Gaussians.

5 结论与讨论

在本文中, 我们利用四极近似下的量子回旋吸收公式, 论证了 1E1207.4–5209 的 4 条等间隔吸收线是电子回旋线, 而不是质子回旋线, 因为对于质子回旋而言, 倍频吸收几乎为零, 不存在倍频和高次谐波吸收线. 我们进一步分析了由该星的观测结果推论的中子星表面物理状态, 论证了强磁场区中等离子体对于基频线是光学厚但对高次谐波都是光薄. 由此澄清了另一个令人困惑的问题: 为什么理论给出的基频线比倍频线的吸收系数高出大约 3 个量级, 而观测给出两线吸收强度 (等值宽度) 几乎相同? 原因就在于, 吸收系数的巨大差异造成一种大的可能性: 使得气体对基频光厚而对高次谐波光薄. 显然, 在光厚情况下, 对基频线的吸收已达饱和, 等值宽度不再明显依赖气体密度, 成为与密度无关的常定值. 而在光薄情况下, 计算的倍频线等值宽度则正比于气体密度. 调节电子柱密度以及角度 θ, 即可使其等值宽度与基频线相近.

我们还进一步完成了模型计算, 对观测的两线等值宽度进行拟合. 并由此导出自转轴的空间取向. 结果是, 自转轴与观测视线的夹角 $45° \lesssim \phi \lesssim 65°$. 我们认为, 这一新结果在物理上是合理可信的. 普遍认为, 射电脉冲星的射电脉冲来自沿磁轴方向的非热同步辐射. 但与此不同, 中子星 1E1207.4–5209 的 X– 射线脉冲则是热辐射, 我们认为最主要的热辐射区就是磁极处沿磁轴的柱状区域. 显然, 对长柱状辐射区来说, 侧面比底面的有效辐射面积大很多, 因此 X– 射线热辐射应当主要来自侧面. 只当中子星自转轴与观测视线方向的夹角 ϕ 有比较大的角度时, 才可使观测者最有效地接收到 X– 射线脉冲. 我们的计算结果是 $\phi \sim 55°$ 支持了这一物理图像.

由 (17) 和 (18) 式可见, 倍频与基频吸收线等值宽度敏感地依赖于夹角 θ. 然而观测表明, 尽管等值宽度比在自转中随转动位相而改变, 但幅度不大 [12]. 这表明 θ 随时间的变化幅度也不大. 即 $\theta_{max} = \phi + \alpha$ 和 $\theta_{min} = \phi - \alpha$ 两者的差别很小. 所以磁轴与自转轴夹角 α 应当很小, 而 ϕ 又很大, 因而我们观测不到沿磁轴方向辐射的射电脉冲. 由此可

以说明中子星 1E1207.4–5209 为什么没有射电脉冲 (射电宁静). 另外，磁轴与自转轴夹角 α 很小，有可能表明磁偶极辐射不是很有效，因而中子星 1E1207.4–5209 辐射能源很可能主要来自吸积.

参 考 文 献

1 Zavlin V E, Pavlov G G. Modeling Neutron Star Atmospheres. In: Becker W, Lesch H & Trümper J eds. MPE Report 278, Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik, garching bei, München, 2002, 263
2 Lamb D Q, Wang J C L, Wasserman I M. ApJ, 1990, 363: 670
3 Trümper J, et al. ApJ, 1978, 219: L105
4 Weathon Wm A, et al. Nature, 1979, 282: 240
5 Caraveo P A, Bignami G F, Trümper J. A&AR, 1996, 7: 209
6 Zavlin V E, Pavlov G G, Sanwal D, et al. ApJ, 2000, 540: L25
7 Sanwal D, Pavlov G G, Zavlin V E, et al. ApJ, 2002, 574: L61
8 Mereghetti S, De Luca A, Caraveo P A, et al. ApJ, 2002, 581: 1280
9 Bignami G F, Caraveo P A, De Luca A, et al. Nature, 2003, 423: 725
10 Pavlov G G, Shibanov Yu A, Yakovlev D G. Ap&SS, 1980, 73: 33
11 You J H, Chen J F, Deng J S, et al. Physics Letters A, 1997, 232: 367
12 Chen J F, Deng J S, You J H. Science in China (Series A), 1997, 40: 879

Theoretical Analysis of X-ray Cyclotron Absorption Lines for the Isolated Neutron Star 1E1207.4-5209

YUAN Ai-fang[1] LIU Dang-bo[2] CHEN Lei[2] DING Li[2] YOU Jun-han[2]

(1 *Institute of Cosmic Ray, Department of Physics, Colledge of Science, Tibet University, Lhasa* 850000)

(2 *Institute for Space and Astrophysics, Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai* 200030)

Abstract Recent observations of the radio-quite isolated neutron star 1E1207.4-5209 show several absorption lines with equal frequency-interval in the X-ray thermal continuum.The centroid energies of lines are at 0.7, 1.4, 2.1 keV, respectively. Using our improved formulae of quantum cyclotron radiation under the quadrupole approximation, we attemp to clarify the understanding of the absorption lines, which are still at issue. We confirm that they are the electronic cyclotron lines, rather than the proton-cyclotron. Besides, we determine the space orientation of the spin axis of neutron star.

Key words pulsars: 1E1207.4-5209, stars: neutron, X-rays, methods: analytical