

中子星外壳层物理: II. 强磁场情形

戴子高 陆 焱 彭秋和

(南京大学天文系, 南京 210008)

提 要

中子星表面存在 10^9 — 10^{13} G 的磁场。在强磁场中, 电子的纵向运动是自由的, 而横向运动是量子化的。本文评述强磁化中子星外壳层物理的新进展。在低密度区($\rho \sim 10^4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), 由于电子-离子相互作用, 必须用磁统计模型求该区的状态方程; 而在高密度区($\rho \gg 10^4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), 用变分方法求组份和状态方程。本文还综述强磁场下的外壳层热结构和强磁场对弱相互作用反应的影响。

一、引 言

中子星外壳对于人们研究内部物理和吸积中子星的演化是重要的^[1], 所以我们在前一篇文章^[2]中较详细地评述了非磁化中子星外壳层物理的新进展。然而有证据表明中子星表面存在很强的磁场(见第二节), 其强度为 10^9 — 10^{13} G。在足够强的磁场中, 电子沿着磁场方向(纵向)的运动是自由的, 而垂直于磁场方向(横向)的运动是量子化的, 因此磁场将改变电子气体的性质(见第三节)。本文评述磁化中子星外壳层物理的新进展。

二、表 面 磁 场

至今有两个途径可以决定中子星的表面磁场, 它们独立地指出磁场强度可以超过 10^{12} G。在第一种方法中, 人们已观测到中子星的转动周期(P)和它的变化率(\dot{P})。现在普遍认为孤立中子星是转动的磁偶极子, 它发射磁偶极辐射, 这种辐射产生的力矩引起中子星自转减慢 (spin down)(详细的讨论见文献[3])。因为此力矩与中子星的磁偶极矩和它的转动惯量 I ($\sim 10^{45} \text{g} \cdot \text{cm}^2$)以及半径 R_0 ($\sim 10^8 \text{cm}$)有关, 所以表面磁场强度 B_0 可以表示为

$$B_0 = \left(\frac{3Ic^3 P \dot{P}}{8\pi^2 R_0^6} \right)^{1/2} = 3.2 \times 10^{10} (P \dot{P})^{1/2} \text{G} \quad (1)$$

其中 c 为光速。

图1是在 P — \dot{P} 平面上 308 个射电脉冲星的分布和从式(1)计算得到的表面磁场的范围^[4]。从图我们看到绝大多数脉冲星的磁场在 10^{11} — 10^{13} G 范围内, 少数超过 10^{13} G。

第二种方法是通过中子星高能 X 射线谱中的回旋吸收线的位置直接测量磁场强度。光子

1993年5月5日收到。

国家自然科学基金和国家教委基金资助项目。

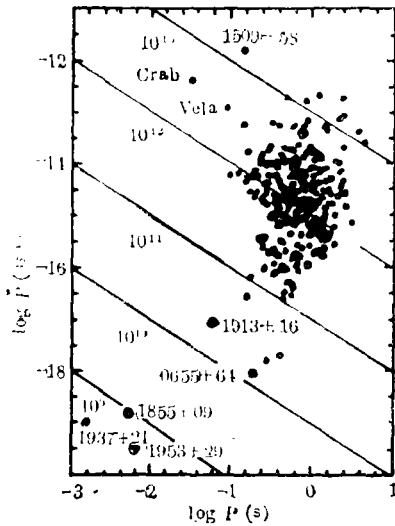


图 1 308 颗射电脉冲星在 $P-\dot{P}$ 平面上的分布, 直线为从(1)式计算得到的等磁场强度线^[14]

被电子吸收或者与电子共振散射产生回旋线。回旋频率 ω_B 为

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \approx 12 B_{12} \text{ keV} \quad (2)$$

其中 e 是电子电荷, m_e 是电子的静止质量, $B_{12} = B/10^{12} \text{ G}$ 。

人们首先在 X 射线脉冲星的谱中看到回旋线, 其中最强的是来自武仙座 X-1^[5]。该谱有 $\sim 38 \text{ keV}$ 的吸收线(或 $\sim 53 \text{ keV}$ 的发射线)。如果把它理解为第一谐波的吸收(或发射), 则它对应于磁场 $B = 3 \times 10^{12} \text{ G}$ (或 $4 \times 10^{12} \text{ G}$)。人们在 γ 射线暴的谱中也看到回旋线, 例如在 GB880205 的谱中发现约 20 keV 和 40 keV 的吸收线^[6], 它们意味着产生此 γ 暴的中子星有 $1.7 \times 10^{12} \text{ G}$ 的表面磁场。

三、强磁场中的自由电子气体

1. 非相对论电子

在低密度区, 电子是非相对论的。在强磁场中, 电子的能谱为^[7]

$$\epsilon_n = n \hbar \omega_B + \frac{p_z^2}{2m_e} \quad (3)$$

其中 $n = 0, 1, 2, \dots, \infty$; p_z 为电子的纵向动量。设 μ_F 为电子的费米能(包括静止能量), 则电子沿着磁场方向的最大动量 $p_F(n)$ 为 $[2m_e(\mu_F - m_e c^2 - n \hbar \omega_B)]^{1/2}$ 。因为对于给定的单位体积内在 p_z 到 $p_z + \Delta p_z$ 间隔上的状态数为 $(eB/h^2 c) \Delta p_z$, 所以电子的数密度为

$$n_e = \frac{eB}{hc} \frac{2}{h} \sum_{n=0}^{\infty} g_{n0} p_F(n) H(\mu_F - m_e c^2 - n \hbar \omega_B) \quad (4)$$

这里 $g_{n0} = 2 - \delta_{n0}$ 是能级的简并度。当 $x > 0$ 时 $H(x) = 1$, 而当 $x \leq 0$ 时 $H(x) = 0$ 。压强为

$$P_e = \frac{eB}{hc} \frac{2}{h} \sum_{n=0}^{\infty} g_{n0} \frac{p_F(n)^3}{3m_e} H(\mu_F - m_e c^2 - n \hbar \omega_B) \quad (5)$$

令 $\eta = (\mu_F - m_e c^2)/\hbar \omega_B$, (4)和(5)式化为

$$n_e = n_* [\eta^{1/2} + 2\psi(\eta)] \quad (6)$$

$$P_e = \frac{2}{3} n_* \hbar \omega_B [\eta^{3/2} + 2\phi(\eta)] \quad (7)$$

其中

$$n_* \equiv \frac{2eB}{h^2 c} (2m_e \hbar \omega_B)^{1/2} = 4.24 \times 10^{27} B_{12}^{1/2} \text{ cm}^{-3} \quad (8)$$

$$\phi(\eta) \equiv \sum_{n=1}^{\infty} (\eta - n)^{3/2} H(\eta - n) \quad (9)$$

$$\psi(\eta) \equiv \sum_{n=1}^{\infty} (\eta - n)^{1/2} H(\eta - n) = \frac{2}{3} \phi' \quad (10)$$

当 $n_e < n_*$ 时, 电子只处于 Landau 基态, 因此

$$n_e = n_* \eta^{1/2} \quad (11)$$

$$P_e = \frac{2}{3} \hbar \omega_B \frac{n_e^2}{n_*^2} \quad (12)$$

此状态方程的绝热指数 $\Gamma \equiv d \ln P / d \ln n_e = 3$; 当 $n_e \gg n_*$ 时, 数密度和压强的近似形式为^[8,9,10]

$$n_e \approx \frac{8\pi}{3} \frac{p_F^3}{h^3}, \quad p_F = (2m_e \mu_F)^{1/2} \quad (13)$$

$$P_e \approx -\frac{p_F^5}{15\pi^2 m \hbar_e^3} + \frac{\hbar p_F}{3m_e} \left(\frac{eB}{hc} \right)^2 \quad (14)$$

如果 $B = 0$, 上述两方程给出了非相对论简并电子气体的状态方程 ($\Gamma = 5/3$).

2. 相对论电子

在密度区电子是相对论的. 通过精确求解 Dirac 方程^[11,12], 可以得到强磁场中电子的能谱:

$$\epsilon_n = (p_z^2 c^2 + m_e^2 c^4 + 2n \hbar \omega_B m_e c^2)^{1/2} \quad (15)$$

电子数密度和压强分别为

$$n_e = \frac{2eB}{h^2 c} \sum_{n=0}^{n_{\max}} g_{n0} p_v(n) \quad (16)$$

$$P_e = \frac{2eB}{h^2 c} \sum_{n=0}^{n_{\max}} g_{n0} \int_0^{p_v(n)} \frac{p_z^3 c^2}{\epsilon_n} dp_z \quad (17)$$

其中

$$n_{\max} = \frac{\mu_F^2 - m_e^2 c^4}{2 \hbar \omega_B m_e c^2} \quad (18)$$

$$p_v(n) = \frac{1}{c} (\mu_F^2 - m_e^2 c^4 - 2n \hbar \omega_B m_e c^2)^{1/2} \quad (19)$$

式(16)–(19)给出了强磁场下相对论简并电子气体的状态方程. 进一步利用 BPS 方法^[13], 即考虑外壳层的晶格能对状态方程和组份的作用^[13]. 再考虑到强磁场下电子气体的交换能,

表 1 中子滴以下区的组份 ($B = 10^{13} \text{G}$)^[14]

Nucleus		Z/A	ρ_{\max} (g/cm ³)	μ_e (MeV)	$\Delta\rho/\rho$ (%)
Z	A				
26	56	0.4643	6.9E6	0.92	2.9
28	62	0.4516	1.4E8	2.14	3.1
28	64	0.4375	9.0E8	3.8	3.1
28	66	0.4242	1.2E9	4.1	1.3
36	86	0.4186	2.3E9	5.1	3.4
34	84	0.4048	5.9E9	6.9	3.7
32	82	0.3902	2.2E10	10.5	4.1
30	80	0.3750	5.3E10	13.9	4.5
28	78	0.3590	7.6E10	15.5	2.8
44	126	0.3492	1.1E11	17.2	3.1
42	124	0.3387	1.5E11	19.1	3.3
40	122	0.3279	2.4E11	22.0	1.6
40	124	0.3226	2.7E11	22.9	1.6
40	126	0.3175	3.1E11	23.9	4.1
36	118	0.3051	(4.3E11)	(26.1)	...

注: 第 4 列为出现 (Z, A) 的最大密度, 第 5 列为 ρ_{\max} 处的费米能, 第 6 列为相变处的相对密度变化.

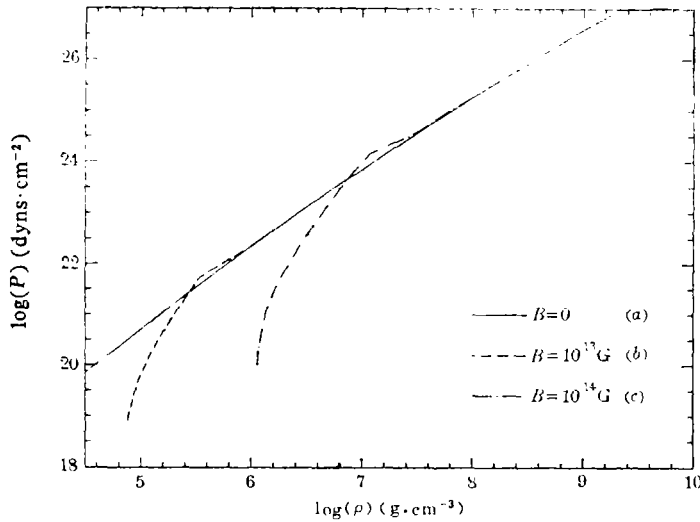


图 2 强磁化中子星外壳层的状态方程^[14]

不改变费米能，因此它对状态方程没有影响。

四、统计模型

从文献[2]我们得知当 $\rho \gg 10^8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 电子是相对论的，电子之间和电子-离子之间的库仑相互作用对状态方程几乎没有影响，因此上节给出的中子星外壳层的状态方程是正确的。然而当 $\rho < 10^4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ，电子之间以及电子-离子之间的库仑相互作用会使状态方程偏离上节讨论的结果。对这些库仑相互作用的最简单处理方法是 Thomas-Fermi (TF) 模型^[10]。强磁场情形下的 TF 模型假设磁场完全决定电子的横向运动以及电子只处于 Landau 基态。这个假设要求磁场不是超强的^[17,18]。对于所要求的磁场，几乎所有的电子都处于纵向态中，电子密度是位置的光滑函数，原子基本上是球形的^[18]，因此可以应用 Wigner-Seitz 球晶胞近似(见文献[2])。磁 TF 模型对致密物质的密度范围有严格的限制。首先电子必须只处于 Landau 基态，这就要求 $n_e < n_*$ 。其次电子的费米波长小于晶胞之间的距离，这要求 $n_e > n_*/Z^{1/2}$ (这里 Z 为离子的电荷数)。两条件导致磁 TF 模型的适用范围^[10]为 $7.04 \times 10^3 (A/Z^3)^{1/2} B_{12}^{3/2} < \rho < 7.04 \times 10^3 (A/Z) B_{12}^{3/2} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。

Constantinescu 等^[18]和 Fushiki 等^[9]利用磁 TF 模型计算了零温时致密物质的状态方程。在此基础上 Constantinescu 等^[19]和 Abrahams 等^[10]研究了温度对状态方程的影响，更理想的统计模型是考虑磁交换效应的 Thomas-Fermi-Dirac (TFD) 理论。Fushiki 等^[9]利用这个模型处理了零温的致密物质。关于强磁场下 TF 和 TFD 两模型的评述见文献[20]。

零温的磁 TF 和 TFD 两模型有一些众所周知的缺点^[10]，其中特别严重的是非束缚原理，即在这两模型的框架内两个原子不可能束缚成分子^[9]。von Weizsäcker^[21]在 TFD 的动能函数项中引进密度泛函梯度项(系数为 λ)，这一模型被称为 TFD- λW 理论。TFD- λW 模

我们^[14]得到外壳的组份和状态方程。组份见表 1，状态方程见图 2。从图 2 可看到在高密度区磁场对状态方程没有影响，而在低密度区磁场使状态方程变软。最近，Lai 等^[15]也研究了强磁场下的组份和物态。根据文献[16]，我们知道当电子只处于 Landau 基态(即磁场足够强、密度较低)时，磁场使费米能显著降低；而高能量的电子对压强的贡献最大，因此磁场使状态方程变软。对于弱场极限(磁场较弱、密度较大)，电子填充的 Landau 能级数较大，磁场几乎

型克服了 TF 和 TFD 两模型的缺点, 最重要的是用 TFD- λW 理论可以证明在强磁场下原子能够束缚成分子并且多原子可以形成链(chain)^[22]。

Abrahams 等^[10]利用统计模型(TF, TFD, TFD- $\frac{1}{9}W$ 和 TFD- $\frac{1}{25}W$)计算了强磁场下致密物质的状态方程。结果显示在中子星表面有 $P=0$ 的晶体存在(当考虑梯度项时), 这一点与自由原子的情形完全不同。对于 TFD- $\frac{1}{9}W$ 理论, 当 $B=10^{12}G$, 零压晶体的密度是 $\rho_0=2.87 \times 10^3 g \cdot cm^{-3}$; 当 $B=10^{13}G$, $\rho_0=4.91 \times 10^4 g \cdot cm^{-3}$, 计算还表明在较高的密度区梯度项并不明显地使 TFD- λW 的状态方程偏离 TFD 的结果。

五、热结构

壳层的热结构是非吸积中子星冷却的研究中一个非常重要问题^[2]。Gudmundsson 等^[23]首先研究了非磁化中子星外壳层的热结构。他们通过简化广义相对论的静态平衡方程和热演化方程, 得到热结构方程:

$$\frac{dT}{dP_{tot}} = \frac{3\kappa T_s^4}{16T^3 g_s} \quad (20)$$

其中 T_s 为表面温度, g_s 为表面重力加速度, P_{tot} 为总的压强, κ 为总的的不透明度:

$$\kappa = \left(\frac{1}{\kappa_{rad}} + \frac{1}{\kappa_{cond}} \right)^{-1} \quad (21)$$

这里 κ_{rad} 为辐射不透明度, κ_{cond} 为传导不透明度。

为了研究磁化中子星外壳层的热结构, 人们必须知道强磁场下的总的的不透明度 κ_B 。由于传导系数 $\lambda_B = 16\sigma T^3 / (3\rho\kappa_B)$, 所以计算强磁场下的传导系数是研究热结构的重要问题之一。因为电子的纵向运动是自由的, 横向运动是量子化的, 所以光子的纵向传导将不同于横向传导。Yakovlev 等^[24]给出了纵向和横向的辐射传导系数。另一方面, Hernquist^[25]研究了纵向和横向的电子热传导系数。决定该系数的主要机制是在固体相 ($T < T_{melt}$) 中的电子-光子散射和在液体相 ($T > T_{melt}$) 中的电子-离子散射(这里的熔化温度 T_{melt} 参见文献 [2] 中的 [28] 式), 因此电子热传导系数是很复杂的积分表达式。Hernquist^[25] 和 van Riper^[26] 分别计算了这些系数。计算表明横向和纵向的电子热传导系数是完全不同的, 它们在高密度区都出现振荡现象。Schaaf^[27]研究了振荡的平均效应, 得到了电子热传导系数的解析表达式。

除了总的的不透明度 κ_B 之外, 强磁场下的物态方程是研究热结构的另一个重要问题。中子星外壳层的物态方程为^[9]

$$P_{tot}(\rho, T) = P_e(\rho, T) + n_i kT \quad (22)$$

其中 $P_e(\rho, T)$ 为电子的压强, n_i 为离子的数密度。

有了 $\kappa_B(\rho, T)$ 和 $P_{tot}(\rho, T)$, 人们可以研究热结构。Hernquist^[28]只考虑纵向传导系数并且假定物态方程仅来自自由电子的贡献。他研究了强磁场对中子星表层热结构的影响, 并且得出磁场对中子星的冷却影响较小。van Riper^[26]对电子的状态方程作了粗糙的库仑修正, 也研究了强磁场下的热结构, 他发现在表面温度 $T_s < 10^6 K$ 时强磁场使内部温度显著变

小。这样,强磁场将在 $t < 10^5$ 年内使表面光度增加^[28],因而它使中子星的冷却变慢。但是 Hernquist^[28]和 van Riper^[26]只研究了一维热结构问题。

由于纵向和横向的传导系数是完全不同的,中子星在极区和赤道区的热结构应该有差别,因此研究二维热结构问题是重要的。Schaaf^[30,31]研究了这个问题,他发现对于相同的内部温度极区的表面温度比赤道区的要高^[30]。Schaaf^[31]求解一系列耦合的非线性方程。当 $B > 10^{11}$ G,他得到的温度位形与密度位形是不自洽的。因此 Schaaf^[31]只解决了弱场的二维热结构问题。

我们讨论上面结果的天体物理意义。由于极区的表面温度比赤道区的要大得多,人们可以忽略非极区的热黑体辐射流量,而只考虑极区的流量^[32]。在观测上,人们可能看到中子星的X射线辐射的脉冲。最近,Finley等^[33]利用 ROSAT 卫星观测了脉冲星 0656+14 的X射线辐射,发现这颗星是具有脉冲结构的X射线单星。由于 PSR0656+14 的表面磁场为 5×10^{12} G,上面的结果可能是该星X射线脉冲的合理解释^[34]。

六、强磁场下的电子俘获反应

电子俘获反应对吸积中子星壳层的演化起着重要的作用^[2]。首先,吸积物质压缩中子星壳层,某层的电子费米能增加,当它超过该层中原子核发生电子俘获反应的阈能时,该核就发生电子俘获反应,同时放出中微子。如原子核处于激发态,那么它还将退激并发射光子。因此探讨壳层的电子俘获反应对于研究吸积中子星的演化和冷却有意义^[35-37]。其次,缓慢吸积中子星壳层中的电子俘获反应可导致爆发性的能量释放(由于弹性的 Rayleigh-Taylor 不稳定性)^[38]。

由于中子星表面存在很强的磁场,人们期望强磁场会影响电子俘获反应率。我们^[16,39]研究了强磁场对电子俘获反应的影响,发现当只有一个 Landau 能级存在(即磁场足够强、密度较低)时,强磁场使反应减慢;当 Landau 能级数较大(即磁场较弱、密度较高)时,磁场对反应没有影响。我们很容易理解这些结论,当只有一个 Landau 能级存在时,磁场降低了电子的费米能,因而减慢电子俘获反应;而当能级很多时,费米能不变,因此磁场不改变反应的进程。所以 $B \leq 10^{13}$ G 的磁场几乎不影响文献[35]所讨论的电子俘获。

除了电子俘获反应外,在中子星外壳层还会发生中微子对韧致辐射(电子受核的库仑场作用)、对湮灭中微子过程($e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$)、光中微子过程($\gamma + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu} + e^-$)和等离子体中微子过程(等离激元产生中微子对)。在不考虑磁场时,关于这些过程的计算可见文献[40-43]。而强磁场对光中微子过程的影响见文献[44]的讨论,但强磁场对其他过程的影响至今还未研究。弱同步过程($e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$)在 $B = 0$ 时不能进行,而在强磁场中该过程也可发射中微子,关于该过程的研究可见文献[45,46]。

七、总 结

中子星的表面磁场可以达到 10^{13} G 的数量级。在这么强的磁场中,电子的纵向运动是自

由的, 而横向运动是量子化的, 因此磁化中子星外壳层具有以下特点:

(1) 对于自由的简并电子气体, 当电子数密度 $n_e < n_* = 4.24 \times 10^{27} B_{12}^{3/2} \text{cm}^{-3}$ 时, 电子只处于 Landau 基态, 气体状态方程的绝热指数 Γ 为 3, 磁场使状态方程变软。

(2) 在密度 $\rho \sim 10^4 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 由于电子-离子的库仑相互作用能与电子的动能同数量级^[2], 求状态方程必须用最理想的统计模型——TFD- λW 模型。利用该模型可以证明中子星表面存在零压晶体, 当 $B > 10^{12} \text{G}$ 时, 零压晶体的密度 $\rho_0 > 2.87 \times 10^3 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ^[10]。人们称此边界为磁边界。

(3) 对于一维的热结构问题, 强磁场能减慢中子星的冷却^[29]。由于传导系数的各向异性, 研究二维热结构问题是十分重要的。至今人们只研究了弱场的二维热结构(如文献[31])。

(4) 当电子只处于 Landau 基态时, 强磁场使电子俘获反应显著变慢, 强磁场下的其他弱相互作用反应仍没有被很好地研究。

参 考 文 献

- [1] Pethick, C. J. and Ravenhall, D. G., in *Neutron Stars: Theory and Observation* ed. by J. Ventura and D. Pines, p. 3, (1991).
- [2] 戴子高, 陆 垠, 彭秋和, *天文学进展*, 11 (1993), 261.
- [3] Manchester, R. N. and Taylor, J. H., in *Pulsars*, Chap. 9, (1977).
- [4] Harding, A. K., *Science*, 251 (1991), 1033.
- [5] Trümper, J. et al., *Ap. J.*, 219 (1978), L105.
- [6] Murakami, T. et al., *Nature*, 335 (1988), 234.
- [7] Landau, L. D. and Lifshitz, E. M., in *Quantum Mechanics*, p. 457, (1977).
- [8] Peierls, R. E., in *Quantum Theory of Solids*, p. 148, (1955).
- [9] Fushiki, I., Gudmundsson, E. H. and Pethick, C. J., *Ap. J.*, 342 (1989), 958.
- [10] Abrahams, A. M. and Shapiro, S. L., *Ap. J.*, 374 (1991), 652.
- [11] Berestetskii, V. B., Lifshitz, E. M. and Pitaevskii, L. P., in *Quantum Electrodynamics*, p. 121, (1982).
- [12] Kaminker, A. D. and Yakovlev, D. G., *Theor. Math. Phys.*, 49 (1981), 1012.
- [13] Baym, G., Pethick, C. J. and Sutherland, P., *Ap. J.*, 170 (1971), 299.
- [14] 戴子高, 彭秋和, 陆 垠, *天体物理学报*, 13 (1993), 1.
- [15] Lai, D. and Shapiro, S. L., *Ap. J.*, 383 (1991), 745.
- [16] 戴子高, 陆 垠, 彭秋和, *中国科学A辑*, 23 (1993), 418.
- [17] Mueller, R. O., Rau, A. R. P. and Spruch, L., *Phys. Rev. Lett.*, 26 (1971), 1136.
- [18] Constantinescu, D. H. and Rehak, P., *Nuovo Cimento*, 32 (1976), 177.
- [19] Constantinescu, D. H. and Moruzzi, G., *Phys. Rev.*, D18 (1978), 1820.
- [20] Fushiki, I., Gudmundsson, E. H. and Pethick, C. J., *Ann. Phys.*, 216 (1992), 29.
- [21] von Weizsäcker, C. F., *Z. Phys.*, 96 (1935), 431.
- [22] Abrahams, A. H. and Shapiro, S. L., *Ap. J.*, 382 (1991), 233.
- [23] Gudmundsson, E. H., Pethick, C. J. and Epstein, R. I., *Ap. J.*, 272 (1983), 286.
- [24] Yakovlev, D. G. and Urpin, V. A., *Soviet Astron.*, 24 (1980), 303.
- [25] Hernquist, L., *Ap. J. Suppl.*, 56 (1984), 325.
- [26] van Riper, K. A., *Ap. J.*, 329 (1988) 339.
- [27] Schaaf, M. E., *Astron. Astrophys.*, 205 (1988), 335.
- [28] Hernquist, L., *M. N. R. A. S.*, 213 (1985), 313.
- [29] van Riper, K. A., *Ap. J. Suppl.*, 75 (1991), 449.
- [30] Schaaf, M. E., *Astron. Astrophys.*, 227 (1990), 61.
- [31] Schaaf, M. E., *Astron. Astrophys.*, 235 (1990), 499.
- [32] Greenstein, G. and Hartke, G. J., *Ap. J.*, 271 (1983), 283.
- [33] Finley, J. P., Ögelman, H. and Kiziloğlu, Ü., *Ap. J. Lett.* 394 (1992), L21.
- [34] 戴子高, 陆 垠, 宗黎明, 韦大明, *天文学报*, (1993), 34 (1993), 225.

- [35] Haensel, P. and Zdunik, J. L., *Astron. Astrophys.*, 227 (1990), 431.
[36] Miralda-Escudé, J., Haensel, P. and Paczyński, B., *Ap. J.*, 362 (1990) 572.
[37] Zdunik, J. L. et al., *Ap. J.* 384 (1992), 129.
[38] Fujimoto, M. Y. et al., *Ap. J.*, 278 (1984), 813.
[39] Dai, Z. G., Lu T. and Peng, Q. H., *Astron. Astrophys.*, 272 (1993), 705.
[40] Beaudet, G., Petrosian and Salpeter, E. E., *Ap. J.*, 150 (1967), 979.
[41] Dicus, D. A., *Phys. Rev.*, D6 (1972), 942.
[42] Schinder, P. J. et al., *Ap. J.*, 313 (1987), 531.
[43] Itoh, N. et al., *Ap. J.*, 339 (1989), 354.
[44] Chou, C. K., Fassio-Canuto, L. and Canuto, V., *Ap. J.*, 227 (1979), 974.
[45] Landstreet, J. D., *Phys. Rev.*, 153 (1967), 1372.
[46] Canuto, V. et al., *Phys. Rev.*, D2 (1970), 281.

(责任编辑 舒似竹)

The Physics of the Outer Crust of Neutron Stars

II . Strong Magnetic Field Case

Dai Zigao Lu Tan Peng Qiuhe

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210008)

Abstract

There exist strong magnetic fields ($\sim 10^9$ — 10^{13} G) on surfaces of neutron stars. For sufficiently strong magnetic fields the classical description of electron orbits is no longer valid and quantum effects must be taken into account. The recent developments on the physics of the outer crust of strongly magnetized neutron stars are reviewed in this paper.