

强磁场中相对论电子系集体的共振逆康普顿散射谱*

刘当波^{1†} 黄永锋² 单增罗布³ 陈天禄³

(1 上海交通大学物理系粒子物理宇宙学研究所 上海 200240)

(2 南京大学天文系 南京 210093)

(3 西藏大学理学院物理系宇宙线研究所 拉萨 850000)

摘要 强磁场中相对论电子的共振逆康普顿散射 (RICS) 是产生伽玛射线的有效机制. 以前的工作曾论证, 伽玛暴 (GRB) 的早期伽玛射线辐射可能主要由该机制产生. 利用此辐射机制, 伽玛暴研究中的一些困惑有可能得到较好的解释. 例如, 观测统计给出的“Amati 关系”的起源, 两段式 (折断式) 幂律谱的形成, 特别是其中“死线问题”的解决方案, 还有偏振的存在等. 这里将重点讨论折断幂律谱形成问题. 基于单个电子的 RICS 谱功率公式, 导出了强磁场中大量相对论电子穿过周边低频辐射场时产生的集体 RICS 辐射谱 (RICS 谱光度) 的简化解析公式, 并将它应用于中子星周边几种典型的低频场 (如黑体辐射场、幂律辐射场以及热韧致辐射场), 以便与实际观测谱形比较. 计算表明: 在满足匹配条件 (即近似共振条件) 下, RICS 辐射效率很高, 其谱形普遍为两段式的幂律谱形式, 与周边低频场性质无关. 还论证 RICS 机制可能是伽玛暴、软伽玛重复暴和伽玛射线脉冲星在高速射线波段 (硬 X 射线和伽玛射线) 的一个理想的高效辐射机制.

关键词 辐射机制: 非热, 方法: 解析, 伽玛射线: 普通

中图分类号: P 142; **文献标识码:** A

1 引言

观测到的伽玛暴的早期伽玛射线辐射具有一些独特性质^[1-3], 用传统的内激波 - 同步辐射机制很难解释. 例如, 伽玛射线观测谱普遍呈两段式幂律谱形, 对此目前没有简单可信的解释^[4]; 特别是存在一个伽玛射线谱低能部分的谱指数问题, 即所谓的“死线问题”. 按照传统同步辐射机制, 低能部分的确有可能存在上升谱形式, 但谱很平, 谱指数必须满足条件 $\alpha \leq 1/3$ (或光子谱指数 $\beta \leq -2/3$). 而观测谱指数常明显大于 $1/3$, 即观测的低能上升谱很陡^[5-6], 与理论预言矛盾; 观测的伽玛射线可能有偏振^[7-9]. 如何说明偏振的存在, 这也是传统辐射机制的一个难题; 最新的观测统计发现, 大量 GRB 样本表现出各向同性伽玛射线光度 L_{γ}^{iso} 与折断式幂律谱拐点处的光子能量 $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{obs}}$ 之间有强的相关

2010-04-09 收到原稿, 2010-05-16 收到修改稿

* 国家自然科学基金 (10703003 和 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) 资助

† dbliu@sjtu.edu.cn

性, $L_{\gamma}^{\text{iso}} \propto (\epsilon_{\text{p}}^{\text{obs}})^{2[10-16]}$, 此即为 Amati 关系. 流行辐射模型至今无法说明它; 伽玛射线的辐射机制应当有足够高的辐射效率以与观测匹配, 但传统模型中有一系列假定的能量转换过程, 从而很难保证最终会有高的辐射效率. 因此我们提出了一个新的辐射机制: 相对论电子在中子星或奇异星强磁场中的 RICS. 认为它才是产生早期伽玛暴的主要辐射机制 [17]. 首先说明, 中子星的存在与目前的伽玛暴火球模型不矛盾. 在火球模型中, 流行的能源机制是中子星 - 中子星 (或中子星 - 黑洞) 并合或大质量恒星坍缩. 在中子星 - 中子星并合模型中当然存在中子星. 而大质量恒星坍缩过程中也会有大质量中子星短暂存在的阶段. 其次, 在中子星强磁场的极冠区域存在大量相对论电子是完全可能的 (详见文献 [17]). 这就为 RICS 机制的有效运行提供了充分条件. 用 RICS 解释早期伽玛射线暴的辐射具有很大优越性. 首先是, RICS 辐射具有很高的方向性, 沿着磁轴方向一个很窄的角 $\theta^{\text{RICS}} \approx 1/\gamma$ 传播 (相对论集束效应). 这有效地抑制了因 $\gamma - \gamma$ 湮灭及磁湮灭造成的对 RICS 产生的 γ 光子的强吸收. 实际上, 当 $\theta^{\text{RICS}} \lesssim 0.1$ 时, 这些湮灭吸收就可以忽略不计了. 简言之, 沿磁轴方向存在一个光学薄的透明通道, 使新生成的 RICS 光子很容易从中子星逃逸出来, 尽管这些 γ 光子产生于强辐射的极区. 因此, 在伽玛暴研究中通常遇到的“致密性难题”在 RICS 机制中不再存在. 而且, 该机制的辐射效率足够高, 产生的伽玛射线辐射能量足以与观测比较; 它又能自然地产生两段式的幂律谱, 且不存在“死线问题”; 还能合理解释“Amati 统计关系”. 除了伽玛暴, RICS 机制也可能应用于其它伽玛射线源, 如软伽玛重复暴和伽玛射线脉冲星等. 限于篇幅, 本文将集中讨论伽玛暴中折断幂律谱的形成问题. 以下我们将从单电子 RICS 辐射谱功率基本公式出发, 导出强磁场中具有幂律能谱的大量相对论电子穿过周边低频辐射场时产生的集体 RICS 辐射谱的简化解析公式. 与以往的工作 [18-20] 相比, 本文中得出的集体 RICS 谱公式将大为简化. 本文中, 我们应用该式具体计算了在中子星周边几种典型的低频辐射场 (例如黑体辐射场、幂律辐射场以及热韧致辐射场) 中集体 RICS 辐射谱形, 以便与实际的伽玛暴观测谱形比较. 最后对结果做一些讨论.

2 基本公式

2.1 电子特征射程 R_c^{RICS} 的估算

已知一个给定能量为 γ 的相对论电子在给定强度为 B 的强磁场中产生的 RICS 辐射谱功率为 [21]

$$\frac{dp^{\text{RICS}}}{d\nu} = \left(\frac{3\pi r_0 c}{2\nu_B} \right) \eta(\gamma, B) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_B}\right) \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}), \quad (1)$$

其中 r_0 为经典电子半径, c 为光速, $\nu_B \equiv \frac{eB}{2\pi m_e c} = 2.8 \times 10^6 B$ 是 Landau 频率, $2\gamma\nu_B$ 是能量为 γ 的相对论电子在磁场 B 中产生的最高 RICS 辐射频率 (频率的上截止), (1) 式中的 B 小于临界磁场 B_{cr} . $f(x) \equiv f(\frac{\nu}{2\gamma\nu_B})$ 是单电子在磁场 B 中产生的 RICS 辐射的无量纲谱函数, 用它表示单个电子 RICS 辐射的无量纲谱形. 其中 $x \equiv \frac{\nu}{2\gamma\nu_B}$ 是以最高散射

频率 $2\gamma\nu_B$ 为单位的无量纲的散射频率,

$$f(x) = \begin{cases} 2x^3 - 2x^2 + x & (0 < x \leq 1) \\ 0 & (x > 1) \end{cases}. \quad (2)$$

(1) 式中 $\eta(\gamma, B)$ 可视为 RICS 辐射“效率”(见文献 [21]). 当中子星磁极区中的相对论电子沿磁偶极场磁力线向外运动时, 磁场强度随距离快速减小, $B(r) = \frac{1}{2}B_*R_*^3r^{-3}\sqrt{1+3\cos^2\theta} \approx B_*R_*^3r^{-3}(1-3\theta^2/16)$ (当 $\theta \ll 1$)^[22]. 忽略磁场强度 B 对磁轴偏离角 θ 很弱的依赖关系, 则磁场强度 B 近似只随距离 r 变化, 近似为

$$B = B(r) = (B_*R_*^3)r^{-3}, \quad (3)$$

其中 B_* 及 R_* 分别是中子星磁极处最大场强及中子星半径. 所以严格来讲, 计算电子在飞行过程中的 RICS 辐射应考虑磁场强度 B 随距离 r 的变化. 但由于相对论电子在强磁场中的 RICS 辐射具有极高的效率, 相对论电子飞行短的距离就将其绝大部分动能转化成 RICS 光子能量辐射出去 (详见文献 [17]). 因此在以下推导中, 可近似认为电子在飞行过程中磁场不变, 取为常数值 $B \simeq B_* = \text{Const.}$.

将 (1) 式对频率积分, 就得到能量为 γ 的单个快电子的 RICS 辐射总功率^[21]

$$p^{\text{RICS}} = \int_0^{2\gamma\nu_B} \frac{dp^{\text{RICS}}}{d\nu} d\nu = (\pi r_0 c) \eta \gamma \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}), \quad (4)$$

其中

$$\eta = 2\pi \int_0^\pi I(\nu_1(\psi_i))(1 - \cos\psi_i) \sin\psi_i d\psi_i \approx 4\pi I(\nu_B/\gamma), \quad (5)$$

(5) 式是一个积分, 可以用来代表 RICS 辐射的“效率”, 其中 ψ_i 为入射光子方向与电子速度方向的夹角. 这是因为该积分包含了从各个方向 ψ_i 入射的、频率恰为共振频率 ν_B/γ 、可以被共振散射的合格的低频光子 (在观测者参考系中, 忽略为数很少的 $\psi_i \simeq 0$ 的小角入射, 则共振频率 $\nu_1(\psi_i) = \frac{\nu_B}{\gamma(1-\beta\cos\psi_i)} \approx \frac{\nu_B}{\gamma}$, 它近似与入射角 ψ_i 无关. 故共振强度 $I(\nu_1(\psi_i)) \approx I(\nu_B/\gamma)$ 可近似提出积分号外). 显然, 共振强度 $I(\nu_B/\gamma)$ 越高, 表示可以被共振散射的光子数目越多, RICS 的效率自然越高. 在此意义上, 我们把 (5) 式的 η 直接称作 RICS 辐射效率.

由 (4) 式得到, 电子沿着磁轴或近磁轴方向单位路程的能量损失为

$$\frac{dE^{\text{RICS}}}{dr} = \frac{p^{\text{RICS}}}{c} = \pi r_0 \eta \gamma, \quad (6)$$

将 (5) 式代入 (6) 式, 不难导出相对论电子动能 $E_k = \gamma m_0 c^2$ 随距离变化的微分方程式 (以下一律用洛伦兹因子 $\gamma = E_k/(m_0 c^2)$ 表示以电子静能为单位的相对论电子无量纲的动能值)

$$-\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{4\pi^2 r_0 I(\nu_B/\gamma)}{m_0 c^2} dr, \quad (7)$$

对 (7) 式积分, 即得描写能量随距离变化的表达式 $\gamma = \gamma(r)$. 式中共振强度 $I(\nu_B/\gamma)$ 由低频场 $I(\nu_i)$ 的具体形式决定. 从 (7) 式可以粗略看出, 相对论电子能量 γ 随距离 r 大体上是以指数形式快速衰减的. 因此, 当电子沿磁轴或近磁轴方向飞行一段不长的距离后, 就大体上耗尽其动能. 将此能量耗尽的距离称作相对论电子 RICS 辐射的特征射程, 记为 R_c^{RICS} . 以下分别就几种常见低频辐射场讨论相对论电子能量随距离的变化关系, 并由此估算 R_c^{RICS} .

2.1.1 黑体辐射场

如果中子星周边的低频辐射场是黑体辐射场, 则辐射强度由 Planck 公式 $I(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}$ 给出, 由此得到共振强度

$$I(\nu_B/\gamma) = \frac{2h(\nu_B/\gamma)^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu_B/(\gamma kT)} - 1}, \quad (8)$$

其中 T 为黑体辐射场的温度. 将 (8) 式代入 (7) 式并用新变量 ξ 代替 γ . $\xi \equiv h\nu_B/(\gamma kT)$, 则有

$$\frac{c^2 h^2}{2(kT)^3} \cdot \frac{e^\xi - 1}{\xi^4} d\xi = \left(\frac{4\pi^2 r_0}{m_0 c^2} \right) dr. \quad (9)$$

假定初始电子能量为 $\gamma_i \equiv \gamma$, 终态时电子能量为 γ_f , $\gamma_i \rightarrow \gamma_f$ 过程中电子飞行距离记为 R^{bb} , 则 $\xi_i = h\nu_B/(\gamma_i kT)$, $\xi_f = h\nu_B/(\gamma_f kT)$, 对 (9) 式积分

$$\int_{\xi_i}^{\xi_f} \frac{c^2 h^2}{2(kT)^3} \cdot \frac{e^\xi - 1}{\xi^4} d\xi = \int_0^{R^{\text{bb}}} \left(\frac{4\pi^2 r_0}{m_0 c^2} \right) dr,$$

完成此积分就得到相对论电子沿磁轴 (或近磁轴) 的飞行距离

$$R^{\text{bb}} = R^{\text{bb}}(\gamma) = \frac{c^2 h^2}{2(kT)^3} \cdot \left(\frac{m_0 c^2}{4\pi^2 r_0} \right) \int_{\xi_i}^{\xi_f} \frac{e^\xi - 1}{\xi^4} d\xi. \quad (10)$$

显然, 要从 (10) 式最后定出 R^{bb} , 还需要事先明确给定积分限 ξ_i 和 ξ_f . $\xi_i = h\nu_B/(\gamma_i kT) \equiv h\nu_B/(\gamma kT)$, $\xi_f = h\nu_B/(\gamma_f kT)$ 则由电子终能 γ_f 决定. 由于在 RICS 过程中电子能量大体上随距离以指数形式迅速衰减, 当电子能量衰减到 $\gamma_f = e^{-1}\gamma \approx \gamma/2.7$ 时, 就可以近似认为动能已大体耗尽. 相应的飞行距离 $R_c^{\text{bb}}(\gamma)$ 即可定义为相对论电子 RICS 辐射的特征射程. 以下在计算各种低频场中的特征射程时, 一律取定 $\gamma_f = e^{-1}\gamma \approx \gamma/2.7$. 对黑体场, 应取为 $\xi_f = h\nu_B/(\gamma_f kT) \approx 2.7h\nu_B/(\gamma kT) = 2.7\xi_i$. 将其代入 (10) 式, 就得到能量为 γ 的电子的特征射程 $R_c^{\text{bb}}(\gamma)$.

如 (10) 式所示, 不同能量 γ 的电子, 特征射程 $R_c^{\text{bb}}(\gamma)$ 不同. 但是对于大量相对论电子的集合, 在某些估算中, 用平均的特征射程已经足够令人满意. 假定由磁极出射的相对论电子有幂律能谱分布, 即

$$N(\gamma) d\gamma = N_0 \gamma^{-n} d\gamma \quad (\text{particles} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2), \quad (11)$$

其中 N_0 为常数, n 为电子能谱指数, 一般在 $1.0 \sim 5.0$ 之间. 则由 (11) 式得到相对论电子的平均能量为 $\bar{\gamma} \approx \gamma_1$, $\bar{\gamma}$ 代表幂律能谱中大多数电子所具有的能量值. 如果将 (10) 式

求得的 $R_c^{\text{bb}}(\gamma)$ 中的 γ 换成 $\bar{\gamma} \approx \gamma_1$, 就得到平均特征射程 $\overline{R_c^{\text{bb}}} \simeq R_c^{\text{bb}}(\gamma_1)$. 该平均值 $\overline{R_c^{\text{bb}}}$ 就代表电子系中, 绝大多数电子在 RICS 辐射中沿磁轴和近磁轴方向飞行的特征距离. 显然, 对于能量 $\gamma > \gamma_1$ 的高能电子, 由 (10) 式会得到 $R_c^{\text{bb}}(\gamma) > \overline{R_c^{\text{bb}}}$. 但是按照 (11) 式, 高能电子数目很少, 所以用 $R_c^{\text{bb}}(\gamma_1)$ 近似作为其平均值不会引进太大的误差.

2.1.2 幂律谱形辐射场

若周边低频场为幂律辐射场时, 辐射强度为 $I(\nu) = I_0 \nu^{-\alpha}$ ($\nu_1 < \nu < \nu_2$), 其中 α 为幂律辐射场的谱指数, I_0 为常数. 故频率 ν_B/γ 处的强度为

$$I(\nu_B/\gamma) = I_0 (\nu_B/\gamma)^{-\alpha} = I_0 \nu_B^{-\alpha} \gamma^\alpha \quad (\nu_1 < \nu_B/\gamma < \nu_2). \quad (12)$$

将 (12) 式代入 (7) 式, 得

$$-I_0^{-1} \nu_B^\alpha \gamma^{-(\alpha+1)} d\gamma = \left(\frac{4\pi^2 r_0}{m_0 c^2} \right) dr. \quad (13)$$

同样, 假定初始电子能量为 γ_i , 终态时电子能量为 $\gamma_f = e^{-1} \gamma_i$, 则 $\gamma_i \rightarrow \gamma_f$ 过程中, 电子特征射程为

$$R_c^{\text{pow}}(\gamma) = \left(\frac{m_0 c^2}{4\pi^2 r_0} \right) \left(\frac{\nu_B^\alpha}{I_0 \alpha} \right) (\gamma_f^{-\alpha} - \gamma_i^{-\alpha}) \approx \left(\frac{m_0 c^2}{4\pi^2 r_0} \right) \left(\frac{\nu_B^\alpha}{I_0 \alpha} \right) (2.7^\alpha - 1) \gamma^{-\alpha}. \quad (14)$$

同样, 用 (11) 式给出的 $\bar{\gamma} \approx \gamma_1$ 替换 (14) 式中的 γ , 就得到幂律辐射场中大量相对论电子的平均特征射程 $\overline{R_c^{\text{pow}}} \simeq R_c^{\text{pow}}(\gamma_1)$.

2.1.3 热韧致辐射场

当周边低频场为热韧致辐射场时, 辐射强度近似为 $I(\nu) = S_0 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right)$, 其中 T_e 为等离子体中电子系的温度, S_0 为常量. 于是共振强度为

$$I(\nu_B/\gamma) = S_0 \exp\left(-\frac{h\nu_B}{\gamma k T_e}\right). \quad (15)$$

将 (15) 式代入 (7) 式, 得

$$-S_0^{-1} \exp\left(\frac{h\nu_B}{\gamma k T_e}\right) \frac{1}{\gamma} d\gamma = \left(\frac{4\pi^2 r_0}{m_0 c^2} \right) dr, \quad (16)$$

令 $\xi \equiv h\nu_B/(\gamma k T_e)$, 则 (16) 式可整理为

$$S_0^{-1} \frac{e^\xi}{\xi} d\xi = \left(\frac{4\pi^2 r_0}{m_0 c^2} \right) dr. \quad (17)$$

在 $\gamma_i \rightarrow \gamma_f$ 过程中电子飞行距离 R_c^{brem} 可以类似求得, 同样令 $\xi_i = h\nu_B/(\gamma_i k T_e)$, $\xi_f = 2.7h\nu_B/(\gamma_f k T_e) = 2.7\xi_i$, 对 (17) 式积分, 即得特征射程

$$R_c^{\text{brem}}(\gamma) = S_0^{-1} \left(\frac{m_0 c^2}{4\pi^2 r_0} \right) \int_{\xi_i}^{\xi_f} \frac{e^\xi}{\xi} d\xi. \quad (18)$$

如果在 (18) 式中, 积分限中的 γ 换成 $\bar{\gamma} \approx \gamma_1$, 就得到平均特征射程 $\overline{R_c^{\text{brem}}}(\gamma_1)$.

2.2 电子系集体 RICS 谱光度

用已经求出的各种低频场中的特征射程 $R_c(\gamma)$, 可以计算能量为 γ 的单电子沿强磁场的磁极近磁轴方向滑行时, 在指定频率 ν 处产生的单色 RICS 辐射总能量 $E(\gamma, \nu)$. 由 (1) 式不难得到

$$E(\gamma, \nu) = \left(\frac{3\pi r_0}{2\nu_{B_*}} \right) R_c(\gamma) \eta(\gamma, B_*) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_{B_*}}\right) \quad (\text{erg} \cdot \text{Hz}^{-1}), \quad (19)$$

其中 $R_c(\gamma)$ 为能量为 γ 的电子的特征射程, 分别由 (10)、(14) 和 (18) 式给出.

由 (11) 和 (19) 式可得, 每秒内由磁极区射出的能量为 γ 的所有单能电子贡献的频率为 ν 的单色 RICS 辐射总能量

$$L_\nu^{\text{RICS}}(\gamma) = E(\gamma, \nu) N(\gamma) d\gamma = E(\gamma, \nu) N_0 \gamma^{-n} d\gamma \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}). \quad (20)$$

将 (19) 式代入 (20) 式, 并完成对电子能量 γ 的积分, 就得到电子系集体的 RICS 辐射在频率为 ν 处的单色光度

$$L_\nu^{\text{RICS}} = N_0 \left(\frac{3}{2} \pi r_0 \right) \nu_{B_*}^{-1} \int_\gamma \gamma^{-n} R_c(\gamma) \eta(\gamma, \nu_{B_*}) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_{B_*}}\right) d\gamma \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}). \quad (21)$$

(21) 式即为所求的电子系集体 RICS 辐射谱光度的基本公式.

(21) 式中对电子能量 γ 的积分, 需要仔细分析其积分限的选取. 按照准单色近似, 能量在 $(\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2)$ 范围的电子, 在场强 $B \simeq B_*$ 处 RICS 辐射的主要频段应为 $2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}$. 频率 $\nu > \nu_{\text{max}} = 2\gamma_2\nu_{B_*}$ 的 RICS 辐射不存在, $L_\nu^{\text{RICS}} = 0$. 而对于 $\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}$ 的低频段, 根据 RICS 谱形 (2) 式知道, 在其中任一指定频率 ν , 能量在 $\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2$ 之间的所有电子都对该频率的辐射有贡献, 故求低频段 $\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}$ 的 RICS 谱光度时, (21) 式中对能量 γ 的积分 \int_γ 就取 $\int_{\gamma_1}^{\gamma_2}$. 但是对于主要辐射频段 $2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}$ 中任一指定频率 ν , 只有能量 $\gamma \geq \nu/(2\nu_{B_*})$ 的电子才对该频率的辐射有贡献, 于是 (21) 式中的能量积分限应改为 $\int_{\nu/(2\nu_{B_*})}^{\gamma_2}$. 因此, 计算应当分频段进行, 故 (21) 式应写成

$$L_\nu^{\text{RICS}} = N_0 \left(\frac{3}{2} \pi r_0 \right) \nu_{B_*}^{-1} \times \begin{cases} 0 & (\nu > 2\gamma_2\nu_{B_*}) \\ \int_{\nu/(2\nu_{B_*})}^{\gamma_2} \gamma^{-n} R_c(\gamma) \eta(\gamma, \nu_{B_*}) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_{B_*}}\right) d\gamma & (2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}) \\ \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \gamma^{-n} R_c(\gamma) \eta(\gamma, \nu_{B_*}) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_{B_*}}\right) d\gamma & (\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}) \end{cases} \quad (22)$$

为了便于得到最简明的谱形公式 L_ν^{RICS} , 在对 (22) 式积分时, 常常近似把特征射程 $R_c(\gamma)$ 抽出积分号外, 并用电子系的平均射程代替, 即 $R_c(\gamma) \rightarrow \overline{R_c}(\gamma_1)$, 于是

$$L_\nu^{\text{RICS}} \approx N_0 \left(\frac{3}{2} \pi r_0 \right) \nu_{B_*}^{-1} \overline{R_c}(\gamma_1) \times \begin{cases} 0 & (\nu > 2\gamma_2\nu_{B_*}) \\ \int_{\nu/(2\nu_{B_*})}^{\gamma_2} \gamma^{-n} \eta(\gamma, \nu_{B_*}) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_{B_*}}\right) d\gamma & (2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}) \\ \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \gamma^{-n} \eta(\gamma, \nu_{B_*}) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_{B_*}}\right) d\gamma & (\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}) \end{cases} \quad (23)$$

虽然, 对于 $\gamma \gg \gamma_1$ 的高能电子, 会有 $R_c(\gamma) > \overline{R}_c(\gamma_1)$, 但这部分高能电子为数极少 (见 (11) 式), 不会引起太大误差. (23) 式即集体的 RICS 谱公式 (22) 式的简化形式. 在集体谱的具体计算中, 有时用简化式 (23) 式代替 (22) 式. 现利用 (23) 式, 计算中子星周边几种典型辐射场中的 RICS 集体辐射谱 L_ν^{RICS} .

2.2.1 黑体辐射场

已知中子星表面存在黑体辐射场, 它能为 RICS 过程提供足够的软光子. 该黑体辐射场的温度为 $T \approx 10^6 \sim 10^7$ K ($kT \approx 0.1 \sim 1$ keV). 当相对论电子沿中子星磁轴向外飞行时, 它将不可避免地和黑体场光子之间发生 RICS 过程. 黑体辐射场的强度由 Planck 公式表示, 故近似共振频率 ν_{B_*}/γ 处的强度可由 (8) 式给出. 因此, 由 (5) 式得黑体辐射场中的“散射效率”

$$\eta(\gamma, \nu_{B_*}) \simeq 4\pi I(\nu_{B_*}/\gamma) = \frac{8\pi h\nu_{B_*}^3}{c^2} \cdot \frac{\gamma^{-3}}{\exp(\gamma_c/\gamma) - 1} \quad (\gamma_c \equiv h\nu_{B_*}/(kT)). \quad (24)$$

将 (24) 式代入 (23) 式, 完成对电子能量 γ 的积分, 即得黑体辐射场中电子系集体的 RICS 辐射谱. 计算的辐射谱形曲线 $L_\nu^{\text{RICS}} - \nu$ 示于图 1. 在模型计算中, 我们取相对论电子能谱指数 $n = 2.0$, 取定能量下限 $\gamma_1 = 10$, 中子星表面磁场强度和表面黑体辐射场温度分别取以下几种组合: $(B_*, T) = (10^{11} \text{ Gs}, 10^7 \text{ K}), (10^{11} \text{ Gs}, 10^6 \text{ K}), (10^{12} \text{ Gs}, 10^7 \text{ K})$ 和 $(10^{10} \text{ Gs}, 10^6 \text{ K})$, 相应的谱形分别由图 1 中的曲线 a (实线)、b (虚线)、c (点线) 和 d (点划线) 表示. 从图 1 不难看出 RICS 辐射谱的一些共性: (1) 集体的 RICS 谱都是折断的幂律谱. 在 $2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}$ 高频段中, 为下降的幂律谱, 谱指数皆为 $\Gamma = n + 1$, 其中 n 为相对论电子的能谱指数. 在低频段 $\nu < 2\gamma_1\nu_{B_*}$, 则为近似的上升幂律谱. (2) 折断谱的拐点 (即峰值频率或能量) 都大体上位于 $\varepsilon_p = h\nu_p \approx 2\gamma_1 h\nu_{B_*}$ (见图 1).

图 1 中的曲线 a 和 b 展示了相同磁场情况下不同黑体辐射场温度对 RICS 辐射谱的影响. 磁场相同, 故两曲线的峰值频率 ε_p 相同. 但峰值附近曲线 a 明显高于曲线 b, 这是因为高温黑体辐射场更强, 能满足“匹配条件” $\bar{\gamma} \cdot h\nu_i \approx \gamma_1 \cdot h\nu_i \approx h\nu_{B_*}$ (见文献 [21]) 的合格光子 (即可以被共振散射的光子) 数目更多, 从而 RICS 辐射效率更高.

我们指出, 从实际的中子星表面物理情况出发, 可以对 (23) 式和 (24) 式进一步简化, 得到更简单的 RICS 谱的解析表达式, 使图 1 中的谱曲线用很好的近似解析公式表示出来. 实际观测给出, 中子星表面黑体场温度的典型值是 $T \approx 10^6 \sim 10^7$ K ($kT \approx 0.1 \sim 1$ keV), 典型磁场 $B_* \approx 10^{11} \sim 10^{12}$ Gs ($h\nu_{B_*} \approx 1 \sim 10$ keV). 故 (24) 式中的参量 $\gamma_c \equiv h\nu_{B_*}/(kT)$ 的可能取值范围约为 $1 \sim 100$, 其居中值约为 10. 这一不大的特征值有利于化简 (24) 式. 因为只要 $\gamma > \gamma_c$, (24) 式就可简单写成

$$\eta(\gamma, \nu_{B_*}) \approx \frac{8\pi h\nu_{B_*}^3}{c^2 \gamma_c} \gamma^{-2} \quad (\gamma > \gamma_c), \quad (25)$$

由此就可得到辐射谱的简化解析公式. 为减小篇幅, 以下计算中我们着重讨论 $\gamma_1 > \gamma_c$ 情况, γ_1 是相对论电子能谱的能量下截止 (小的 γ_c 值当然使条件 $\gamma_1 > \gamma_c$ 很容易实现, 例如在中子星情况下, 若相对论电子产生于引力坍缩中的中微子对湮灭, 则平均电子能量 $\bar{\gamma} \approx \gamma_1 \approx 20 > \gamma_c$). 对 $\gamma_1 < \gamma_c$ 情况, 我们在最后给予简单补充说明. 在 $\gamma_1 > \gamma_c$ 条件下,

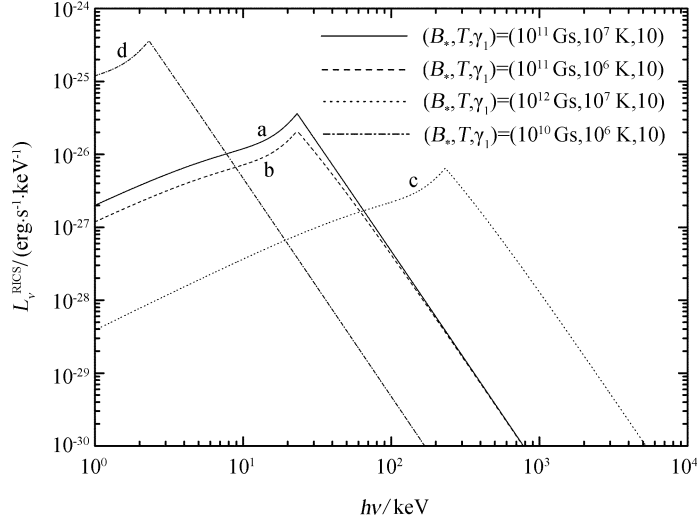


图 1 各向同性黑体辐射场中集体 RICS 辐射谱 L_{ν}^{RICS} . CGSE 单位制下, 计算中将常数 N_0 取为 1

Fig. 1 The calculated collective RICS spectra L_{ν}^{RICS} in an isotropic black body field. In CGSE unit system, $N_0 = 1$ is fixed in our calculation

所有电子能量 γ 都满足 $\gamma > \gamma_1 > \gamma_c \equiv h\nu_{B_*}/(kT)$, 从而满足简化公式 (25) 式. 将简化公式 (25) 式代入 (23) 式, 对 γ 的积分就很容易完成, 由此得到黑体场中电子系集体 RICS 辐射谱的简化公式:

(1) 在高频段 $2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}$, 相对论电子穿过黑体辐射场时产生的 RICS 谱光度可由下式计算出 (略去所有高阶小量之后):

$$L_{\nu}^{\text{RICS}} \approx C_0^{\text{bb}} \left(\frac{2}{n+4} - \frac{2}{n+3} + \frac{1}{n+2} \right) y^{-(n+1)} \quad (2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}), \quad (26)$$

其中系数 $C_0^{\text{bb}} \equiv N_0(3\pi r_0) \frac{4\pi}{c^2} \nu_{B_*} kT_b \overline{R_c^{\text{bb}}}(\gamma_1)$, $y \equiv \nu/(2\nu_{B_*})$ 为无量纲频率或能量, $\overline{R_c^{\text{bb}}}(\gamma_1)$ 可按 2.1 节的讨论由 (10) 式给出. 从 (26) 式可见, 黑体辐射场中集体 RICS 谱的高频段为下降幂律谱, 谱指数为 $n+1$, 明显依赖于相对论电子能谱指数 n .

(2) 在低频段 $\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}$, 略掉高阶小量, 黑体场中集体 RICS 谱可由下式得出:

$$L_{\nu}^{\text{RICS}} \approx C_0^{\text{bb}} \gamma_1^{-(n+1)} \left(\frac{2\gamma_1^{-3}y^3}{n+4} - \frac{2\gamma_1^{-2}y^2}{n+3} + \frac{\gamma_1^{-1}y}{n+2} \right) \quad (\gamma_2 \gg \gamma_1, \nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}). \quad (27)$$

所以, 在低频段 $\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}$, 黑体场中 RICS 谱光度为上升谱. 在两频段的衔接点即拐点 $\varepsilon_p \approx 2\gamma_1\nu_{B_*}$ 处, 两段曲线很好地连接在一起. 特别当频率很低时, 即 $y \rightarrow 0$ 时, 有 $L_{\nu}^{\text{RICS}} \propto \nu$ 的简单上升幂律谱形式:

$$L_{\nu}^{\text{RICS}} \simeq C_0^{\text{bb}} \frac{1}{n+2} \gamma_1^{-(n+2)} y \propto \nu \quad (\nu \ll 2\gamma_1\nu_{B_*}). \quad (28)$$

利用以上 RICS 谱光度公式完成谱形计算, 几乎与图 1 曲线完全重合. 对于 $\gamma_1 < \gamma_c$ 情况, 同样可用近似方法得到简化公式, 结果也很相似. 在高频段 $2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}$, 是谱指数为 $\Gamma = n + 1$ 的下降幂律谱, 其形式与 (26) 式相同. 在低频段 $\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}$, 同样为类似 (27) 式的上升谱. 推导过程略去.

2.2.2 幂律谱形低频辐射场

中子星或奇异星周边也可能被具有幂律谱形的各向同性非热辐射场包围, 其谱形为 $I(\nu) = I_0\nu^{-\alpha}$ ($\nu_1 \leq \nu \leq \nu_2$). 我们注意到, 对于幂律场, 由于截止频率的存在, 特别是下截止频率的存在, 使得在某些情况下, 不能满足匹配条件, 致使效率很低, RICS 机制不再重要. 现说明如下: 对于幂律谱, 显然其平均频率 $\bar{\nu}_i \gtrsim \nu_1$, 而对于幂律能谱的电子, 其平均电子能量 $\bar{\gamma} \gtrsim \gamma_1$. 所以对于幂律场, 匹配条件近似写为 $\bar{\gamma}\bar{\nu}_i \approx \gamma_1\nu_1 \approx \nu_{B_*}$. 如果下截止 γ_1 或 ν_1 太高, 使得 $\gamma_1\nu_1 \gg \nu_{B_*}$, 则即使在中子星表面磁极处, 都会远离匹配条件, 而在远离中子星处的弱磁场区域, 更有 $\gamma_1\nu_1 \approx \bar{\gamma}\bar{\nu}_i \gg \nu_B(r)$, 所以这种情况下, RICS 机制变得很弱, 很不重要. 因此以下只讨论可能达到匹配条件的情况, 即 $\gamma_1\nu_1 \approx \nu_{B_*}$ 或者 $\gamma_1\nu_1 \ll \nu_{B_*}$ 的情况. 对于后者, 尽管中子星表面磁场处不满足匹配条件, RICS 辐射很弱, 但磁场强度随距离快速减小, 在远处某特定位置 r 处, 会重新满足 $\gamma_1\nu_1 \approx \nu_B(r)$, 使 RICS 辐射又变得重要.

下面仅讨论 $\gamma_1\nu_1 \approx \nu_{B_*}$ 的情况. 对于另一情况, 讨论类似, 只将 ν_{B_*} 改为 $\nu_B(r)$ 即可. 首先将共振频率 $\nu_i = \frac{\nu_{B_*}}{\gamma} (1 - \cos \psi_i)^{-1}$ 代入上面幂律谱形公式得到 $I(\nu_i(\psi_i)) = I_0\nu_{B_*}^{-\alpha}\gamma^\alpha (1 - \cos \psi_i)^\alpha$, 再将它代入 (1) 式或 (22) 式中的“效率” $\eta(\gamma, B)$. 但现在计算 η 时, 积分的上、下限不能再取 $(0, \pi)$, 而应该是 (ψ_1, ψ_2) . 这是由于实际的幂律谱有上、下截止频率 ν_1 、 ν_2 之故, 在 $\nu_i < \nu_1$ 和 $\nu_i > \nu_2$ 时, 恒有 $I(\nu_i) = 0$, 这将对入射角 ψ_i 给出限制. $\eta(\gamma, B)$ 的积分上、下限 (ψ_1, ψ_2) 应由上、下截止频率 (ν_1, ν_2) 给出:

$$1 - \cos \psi_1 = \frac{\nu_{B_*}}{\gamma\nu_1}, \quad 1 - \cos \psi_2 = \frac{\nu_{B_*}}{\gamma\nu_2}, \quad (29)$$

从而求出效率

$$\begin{aligned} \eta(\gamma, \nu_{B_*}) &= 2\pi I_0\nu_{B_*}^{-\alpha}\gamma^\alpha \int_{\psi_1}^{\psi_2} (1 - \cos \psi_i)^{\alpha+1} \sin \psi_i d\psi_i = 2\pi I_0\nu_{B_*}^{-\alpha}\gamma^\alpha \int_{\nu_{B_*}/(\gamma\nu_2)}^{\nu_{B_*}/(\gamma\nu_1)} \chi^{\alpha+1} d\chi \\ &\simeq \left(\frac{2\pi I_0}{\alpha+2} \right) \nu_1^{-(\alpha+2)} \nu_{B_*}^2 \gamma^{-2}. \end{aligned} \quad (30)$$

上式中的 $\chi \equiv 1 - \cos \psi_i$, 且考虑了 $\nu_2 \gg \nu_1$, 即 $\nu_2^{-(\alpha+2)} \ll \nu_1^{-(\alpha+2)}$. 将 (30) 式代入 (22) 式, 可得幂律低频辐射场中电子系集体 RICS 谱形.

(1) 对于高频段 $2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}$, 幂律低频场中电子系集体 RICS 谱形简化为 (当 $\gamma_2 \gg \gamma_1$)

$$L_\nu^{\text{RICS}} \approx C_0^{\text{pow}} \left(\frac{2}{n+4} - \frac{2}{n+3} + \frac{1}{n+2} \right) y^{-(n+1)} \quad (2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}), \quad (31)$$

系数 $C_0^{\text{pow}} = (3\pi r_0)N_0 \left(\frac{\pi I_0}{\alpha+2} \right) \nu_1^{-(\alpha+2)} \nu_{B_*} \overline{R_c^{\text{pow}}}(\gamma_1)$, 其中 $\overline{R_c^{\text{pow}}}(\gamma_1)$ 可按前面 2.1 节的讨论由 (14) 式给出. 故高频段辐射谱为幂律形式辐射谱 $\propto \nu^{-\Gamma}$, 谱指数为 $\Gamma = n + 1$.

(2) 对于低频段 $\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}$, 幂律低频场的电子系集体 RICS 谱形最终简化为

$$L_\nu^{\text{RICS}} \approx C_0^{\text{pow}} \gamma_1^{-(n+1)} \left(\frac{2(y/\gamma_1)^3}{n+4} - \frac{2(y/\gamma_1)^2}{n+3} + \frac{y/\gamma_1}{n+2} \right) \quad (\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}), \quad (32)$$

其中 y 和 C_0^{pow} 的定义亦同前.

由 (32) 式可见, 幂律低频场中电子系集体 RICS 谱形在低频段 $\nu \leq 2\gamma_1\nu_{B_*}$ 为上升幂律谱. 当 $\nu = 2\gamma_1\nu_{B_*}$, 即 $y = \gamma_1$ 时, 低频段与高频段谱完全衔接. 当频率很低时, $y \rightarrow 0$, 有 $L_\nu^{\text{RICS}} \propto \nu$ 的简单上升形式, 即

$$L_\nu^{\text{RICS}} \simeq C_0^{\text{pow}} \frac{1}{n+2} \gamma_1^{-(n+2)} y \propto \nu \quad (\nu \ll 2\gamma_1\nu_{B_*}). \quad (33)$$

同样, 利用幂律低频场中 RICS 谱光度公式 (31)~(32) 式, 可得到幂律辐射场中的电子系集体 RICS 辐射谱的谱形, 数值结果示于图 2. 在模型计算中, 我们取电子能谱指数典型值 $n = 2.0$, 取定相对论电子能量截止下限 $\gamma_1 = 10$, 幂律辐射场的谱指数 $\alpha = 1.0$, 中子星表面磁场强度和幂律辐射场的下截止频率分别取以下几种组合: $(B_*, h\nu_1) = (10^{12} \text{ Gs}, 1 \text{ keV})$, $(10^{13} \text{ Gs}, 10 \text{ keV})$, $(10^{11} \text{ Gs}, 0.1 \text{ keV})$, 分别对应于图 2 中的曲线 a (实线)、b (虚线) 和 c (点线). 同图 1 中的曲线类似, 从图 2 也可以看出幂律低频场中 RICS 辐射谱的一些共同特征. 所有 RICS 辐射谱都是类似的折断幂律谱. 高频段的辐射谱为陡的幂律谱, 谱指数为 $n + 1$. 低频段的辐射谱为缓慢上升的幂律谱. 折断幂律谱的拐点分别出现在 $h\nu_p \approx 2\gamma_1^2 h\nu_{B_*} \approx 2\gamma_1^2 h\nu_1 \approx 20 \text{ keV}$ 、 200 keV 和 2 MeV (见图 2).

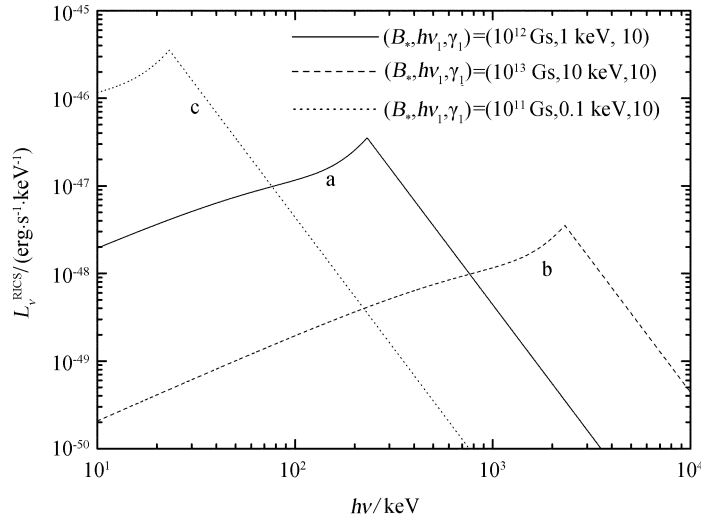


图 2 幂律辐射场中集体 RICS 辐射谱 L_ν^{RICS} . CGSE 单位制下, 计算中将 N_0 和 I_0 取为 1

Fig. 2 The calculated collective RICS spectra L_ν^{RICS} in the field of power-law spectrum. In CGSE unit system, $N_0 = 1$ and $I_0 = 1$ are fixed in our calculation

2.2.3 热韧致辐射场

在某些情况下, 中子星 (或奇异星、磁星) 周边可能被广延的球形热韧致辐射场包围 (观测已有证实, 见文献 [23]), 辐射场半径 $R \gg R_*$. 在实际的中子星情况下, 由观测热韧

致谱定出的电子温度高达 $T_e \approx 10^7 \sim 10^8$ K. 高温下等离子体的辐射场是理想的纯热致辐射场, 其它辐射机制如复合 - 级联、碰撞激发等对低频谱的贡献都很小, 可以忽略. 所以在整个辐射频段上, 其强度简单表示为^[24]

$$I(\nu) \approx 7.6 \times 10^{-39} n_e^2 T_e^{-1/2} R \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \equiv C_1 n_e^2 T_e^{-1/2} R \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right), \quad (34)$$

其中 $C_1 \equiv 7.6 \times 10^{-39}$, 上式已简单假定了源内有宇宙学丰度, 故利用了 $S \equiv \sum_Z Z^2 n_Z n_e = 1.4 n_e^2$ 得到上式 (Z 为离子的电荷数, n_Z 为离子密度). n_e 和 T_e 分别是等离子体中电子密度和温度. R 是热致辐射场的半径, 上式中已近似取自由 - 自由冈特因子 $g_{ff} \approx 1$. 因此, 由 (5) 式和 (34) 式, 可得热致辐射场中“散射效率”

$$\eta(\gamma, \nu_{B_*}) \approx 4\pi C_1 n_e^2 T_e^{-1/2} R \exp\left(-\frac{h\nu_{B_*}}{\gamma kT_e}\right). \quad (35)$$

对于典型中子星情况, 通常有 $B_* \approx 10^{11} \sim 10^{12}$ Gs, $T_e \approx 10^7 \sim 10^8$ K, 相应于 $h\nu_{B_*} \approx 1 \sim 10$ keV, $kT_e \approx 1 \sim 10$ keV. 因此, 通常情况下有 $0.1 \lesssim h\nu_{B_*}/(kT_e) \lesssim 10$, 而相对论电子的 $\gamma \gg 1$. 在 $h\nu_{B_*}/(\gamma kT_e) \ll 1$ 的典型情况下, 得到效率 η 的一个好的近似表示为

$$\eta(\gamma, \nu_{B_*}) \approx 4\pi C_1 n_e^2 T_e^{-1/2} R \left[1 - \left(\frac{h\nu_{B_*}}{kT_e}\right) \frac{1}{\gamma}\right] \approx 4\pi K(T_e), \quad (36)$$

其中 $K(T_e) = C_1 n_e^2 T_e^{-1/2} R = 7.6 \times 10^{-39} n_e^2 T_e^{-1/2} R$. 将 (36) 式代入 (22) 式, 可得热致辐射场中电子系集体的 RICS 辐射谱形.

(1) 对于高频段 $2\gamma_1 \nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2 \nu_{B_*}$, 热致低频场中电子系集体 RICS 谱形

$$L_\nu^{\text{RICS}} \approx C_0^{\text{brem}} \left(\frac{2}{n+2} - \frac{2}{n+1} + \frac{1}{n}\right) y^{-(n-1)} \quad (2\gamma_1 \nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2 \nu_{B_*}), \quad (37)$$

其中系数 $C_0^{\text{brem}} \equiv 4\pi N_0 \left(\frac{3}{2}\pi r_0\right) \nu_{B_*}^{-1} K(T_e) \overline{R_c^{\text{brem}}}(\gamma_1)$, $\overline{R_c^{\text{brem}}}(\gamma_1)$ 可由 (18) 式给出. 由 (37) 式可以看出热致辐射场中高频段的集体 RICS 辐射为幂律谱形 $\propto \nu^{-\Gamma}$, 谱指数为 $n-1$.

(2) 对于低频段 $\nu \leq 2\gamma_1 \nu_{B_*}$, 热致低频场中电子系集体 RICS 谱形亦由 (22) 式表示为

$$L_\nu^{\text{RICS}} \approx C_0^{\text{brem}} \gamma_1^{-(n-1)} \left(\frac{2}{n+2} \gamma_1^{-3} y^3 - \frac{2}{n+1} \gamma_1^{-2} y^2 + \frac{1}{n} \gamma_1^{-1} y\right) \quad (\gamma_2 \gg \gamma_1), \quad (38)$$

其中 C_0^{brem} 和 y 的定义同前面一样. 由 (38) 式可见, 在低频段 $\nu \leq 2\gamma_1 \nu_{B_*}$, 辐射谱形为上升幂律谱. 当频率很低时, 即 $y \rightarrow 0$, 亦有 $L_\nu^{\text{RICS}} \propto \nu$ 的简单上升形式.

利用 (37)~(38) 式, 计算的热致辐射场中电子系集体 RICS 辐射的谱形, 结果示于图 3. 在数值计算中, 同样取电子能谱指数典型值 $n = 2.0$, 取定相对论电子能量截止下限 $\gamma_1 = 10$, 中子星表面磁场强度和热致辐射场温度分别取以下几种组合: $(B_*, T) = (10^{12} \text{ Gs}, 10^7 \text{ K}), (10^{12} \text{ Gs}, 10^8 \text{ K}), (10^{13} \text{ Gs}, 10^8 \text{ K})$ 和 $(10^{11} \text{ Gs}, 10^7 \text{ K})$, 分别对应于图 3 中的曲线 a (实线)、b (虚线)、c (点线) 和 d (点划线). 图 3 中, 所有曲线都是折断的幂律形式, 在高频段具有下降幂律形式, 谱指数皆为 $\Gamma = n-1$, 低频段的辐射谱则具有缓慢上升的幂律形式. 折断幂律谱的拐点亦位于 $h\nu_p \approx 2\gamma_1 h\nu_{B_*}$ (见图 3). 图 3 中的 a 和 b 曲线表示磁场相同但热致辐射场温度不同情况下的 RICS 辐射谱形.

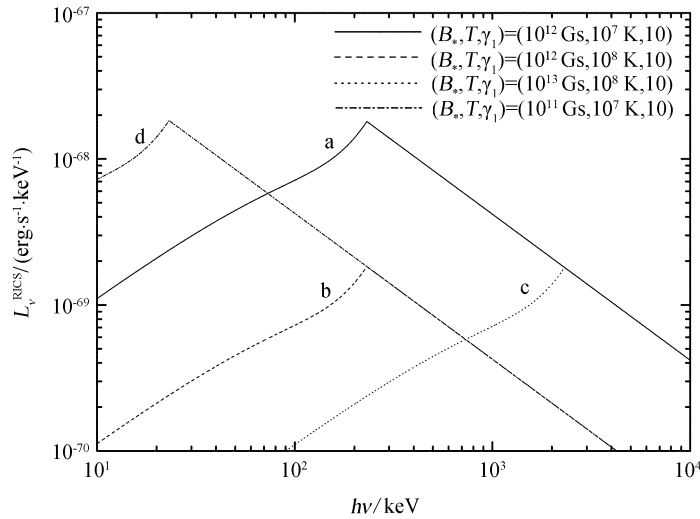


图 3 热韧致辐射场中集体 RICS 辐射谱 L_{ν}^{RICS} . CGSE 单位制下, N_0 、 n_e 和 R 取为 1

Fig. 3 The calculated collective RICS spectra L_{ν}^{RICS} in the thermal bremsstrahlung radiation field. In CGSE unit system, $N_0 = 1$, $n_e = 1$ and $R = 1$ are fixed in our calculation

3 结论和讨论

由于相对论电子在强磁场中的 RICS 辐射具有极高的辐射效率, 相对论电子沿中子星磁轴向外飞行的特征路程 R_c^{RICS} 非常地短 (例如 $R_c^{\text{RICS}} \sim 10$ m), 即快电子沿磁轴及近磁轴方向穿过极短的路程就将其大部分动能转化成 RICS 光子能量而辐射出去. 所以在有效辐射路程 R_c^{RICS} 中, 可以认为磁场恒定. 基于在恒定强磁场 B 中能量为 γ 的单个相对论电子产生的 RICS 辐射谱功率公式, 我们得出强磁场中具有幂律能谱的大量相对论电子穿过周边低频辐射场时产生的集体 RICS 辐射谱的简化解析公式.

利用集体 RICS 辐射谱的简化公式, 计算了中子星周边几种典型的低频辐射场中 RICS 的辐射谱形, 包括黑体辐射场、幂律辐射场以及热韧致辐射场. 对应于这些低频场, RICS 辐射都有简单的谱形且有简单解析公式, 便于和实际观测谱形比较. 由图 1 ~ 3 可见, 不同的周边低频场中的 RICS 辐射谱形有一些共同点, 例如: 谱形都近似呈两段式幂律谱. 而且, 两段幂律谱的分界点都非常靠近 $h\nu_p \simeq 2\gamma_1 h\nu_{B_*}$. 利用文献 [21] 中的准单色近似, 很容易定性说明这样的谱特征. 按照准单色近似, 单电子的能量 γ 和它的 RICS 辐射的主要频率 $2\gamma\nu_{B_*}$ 之间有一个一一对应的关系 $\gamma \longleftrightarrow 2\gamma\nu_{B_*}$. 因此, 如果相对论电子有幂律能谱, $N(\gamma) \propto \gamma^{-n}$ ($\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$), 则集体 RICS 辐射谱 $L^{\text{RICS}}(\nu)$ 在主要辐射波段中预期也近似为幂律谱. 幂律谱的上、下截止频率近似分别位于 $\sim 2\gamma_2\nu_{B_*}$ 和 $\sim 2\gamma_1\nu_{B_*}$, 即主要的 RICS 辐射频段为 $2\gamma_1\nu_{B_*} \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_{B_*}$. 然而, 单电子 RICS 辐射的准单色近似

是一个粗糙的近似, 除在尖峰 $2\gamma_1\nu_B$ 附近辐射最强之外, 还存在一个弱的低频尾巴一直延伸到 $\nu \approx 0$. 因此, 在 $\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$ 内所有的电子都会对低频波段 $\nu \leq 2\gamma_1\nu_B$ 的辐射有贡献, 在低频段形成一个上升幂律谱. 从而最终的集体 RICS 辐射谱近似为折断的幂律谱形式, 折点位于 $\nu \approx 2\gamma_1\nu_B$.

RICS 机制在 γ 射线和硬 X 射线天文学中有潜在的应用, 可能是伽玛暴、软伽玛重复暴和伽玛射线脉冲星这 3 类高能天体的高能波段辐射的主要机制. 观测表明, 伽玛暴、软伽玛重复暴和伽玛射线脉冲星的伽玛射线谱常常是折断的幂律谱 [1-2,5,23,25-31], 这是对 RICS 辐射机制的有力的观测支持. 对于伽玛暴, 目前流行的火球模型是大质量星塌缩或中子星-中子星(或黑洞)并合 [32-35]. 在这两种模型中引力能主要以中微子形式释放, 而中微子湮灭会产生大量的相对论电子. 在中子星-中子星并合模型中, 中子星通常存在强磁偶极场. 在大质量恒星塌缩模型中, 同样有人认为大质量恒星首先塌缩形成超大质量中子星, 它的快速自转离心力抗衡引力使得暂时停止继续向内塌缩 [36]. 但由于磁偶极辐射阻尼或引力辐射阻尼使得转动变慢 [37-39], 过一段时间后会再次发生塌缩形成黑洞. 所以在此模型中也存在强磁场大质量中子星的短暂阶段. 丰富的相对论电子和强磁场的存在恰是产生 RICS 的充分条件, 这保证了用 RICS 过程讨论伽玛暴辐射的实际可能性(或现实性). 在火球模型框架内, 人们用外激波及其伴随的同步辐射机制成功地解释了光学及 X 射线的余辉. 但是, 早期能量巨大的伽玛射线辐射起源却一直是一个棘手的难题. 已有的内激波及伴随的同步辐射模型很难解释一系列伽玛辐射观测特征. 例如, 为什么观测的伽玛谱多数呈折断式幂律谱形式 [4]; 为什么大量伽玛暴样本在各向同性假定下会表现出伽玛射线辐射光度与折断谱拐点能量之间的统计规律 $L_\gamma^{\text{iso}} \propto (\epsilon_p^{\text{obs}})^2$ [10-16]; 为什么极早期 X 射线和光学余辉常伴随早期伽玛射线辐射出现 [40-42]. 在传统模型中至今没有得到可信的解释. 我们希望 RICS 机制能为解决这些疑惑提供一种新的可能途径. 在以后的工作中将进一步对此进行论证, 并计划利用 RICS 机制对典型伽玛暴样本进行模型计算和观测谱的拟合.

除了伽玛暴, RICS 也可能是产生软伽玛重复暴和伽玛射线脉冲星的高能辐射的辐射机制. 软伽玛重复暴 (SGR)(包括反常 X 射线脉冲星) 是目前很热的研究对象, 它可能联系着强磁中子星. 例如, 对源 SGR 1806-20, 观测发现持续时间较长的伽玛射线脉冲, 这说明与强磁化中子星有关 [23,43-44], 这为 RICS 机制的运行提供了条件; 观测还发现它的伽玛射线谱是折断式的幂律谱, 这暗示着 SGR 1806-20 的伽玛射线辐射很有可能起源于 RICS 机制. 另一个对象是伽玛射线脉冲星. 伽玛射线脉冲星联系着强磁中子星, 且在内、外间隙区都有相对论电子产生, 高能伽玛射线谱多是两段幂律谱 [45-47]. 目前在伽玛射线脉冲星研究中有些令人困惑的难点: 传统辐射机制(目前采用曲率辐射、逆康普顿散射等)效率不高, 很难达到可与观测比较的辐射光度. 辐射频率也难达到观测的伽玛波段(除非有极高能相对论电子存在). 又如, 伽玛脉冲与射电脉冲位相常不相同这一观测事实的物理成因是什么(位相不同本身就可能暗示两者的辐射机制不同, 这为 RICS 机制的应用留下可能性), 等等. 希望 RICS 机制也能为解决这些难题提供一个可行的方法.

致谢 在完成本文的过程中, 尤峻汉教授和我们进行了有益的讨论并给了很多好的建议, 特此致谢.

参 考 文 献

- [1] Band D, Matteson J, Ford L, et al. *ApJ*, 1993, 413: 281
- [2] Schaefer B E, Palmer D, Dingus B L, et al. *ApJ*, 1998, 492: 696
- [3] Kaneko Y, Preece R D, Briggs M S, et al. *ApJS*, 2006, 166: 298
- [4] Stern B E, Poutanen J. *MNRAS*, 2004, 352: L35
- [5] Cohen E, Katz J I, Piran T, et al. *ApJ*, 1997, 488: 330
- [6] Sari R, Piran T, Narayan R. *ApJ*, 1998, 497: L17
- [7] Coburn W, Boggs S E. *Natur*, 2003, 423: 415
- [8] Willis D R, Barlow E J, Bird A J, et al. *A&A*, 2005, 439: 245
- [9] Kalemci E, Boggs S E, Kouveliotou C, et al. *ApJS*, 2007, 169: 75
- [10] Amati L, Frontera F, Tavani M, et al. *A&A*, 2002, 390: 81
- [11] Liang E W, Dai Z G, Wu X F. *ApJ*, 2004, 606: L29
- [12] Sakamoto T, Lamb D Q, Graziani C, et al. *ApJ*, 2004, 602: 875
- [13] Yonetoku D, Murakami T, Nakamura T, et al. *ApJ*, 2004, 609: 935
- [14] Ghirlanda G, Ghisellini G, Firmani C, et al. *MNRAS*, 2005, 360: L45
- [15] Ghirlanda G, Ghisellini G, Firmani C. *MNRAS*, 2005, 361: L10
- [16] Pizzichini G, Ferrero P, Genghini M, et al. *NCimC*, 2005, 28: 319
- [17] Chen L, Liu D B, Huang Y F, et al. *ApJ*, 2008, 680: 539
- [18] Liu D B, Chen L, You J H, et al. *MNRAS*, 2006, 370: 911
- [19] 刘当波, 陈磊, 尤峻汉, 等. *天文学报*, 2005, 46: 237
- [20] Liu D B, Chen L, You J H, et al. *ChA&A*, 2006, 30: 1
- [21] You J H, Chen W P, Zhang S N, et al. *MNRAS*, 2003, 340: 687
- [22] Sturmer S J, Dermer C D, Michel F C. *ApJ*, 1995, 445: 736
- [23] Frederiks D D, Golenetskii S V, Palshin V D, et al. *AstL*, 2007, 33: 1
- [24] Rybicki G B, Lightman A P. *Radiation Processes in Astrophysics*. Berlin: Viley-VCH, 1985: 195-220
- [25] Greiner J, Sommer M, Bade N, et al. *A&A*, 1995, 302: 121
- [26] Katz J I. *ApJ*, 1994, 432: L107
- [27] Preece R D, Briggs M S, Malozzi R S, et al. *AIPC*, 1998, 428: 319
- [28] Kuiper L, Hermsen W, Bennett K, et al. *A&A*, 1998, 337: 421
- [29] Kuiper L, Hermsen W, Krijger J M, et al. *A&A*, 1999, 351: 119
- [30] Kuiper L, Hermsen W, Verbunt F, et al. *A&A*, 2000, 359: 615
- [31] Thompson D J, Bailes M, Bertsch D L, et al. *ApJ*, 1999, 516: 297
- [32] Paczynski B. *AcA*, 1991, 41: 257
- [33] Piran T. *PhR*, 1999, 314: 575
- [34] Piran T. *RvMP*, 2004, 76: 1143
- [35] Zhang B, Mészáros P. *IJMPA*, 2004, 19: 2385
- [36] Vietri M, Stella L. *ApJ*, 1998, 507: L45
- [37] Andersson N. *ApJ*, 1998, 502: 708
- [38] Lindblom L, Owen B J, Morsink S M. *PhRvL*, 1998, 80: 4843
- [39] Wang X Y, Dai Z G, Lu T, et al. *A&A*, 2000, 357: 543
- [40] Corsi A, Piro L, Kuulkers E, et al. *A&A*, 2005, 438: 829
- [41] Frontera F. *NCimC*, 2005, 28: 243
- [42] Mereghetti S, Götz D, Andersen M I, et al. *A&A*, 2005, 433: 113
- [43] Woods P M, Kouveliotou C, Gogus E, et al. *ApJ*, 2002, 576: 381

- [44] Götz D, Mereghetti S, Mirabel I F, et al. *A&A*, 2004, 417: L45
[45] Cheng K S, Ho C, Ruderman M. *ApJ*, 1986, 300: 500
[46] Cheng K S, Zhang L. *ApJ*, 2001, 562: 918
[47] Harding A K, Baring M G, Gonthier P L. *ApJ*, 1997, 476: 246

Collective Spectra of the Resonant Inverse Compton Scattering of the Assembly of Relativistic Electrons in an Intense Magnetic Field

LIU Dang-bo¹ HUANG Yong-feng² DANZENG Luo-bu³ CHEN Tian-lu³

(1 *Institute of Nuclear, Particle, Astronomy and Cosmology, Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240*)

(2 *Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093*)

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

ABSTRACT The resonant inverse Compton scattering (RICS) of relativistic electrons in an intense magnetic field of a neutron star is an efficient mechanism for producing the high-energy γ -rays due to its high efficiency, high frequency, highly beaming behaviour and comparatively good monochromaticity, concentrating most radiation in the high-frequency band (hard X-ray and γ -ray). In our previous work, it is argued that the dominant radiation mechanism responsible for the prompt γ -ray emission of gamma-ray bursts (GRBs) in the early stage could be the RICS of relativistic electrons. By using this mechanism, some puzzles in the study of GRBs could be clarified, e.g., the origin of the Amati relation, the formation of the observed broken power-law spectra, the related deadline problem, the polarization property, etc. The simplified analytical formulae of collective RICS spectra of the assembly of relativistic electrons in an intense magnetic field are derived in this paper, based on the simple RICS power spectra of a single fast electron given in our previous work. By using these formulae, a series of collective RICS spectra for various typical ambient low-frequency radiation fields around the central neutron star, e.g., the black body radiation, the nonthermal field with a power-law spectrum and the thermal bremsstrahlung field, are calculated. The collective RICS spectra are all in quite simple analytical expressions, which are convenient for comparison with the observed spectra. Our calculations show that the RICS process is really a very efficient radiation mechanism in the hard X-ray and γ -ray bands if the “accommodation condition” (or the “matching condition”) is satisfied. Our calculations show that despite what kind of ambient soft-photon field is related, various collective RICS spectra have common broken power-law forms with different indexes in the low- and high-frequency bands respectively. Finally, we discuss the potential applications of RICS mechanism in high-energy astrophysics, i.e., in the explorations of the origins of radiation from GRBs, soft gamma-ray repeaters (SGRs) and gamma-ray pulsars (GRPs), etc.

Key words radiation mechanisms: non-thermal, methods: analytical, gamma rays: general