



从地震到星震

路瑞鹏¹, 高勇², 胡岩³, 来小禹⁴, 李洪波², 卢吉光⁵, 邵立晶², 王平⁶, 汪卫华⁷, 王维扬⁸, 夏铖君⁹, 胥恒⁴, 徐仁新^{2*}, 徐世庆¹⁰, 岳汉^{1*}, 赵里¹, 郑小平^{11,12}, 周恩平¹¹, 邹远川¹¹

1. 北京大学理论与应用地球物理研究所, 北京 100871;
2. 北京大学科维理天文与天体物理研究所, 北京 100871;
3. 中国科学技术大学地球和空间科学学院, 合肥 230026;
4. 湖北第二师范学院天文学研究中心, 武汉 430205;
5. 中国科学院国家天文台, 北京 100101;
6. 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049;
7. 温州大学数理学院, 温州 325035;
8. 中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049;
9. 扬州大学引力与宇宙学研究中心, 扬州 225009;
10. 南方科技大学地球与空间科学系, 深圳 518055;
11. 华中科技大学物理学院天文系, 武汉 430074;
12. 华中师范大学天体物理研究所, 武汉 430079

*联系人, 徐仁新, E-mail: r.x.xu@pku.edu.cn; 岳汉, E-mail: yue.han@pku.edu.cn

收稿日期: 2023-12-05; 接受日期: 2024-02-07; 网络出版日期: 2024-07-03

科技部平方公里阵列射电望远镜专项(编号: 2020SKA0120100)、中国科学院战略性先导科技专项(编号: XDB0550300, XDB42020104)和国家自然科学基金(编号: 42074048)资助项目

摘要 探索强引力场情形下致密物质的存在形式伴随着人类认识和发展量子论与引力论的历程, 也是当今天文学和物理学领域的热点话题. 主序恒星耗尽自身核能源后将会残留这类物质构成的致密天体, 进而为多信使天文学提供可靠的观测目标. 若致密天体的质量不够大、自引力不足以强到塌缩成黑洞, 则星核所有原子核可能会挤成一团而表现为“巨核”, 即观测到的脉冲星. 限于低能强相互作用的认识, 虽然尚未定论这类极致密物质的本质, 但是有明确的观测证据表明丰富的极端天体物理事件(如伽马射线暴、快速射电暴等)跟巨核紧密相关. 值得注意的是, 脉冲星往往具有固态的组成部分, 在内部应力积累达到某个临界值时将会自然地发生星震. 这一事件很可能跟地震类似, 并诱发天体的剧烈活动. 在回顾了致密星的研究历史和争议后, 本文简述地震现象, 探讨地震与星震的相似性, 进而介绍与脉冲星相关的众多观测现象以及星震的理论模型, 最后总结并展望相关研究的未来. 希望此文能够促进地震学和天体物理学的交叉融合, 期待借助于更高精度多信使天文观测最终揭晓巨核的本质, 从而加深关于低能强力的理解.

关键词 脉冲星, 地震, 星震, 核物质, 全球地震

PACS: 97.60.Gb, 91.30.Px, 97.10.Sj, 21.65.-f, 91.30.Fn

引用格式: 路瑞鹏, 高勇, 胡岩, 等. 从地震到星震. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2024, 54: 289501

Lu R P, Gao Y, Hu Y, et al. Quakes: From the Earth to Stars (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2024, 54: 289501, doi: [10.1360/SSPMA-2023-0424](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2023-0424)

1 引言

1900年开尔文男爵展望物理学发展趋势时归纳的“两朵乌云”最终导致现代物理两大基石——相对论和量子论——的建立. 过去百余年来, 以狭义相对论与量子论为基础建立起来的量子场论得到蓬勃发展, 并结合各类对称性的探索, 最终成就了“粒子物理标准模型”. 尽管时空量子化的未来尚不明朗, 但极端物态在强引力场(那里广义相对论与量子场论充分融合)中的表现尤为值得重视: 这不仅将深化对宇观现象的理解, 而且提供认识基本粒子及其相互作用的新途径. 本文探讨致密(超过饱和核物质密度)物质的可能存在形式, 涉及强引力场情形下极端天体物理过程. 该主题或在今后几十年内受学者们多角度关注.

大质量恒星耗尽核能后可以塑造并残留密度堪比原子核的致密星体^[1]. 它们是宇宙中极致密物质存在的主要形式, 也是本文研讨的主要对象. 虽然尚未定论这类致密星的内部组分, 但一般认为它们应该是由基本强相互作用主导的、至少拥有局部固体结构的客体. 类似于固体地球缓慢应力加载超过弹性极限后短时标失稳破裂而发生地震, 致密天体上发生星震也很自然. 事实上, 这类星震很可能是众多极端天体物理事件的诱因, 包括脉冲星周期跃变、快速射电暴、中子星爆发或耀发等. 我们举办主题为“从地震到星震”的研讨会正是旨在推动和发展这一研究方向(2023年5月20–23日; <https://psr.pku.edu.cn/conference/fps/Quake/>). 本文将基于此次会议的研讨, 拟在地震学研究的基础上尝试探究致密星的星震过程, 以期理解丰富宇观现象背后的深层次物理并最终澄清致密物态的本质.

1.1 历史回顾

1900年, 普朗克引入能量子的概念得到跟实验吻合的黑体辐射公式, 但直到1924年建立玻色-爱因斯坦统计才算为理解光子气画上句号: 粒子状态交换对称的量子全同体系. 对电子的理解则是另一条主轴: 虽然玻尔于1913年人为地引入“定态”的概念避免了卢瑟福原子的塌缩, 依据海森堡的矩阵力学(1925)和薛定谔的波动力学(1926)也能定量刻画这些定态, 但是为何多电子原子中的电子不都处于最低能级而表现出丰富的化学性质? 1925年, 泡利提出的“不相容原理”界定了

电子跟光子的本质差别, 并孕育了一种区别于玻色-爱因斯坦统计以及经典的麦克斯韦-玻尔兹曼统计的“新统计”: 泡利统计(1925)或费米-狄拉克(FD)统计(1926), 它描述粒子状态交换反称的量子全同体系.

FD统计如何帮助我们更好地理解自然世界? 虽然FD统计如今已成为认识凝聚态物质属性的基石, 但是历史上利用它解决的第一个重大疑难问题却源于天文学上早已存在的“白矮星之谜”. 区别于热压力抵抗自引力的主序星, 1926年Fowler^[2]提出服从FD统计的电子气表现出来的简并压平衡白矮星的自引力, 只是忽视了大质量情形白矮星物质内电子动能可接近甚至超过静能而体现出来的狭义相对论效应. 这点瑕疵被Chandrasekhar^[3]所弥补; 考虑到狭义相对论能量动量关系, 他发现随着密度的增加电子气物态趋软, 使得白矮星具有极限质量(后称为Chandrasekhar质量).

若恒星核能源耗尽后残骸的质量超过这一极限质量, 将会发生什么? 这正是Landau于1931年初第三次访问哥本哈根时跟玻尔和Rosenfeld的一次自由讨论时议论的话题^[4]: 引力塌缩导致原子核挤在一起最终形成“巨核”(Giant Nucleus), 且那里的电子会紧密地与质子结合在一起以免获得过高的动能. 一年后Landau^[5]发表了相关论文, 时值宣称中子的发现. 这类巨核后来以“中子星”一词流行开来, 并且被认为是“脉冲星”(1967年发现)的本质. 随着引力波的发现, 在进入多信使天文学的今天, 中子星在若干极端天体物理过程中均扮演着关键角色. 本文仅关注中子星的星震行为. 需要指出的是, 这里所说的“星震”与恒星的“星震学”有所不同. 本文讨论的星震指的是脉冲星这种致密天体的星震. 这些致密天体具有类似地球般固态的壳层, 故而后续的讨论, 将更多地围绕地震以及具有类似固态结构的致密星的星震进行.

由此可见, 关于极致密物质属性的探讨伴随着量子论的发展历程, 而致密星的研究体现了量子论与相对论的完美结合.

1.2 从电物质到强物质

原子核同位旋对称性本质上体现了两味价夸克(u和d)的对称. 鉴于这两味夸克电荷的不反称(即并非等量电荷而符号相反), 两味对称的核不可能维持电中性; 这造就了不参与强相互作用的、质量最轻且带

异种电荷的轻子(即电子)绕核运动的场景,即原子!原子之间剩余的电磁作用塑造了丰富多彩的凝聚态物质世界,其物性本质上决定于电磁力;姑且简称这类凝聚态物质为“电物质”.相对照而言,原子核和巨核的性质由强相互作用主导,可简称为“强物质”.

正如Landau最初思考的,低荷质比情形可有效地降低大块极致密物质内部的电子动能.然而面对巨核,在第一代夸克范畴内,电中性和夸克的味对称却不能两全其美¹⁾.在19世纪30年代初误认质子和中子是基本粒子的时代,Landau选择了夸克味极其不对称的状态以降低电子动能,即中子化.中子星模型沿着这一思路逐渐发展,其内部绝大部分处于中子物质的流体状态.鉴于其极端的味不对称,人们不得不设置密度随深度逐渐增加的壳层以提供高密度电子气来抑制中子的衰变,即中子星必须拥有壳层.在温度 ~ 0.1 keV的情况下,表面附近的壳层表现为固态.固态壳层内的应力积累达到临界值可能发生破裂,从而引发中子星的星震.

难道原子核的味对称只是个特例?随着19世纪60年代以来粒子物理标准模型的发展与成功,奇异数(Strangeness)逐渐受到重视,该自由度的引入能够使得巨核两全其美:同时维持夸克的味对称和电中性,但需将味道的数目从2推广至3.自由强子尺寸 ℓ 取决于强作用, $\ell \sim 0.5$ fm,对应的能标 $E_{\text{scale}} \approx \hbar c/\ell \sim 0.5$ GeV,远低于重味夸克质量.值得注意的是,轻味夸克的质量差 $\Delta m_{\text{uds}} \sim 0.1$ GeV,而微扰QCD能标 $\Lambda_{\chi} > 1$ GeV.由此可见,对于巨核而言,“ $\Delta m_{\text{uds}} < E_{\text{scale}} < \Lambda_{\chi}$ ”这一事实不仅暗示轻味对称性的重要性(图1),而且意味着此时的基本单元很可能并非游离夸克(参见文献[6]中的图4).若巨核跟原子核一样都能存在于零压环境,则它们同为非微扰QCD体系.将巨核内部、类似原子核中核子但奇异数非零的单元称为“奇子”(Strangeon).

鉴于奇子质量远大于核子、量子波包小,推测奇子表现得更像经典粒子,低温下奇子星往往处于经典固体状态^[7],但不排除某些特殊参数条件下可能存在奇异夸克物质的核心^[8].对于电物质而言,当热涨落动能($\sim kT$)低于单元之间相互作用能量约1/200时,物质将凝聚为固体,相应的温度称为熔解温度 T_m .若奇子之间的相互作用能跟核子的相当, $\sim(10-100)$ MeV,则

推测的 $T_m \sim 0.1-1$ MeV,远高于目前观测到的脉冲星类致密天体的表面温度 $\leq 10^{-3}$ MeV.因此,除非在形成初期,奇子星会很快通过中微子冷却而固化^[9].

奇子的非相对论性(即其静质量 $> \text{GeV}$,远高于零点能)和低温奇子物质的固态属性分别导致两个直接而非凡的可观测后果:高的极限质量和巨大的自由能释放.对于理想量子气体而言,非相对论粒子动能正比于 $n^{2/3}$ (n 为粒子数密度)而极端相对论粒子动能 $\propto n^{1/3}$,故粒子系的物态在非相对论情形比在相对论情形要硬;奇子之间额外的、类似核子的短程排斥芯又加剧了其物态的硬化.事实上,在发现大质量脉冲星之前就已经在奇子星模型框架内预言了其存在^[10].整体刚性奇子星的星震能较好地理解脉冲星的自转跃变^[11];并且星体内部压强微小的各向异性就能存储巨大的自由能(达到甚至超过 10^{47} erg),足以供能快速射电暴等频繁的暴发现象^[12,13].此外,奇子星表面的自束缚和可

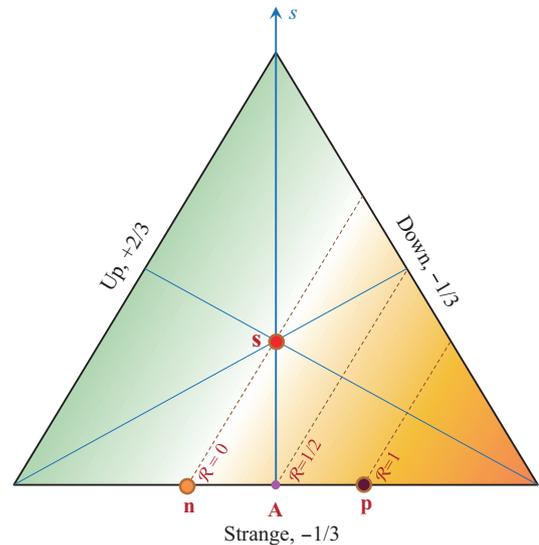


图1 (网络版彩图)轻味夸克(u, d和s)三角形. 三角形中灰度表征重子成分的荷质比 R . 原子核处于A点附近, $R \approx 1/2$; 中子星(n点)和奇子星(s点)内部的重子组分都近乎电中性($R \approx 0$). 位于s点处、类似于A点原子核的基本单元被称为奇子(Strangeon)

Figure 1 (Color online) Triangle of light-quark flavors (u, d, and s). The charge-mass ratio, R , is indicated by gray scale of the image. The atomic nucleus is around point “A” with $R \approx 1/2$, while charge neutrality ($R \approx 0$) keeps for both neutron star (point “n”) and strange star (point “s”). The nucleon-like unit at point “s” is called “strangeon”.

1) 从粒子物理标准模型角度来看,第一代夸克不能同时维持味对称和电荷平衡是造就“电子通过电磁作用围绕强作用主导的‘核’做运动”的直接后果.因此,丰富的物质世界,包括人类本身,都应该感谢这种“两全其美”的不能实现.

能的“小山峰”亦有助于理解丰富的脉冲星磁层活动, 例如子脉冲漂移和火花放电点的非对称分布等^[14,15].

如此看来, 观测到的脉冲星类致密天体可能是传统的、两味极不对称的中子星(位于图1中n点), 也可能是三味对称的奇子星(图1中s点), 而它们都具有经典固体²⁾成分并可能诱发星震. 为了深入探究这类致密天体的本质, 揭示若干极端天体事件背后的物理内涵, 这里拟评述地震和星震的物理机制. 本文拟考虑借助于地震学的研究成果构建星震模型并理解天文现象. 通过这些努力, 期待未来会进一步深化包括原子核、巨核等所涉及的非微扰强力的认识.

2 地震物理

2.1 地震的认知过程

人类对于地震的认知来自于其产生的灾难. 对于当代社会, 地震依然是造成最多人员伤亡和财产损失的自然灾害之一. 先秦诗歌称“……烨烨震电, 不宁不令. 百川沸腾, 山冢峯崩. 高岸为谷, 深谷为陵. 哀今之人, 胡憯莫惩?”. 可见, 地震被古人看作是上天对于人类的惩罚而降的天灾. 而在日本的古代传说中, 地震是由于地下的巨大“鲛鱼怪”产生的震动. 当今日本的很多地震研究所也将鲛鱼作为标志, 暗示其肩负攻克地震制服“鲛鱼怪”的任务. 我国东汉年间, 张衡发明的候风地动仪是人类早期对于地震研究的探索. 虽然关于候风地动仪的工作原理存在争议, 也未被当代地震学理论认可, 但是候风地动仪反映了古人对地震模型的一系列认知, 诸如: 地震有源, 其能量被地震波携带, 地震波存在偏振, 并可以通过探测寻找地震位置. 在弹性力学和地震学发展之前, 能够具有这样的认识已经是超越时代的壮举.

从古至今, 地震学发展的驱动力都是防灾抗震的需求. 当代地震学可以认为起源于20世纪初. 非常著名的一个震例是1906年旧金山大地震(图2). 也是在这次地震之后, 人们发现地震产生了绵延几百公里的巨大裂缝, 并且认定地震是由发生在断层上的位错产生. “大部分地震由发生在断层两侧的剪切位错产生”已经成为当今学界普遍接受的事实, 并被来自于地震学、

测量学、地质学、遥感学等多种观测验证. 对于断层为什么会破裂, 学界内基本已经实现共识, 即弹性回跳理论. 旧金山大地震后学界^[17]提出了弹性回跳理论. 理论认为构造应力对于断层产生持续加载, 在加载应力达到足够大时, 断层面发生失稳破裂. 破裂产生的振动在周围介质中传播(地震波), 并形成灾害. 地震破裂之后, 断层两侧的介质继续受到构造应力的加载, 经过一个地震周期之后, 形成下一次地震的破裂. 地震周期周而复始, 断层经过成千上万个地震周期后形成我们如今看到的断层形态.

2.2 地震的物理模型

2.2.1 地震的参数

真实断层形态复杂(图2), 一次地震在断层面上形成的位移也具有空间分布的不均匀性. 因此将地震破裂的所有细节描述为一个有限参数的模型是不可能的. 而地震学上描述一次地震的破裂信息通常基于由粗到细的思路, 也就是先描述一阶的信息, 再细化为二阶信息. 地震的一阶信息可以总结为其点源信息, 即忽略地震空间尺度大小, 只关心其发生的位置, 时间以及强度. 空间位置(x)、发震时间(t)以及震级(Mag)实际上描述了时空场中一个有强度的点, 构成了一个地震的

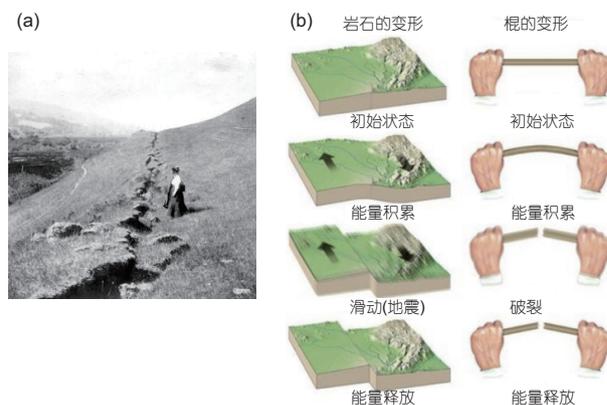


图2 (网络版彩图) (a) 1906年旧金山大地震产生的地表破裂^[17]. (b) 弹性回跳模型示意图

Figure 2 (Color online) (a) Surface rupture of the 1906 San Francisco earthquake^[17]. (b) An illustrative cartoon for elastic rebound model.

2) 除了人们比较熟悉的“经典固体”外, 学术界也正在探讨“量子固体”的可能存在; 不过后者存在的实验证据尚存争议. 对于奇异夸克物质而言, 非均匀色超导相可能表现为这类量子固体^[16]. 本文只关注经典固体.

三要素. 如果空间中存在很多地震, 可以把所有地震的点源信息排列起来, 形成地震目录. 地震目录是描述地震活动性的重要数据. 即使将发震断层描述为无限小的点, 其依然具有方向信息. 其方向包括两部分内容: 一个是断层本身的方向, 可以用法方向描述; 另一个是滑动沿着断层的方向, 可以用滑动方向描述. 可以认为断层滑动信息由两个矢量(断层法方向+滑动方向)控制, 需要用一张量描述. 该描述方式在震源表示定理部分进一步介绍. 地球上的主要地震大体可以归结为三类(图3): 走滑断层、逆断层和正断层. 断层垂直, 滑动水平的断层称为走滑断层, 位于美国加利福尼亚州的圣安德烈亚斯断层是一个全球著名的走滑断层. 断层是有一定倾角的, 就会将断层两侧地块分为上下两个地块. 上地块在断层面上的滑动是沿断层向上的, 称为逆断层; 上地块在断层面上的滑动是沿断层向下的, 称为正断层. 逆断层是全球最为广泛以及活跃的断层形式. 因为全球大部分特大地震都是海洋板块与大陆板块之间的俯冲构造产生的, 人们熟悉的环太平洋火山地震带也是俯冲作用产生的. 而俯冲构造的运动模式(海洋板块向下, 大陆板块向上)正是逆断层的运动模式. 地球上的俯冲带大地震都属于逆断层. 对于地震, 其一阶信息通常可以通过地震波形分析和反演技术得到. 该技术目前已经可以通过地震台网自动实时获取地震一阶信息并构成全球地震目录. 这已经成为当代地震学研究的重要数据基础.

在获得地震的一阶信息之后, 需要获得地震更加细节的信息. 这一类信息通常描述了破裂的有限性, 称为二阶信息. 首先, 地震发生在一个断层面上, 可以将其近似为一个二维矩形面, 具有长度和宽度. 该尺度信息定义了地震的有限性. 在不追究破裂空间分布的细节的情况下, 可以假设地震发生的位移在矩形平面上是均匀的. 可以用图4的矩形描述地震的二阶信息. 对于大地震, 一般其水平传播距离(长 L)超过其沿断层面上向下传播距离(宽 W), 而断层面上的平均位错为 d . 地震是弹性势能的释放过程, 因此其产生的应变变化使得背景应变降低(应变降) $\varepsilon = d/W$. 地震是剪切滑移, 释放介质的剪应力. 如果周围介质的剪切模量为 μ , 则地震的应力降为 $\sigma \approx \mu d/W$, 代表了地震释放了多少背景应力.

由于地震是自然界的一种能量释放过程, 而自然地震释放的能量跨越多个量级, 因此采取对数坐标下

的标量形式衡量地震的能量大小(震级)是一个直观的需求. 从上面的描述中可以看出, 地震的大小取决于其滑动面积($A = LW$)、滑移量以及介质剪切模量. 这三个物理量的直接乘积称为地震矩($M_0 = \mu Ad$), 具有力矩的量纲. 而地震矩相关的震级——矩震级表示为其对数形式: $M = 2/3 \lg M_0 + C$.

除了上述跟地震静态位移相关的参数外, 也有跟动态破裂过程相关的有限断层参数. 破裂在断层上并不是同时发生, 而是由一个点(震源)开始, 并传播至断层尾端. 破裂的传播速度一般接近于介质的剪切波波速(S波波速 V_s), 因此地震的持续时间可以简单表示为 $t = L/V_s$.

2.2.2 震源表示定理

在了解了地震的基本参数之后, 地震学家面临的问题是如何定量地计算介质在地震作用下产生的响应. 该任务包括给定震源参数(包括位置、断层几

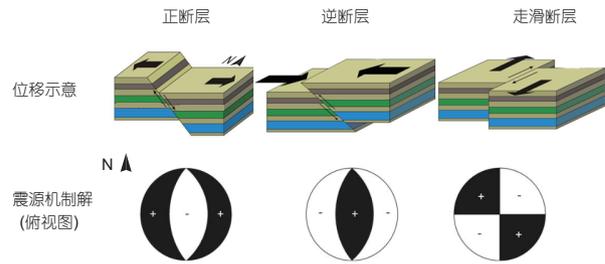


图3 (网络版彩图) 上图: 分别绘制了正断层、逆断层和走滑断层的位移示意图; 下图: 分别绘制了正断层、逆断层和走滑断层的震源机制解

Figure 3 (Color online) Top: illustrative cartoons of dislocations on fault planes are plotted for normal, thrust and strike-slip faults, respectively. Bottom: focal mechanisms of normal, thrust and strike-slip faults are plotted, respectively.

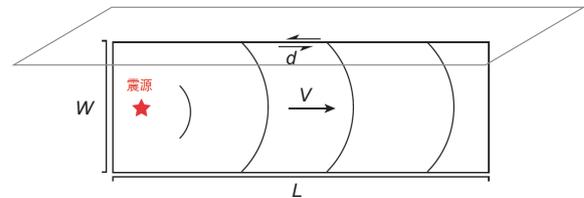


图4 (网络版彩图) 矩形断层均匀破裂示意图, 标注了断层宽度(W)、长度(L)、位错量(d)、破裂速度(v)以及震源位置

Figure 4 (Color online) Illustrative cartoon for homogeneous slips on a rectangular fault. Fault width (W), length (L), displacement (d), rupture velocity (v), and hypocenter are labeled.

何以及滑动量)下如何定量计算地震产生的静态(形变场)和动态(地震波)位移. 实现该任务的关键是如何定量表示位错边界. 弹性力学对于点力以及点位移下的介质响应有解析解. 用弹性理论表示地震震源的难点在于地震描述为弹性体内部界面两侧的位移差, 这与传统的应力和位移边界条件的情况不同. Knopoff^[18]和deHoop^[19]证明, 应用贝蒂互易定理, 可以将断层面上的位错源表示为双力偶源, 其中一个力偶的方向与断层面位错方向一致, 另一个力偶方向与断层面位错方向正交, 而两个力偶的旋转矩抵消, 且共享一个旋转轴(N 轴), 该轴垂直于断层法向以及滑动方向. 由于弹性介质对点力的响应具有解析形式, 则双力偶响应也具有解析形式. 因此将位错源表示为正交的双力偶源, 实现了从直观物理模型到可以定量计算的物理模型的转换, 称为震源表示定理. 双力偶模型也成为表示震源机制的标准模型.

在笛卡儿坐标系下, 每一个力偶可以表示为一个张量, 而双力偶也可以分解到三个主轴方向, 组合成一个 3×3 的对称矩阵^[20]. 对称矩阵可以通过旋转变换对角化成为对角矩阵. 由于两个力偶大小相等, 方向正交, 其对角化后的主值分别为1, -1, 0. 而主值1和-1所对应的特征方向为2个主轴, 分别是 P 轴(压缩)和 T 轴(拉伸). P, T, N 三个轴相互垂直, 在空间中画出三个震源轴的方法是一种重要的震源机制表示方法. P, T 各自所在的 $1/4$ 空间分别代表了 P 波初动为正和负的区域, 也就是说当观测点位于该区域的时候, 感知的第一个震动是远离还是趋近于震源的(初动). 通过 P 波初动识别震源的方向方法也是非常成熟的判断断层几何方向的方法. 如果将震源区表示为包含震源的一个球面, 将 P, T 轴所在的 $1/4$ 球面分别涂成黑色和白色, 就是表示震源机制的主要形式——震源球(Focal Mechanism)(图5). 震源球白色区域的中心为 T 轴, 表示力偶的压缩方向; 黑色部分的中心为 P 轴, 表示力偶的拉伸方向. 黑白区域相交的两个节面一个跟断层面的几何一致, 另一个与断层面垂直, 称为辅助面. 转换后的震源矩张量说明, 震源机制解除了可以表示为两个剪切力偶的组合, 也可以表示为压缩和拉伸两个正交力偶的组合.

震源表示定理以及地震的双力偶模型是地震学研究的重要工具, 也是当代地震学研究的最重要进展之一. 在该表示定理下, 地震学家可以表示任意类型的地

震, 计算其在任意类型介质内的位移场或者速度场. 在任何涉及地震形变的研究工作中, 包括全球地震学、理论地震学、数值地震学、震源表示定理都是进行定量计算的基础理论.

2.3 震源动力学

与前文关注震源运动学特征的表示方法有所不同, 震源动力学主要探讨地震破裂开始、传播以及停止背后的动力学机制. 由于地震大多发生在地下, 不可直接观测, 因此关于震源动力学的认识融合了其他学科(例如断裂力学)以及多种研究手段(例如物理模拟和数值模拟).

早期对地震机制的认识来源于20世纪60年代Brace和Byerlee^[21]的工作. 他们通过开展岩石实验研究, 提出关于地震的“黏滑(Stick Slip)”机制. 这里的“黏”指的是在相邻两次地震发生的空档期内断层保持闭锁, 因此断层两侧岩石好像“黏”在一起; 而“滑”指的是地震发生时断层产生滑动, 即位于其两侧的岩石具有位移不连续. 这个“黏滑”机制可以很好地用图6(a)中的弹簧-滑块模型来描述, 其中弹簧的伸长模拟了板块构造运动, 而滑块与地面则分别代表断层两侧的岩石. 为了简化, 以下假设地面不动而主要研究滑块的运动, 因此断层的滑动约等于滑块的运动. 当弹簧刚开始加载时, 断层上的剪应力小于摩擦力, 断层也即滑块表现为“黏”; 而当剪应力随着加载的持续进行逐渐增加并最终达到静摩擦强度时, 滑块开始运动, 并且伴随摩擦强度的下降, 即静摩擦向动摩擦的切换. 当滑块运动超过一定距离后, 其与弹簧之间的力会由动力变为阻力, 同时考虑到摩擦力的影响, 滑块会开始减速

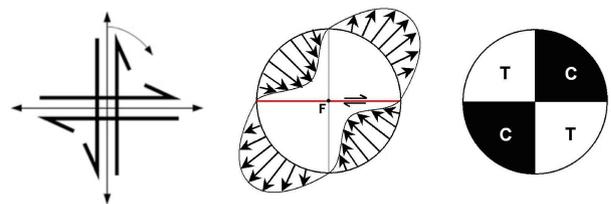


图5 (网络版彩图)一个走滑型地震的等效双力偶模型, 左图为双力偶的空间位置, 中图为该双力偶模型造成的 P 波初动方向, 右图为该双力偶源用震源球表示的形态

Figure 5 (Color online) The double force couple (DCP) of a strike-slip earthquake. Left: the space location of this DCP model. Middle: P-wave initial motion of this DCP model. Right: focal mechanism of this DCP model.

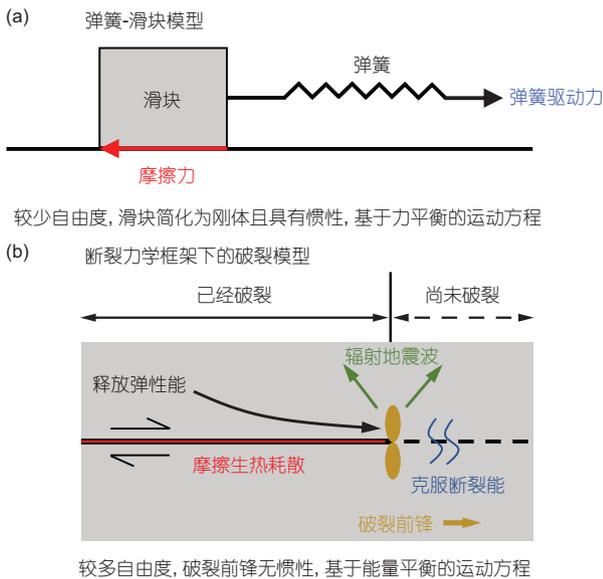


图 6 (网络版彩图)两类视角用以理解震源动力学. 弹簧-滑块模型(a)以及断裂力学框架下的破裂模型(b). (a) 基于力平衡描述近似为刚体的滑块运动状态; (b) 基于能量平衡描述无惯性破裂前锋的运动轨迹

Figure 6 (Color online) Two perspectives for understanding earthquake source dynamics. Spring-slider model (a) and rupture model based on fracture mechanics (b). The model in (a) uses force balance to describe the equation of motion for a rigid slider, while that in (b) uses energy balance to describe the equation of motion for an inertialess rupture front.

直至最终停止. 滑块停下后, 摩擦力由动摩擦又切换成静摩擦, 从而开始下一次循环. 后续的工作表明, 断层摩擦属性的演化并不是简单地在静摩擦和动摩擦之间突然切换, 而是与当前滑动速率和断层历史状态有关^[22,23]. 尽管如此, 作为一阶近似, 结合了静-动摩擦切换的弹簧-滑块模型为地震的发生机制, 包括地震循环的形成, 提供了很好的解释.

在以上列举的弹簧-模块模型中, 滑块常被简化为刚体, 呈现出整体静止或者同步滑动的状态, 而不能产生内部变形. 另外从动力学角度, 该模型暗示了驱动力和摩擦力之间的竞争关系是造成滑块运动开始、加速、减速直至停止的因素(图6(a)), 仅需要中学物理知识便可以理解. 与此同时, 该模型也存在一些不足. 例如天然观测表明地震尤其是大地震发生时, 断层并不是像弹簧-滑块模型所假设的那样瞬时发生同步滑动, 而是存在一个破裂传播过程. 为了理解该过程, 需要引入另一种基于断裂力学的视角.

断裂力学是Griffith等人^[24]在20世纪20年代发展起来的, 起初主要是为了研究材料中裂纹的扩展以及其对材料宏观屈服强度的影响. 20世纪60–70年代, 断裂力学被Kostrov^[25], Das^[26], Madariaga^[27]引入地震学领域, 并且成为当今研究震源过程的主流理论. 与只具有有限自由度的弹簧-滑块模型不同, 断裂力学通过在连续弹性体中嵌入位移间断面(即裂纹)来研究裂纹的扩展, 因此具有更多的自由度. 按照裂纹的扩展方向和其两侧介质的质点运动方向, 可细分为拉张型(I型)破裂、平面内剪切(II型)破裂和反平面剪切(III型)破裂. 对于前两者, 裂纹扩展方向和裂纹两侧质点相对运动共面且相互垂直(I型破裂), 或者共面且相互平行(II型破裂). 而对于III型破裂, 裂纹扩展方向和质点运动方向异面且相互垂直.

应用到地震上, 裂纹即代表断层面, 而裂纹扩展即代表了地震破裂沿断层面的传播. 由于破裂传播速度依赖于周围介质的弹性波速度, 因此断层滑动不再同步进行, 而是呈现出类似于多米诺骨牌的传播现象. 此外, 在断裂力学的框架下, 决定破裂传播和停止的基本控制变量不再是力, 而是能量, 尽管在局部仍然可以讨论力作用下的质点运动. 以II型破裂为例, 在破裂过程中, 位于已经破裂断层面周围的介质会释放预先存储的弹性应变能(表现为应力降). 释放的能量一部分汇入破裂前锋附近用来克服断裂能, 从而驱动破裂前锋继续前进(可以理解为克服断层面两侧介质之间的键能, 让其由“黏”转变为“滑”), 一部分以弹性波(地震波)的形式向外辐射, 而剩下一部分则以摩擦生热等方式耗散掉了(图6(b)). 其中, 摩擦生热部分被认为只影响总能量的分配, 而不直接参与决定破裂前锋的传播速度. 后者主要由动能量释放率 G_d 和断裂能 G_c 之间的竞争关系来决定. 其中 G_d 是静能量释放率 G_s 和破裂传播速度 V_r 的函数. G_d 和 G_c 达到平衡时所对应的 V_r 即破裂前锋的传播速度. 在 G_s 固定的情况下, G_d 一般为 V_r 的递减函数, 至少对亚剪切破裂(即 V_r 小于介质剪切波速度)如此. 因此当 V_r 增加时, 有效的“驱动力” G_d 会变小, 而向外辐射的能量则会增加, 二者一起造成破裂前锋的加速会越来越困难. 除了用能量而非力来刻画破裂前锋的运动轨迹外, 断裂力学框架下的另一奇妙之处在于破裂前锋本身并不具有惯性^[28], 因此其任意时刻的传播速度 V_r 可由 G_d 和 G_c 的平衡关系瞬时给出, 而不需要引入加速度项, 这与牛顿力学框架下描述具有有

限质量物体的运动方程有很大不同.

以上列举的两类视角(图6)出发点不同, 但基本还是把地震假设为发生在断层面上的剪切问题, 而不涉及体积变化. 虽然该假设对绝大部分地壳地震都近似成立, 但同时也存在一些特例. 例如有学者把正断层型地震归结为重力作用驱动下的地震^[29], 并且可能伴随某些裂纹的重新闭合(即反I型破裂或内爆). 反I型破裂有时也被用来解释建筑物塌陷和雪崩事件^[30]. 此外, 研究表明某些发生在地球俯冲带的中深源地震可能是由物质的相变造成的, 并且也会伴随体积的变化^[31,32]. 因此, 有必要对其他可能的震源动力学机制保持开放的态度. 另外, 对断裂力学, 其基本框架是建立在周围介质满足线弹性和小变形假设基础上的, 因此破裂传播速度不能超过介质的弹性波速度. 这对已经观测到的地壳地震也是近似成立的. 但是, 随着大规模数值计算和新材料技术的发展, 近些年来科学家们陆续观察到了超声速破裂现象(即破裂传播速度超过P波速度), 而他们所使用的材料通常具有异于线弹性的特殊属性, 例如材料的等效弹性模量会随着应变或者应变率的增加而升高^[33,34]. 考虑到星震发生的极端环境(高密度和强引力场), 星震背后的动力学机制或许不像地震那样简单, 相关研究还充满挑战.

2.4 全球地震学

地震学不仅仅是研究“地震”的, 而是研究地球晃动(Seismo)的科学. 引起地球晃动的因素很多, 不仅有地震, 还有许多其他自然现象如火山、滑坡、海洋的波浪, 以及人类活动如陆上交通、采矿甚至核爆破, 这些现象都是地震学的研究对象. 地震学的内容就是利用地震波理论以及在地表布设的地震仪器记录到的地表震动, 来研究引起这些震动的“震源”以及地震波所经过的地球介质的性质. 全球地震学则是以全球而不是局部(如某个俯冲带或地幔柱, 某个圈层如上地幔或内核)作为研究目标的一门学科.

全球地震学的理论基础是地震波动力学. 地震波在地球内部的传播这一物理现象可以用两种不同的观点来看待: 行波和驻波. 行波的观点很直观, 地震发生时从震源辐射出的能量以弹性波动(包括速度较快的压缩波或纵波以及速度较慢的剪切波或横波)形式沿着满足射线理论的路径向传播, 在地球表面和

内部间断面因反射和透射而衍生出各种各样的复合波, 从而在位于地表的地震站可以记录到在不同时间到达的各种地震波讯号, 如PP, PS, PcP, SKS, PKIKP, SKJKP等(图7).

地震波走时成像就是通过测量每一个地震波讯号的到时, 将其与地球的理论模型所预测的到时之间的残差解释为因相应射线路径上的速度扰动所带来的走时残差的积分. 这样, 只要有足够多的地震与观测台站, 以及利用足够多的地震讯号, 使具有走时残差测量数据的射线路径在地球内部密集分布, 就能够通过地震波走时残差反演得到速度扰动在地球内部的三维分布, 从而不断改善地球的理论模型^[35-37].

地球内部地震波传播的另一种解释是利用驻波的观点. 由于地球是一个有界(自由表面)的物体, 在其内部传播的弹性波具有连续的传播角度和频率, 这些弹性波之间会互相产生相涨或相消的干涉作用, 绝大多数会互相抵消, 只有以某些特定角度和频率传播的波会由于相涨干涉而形成驻波. 这些角度和频率离散的驻波在地震学上被称作地球自由振荡(Free Oscillations)的简正模式(Normal Modes). 地球的内部结构可

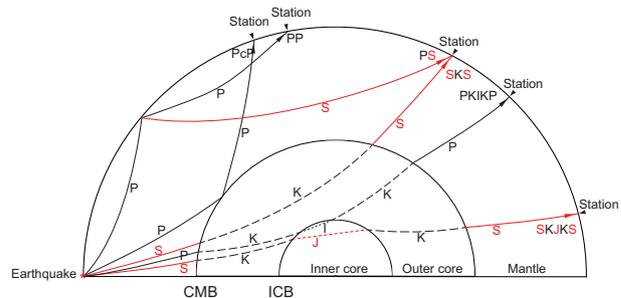


图7 (网络版彩图)地球内部从地表震源(左下角红色星号)到五个地表台站(黑色倒三角)的弹性行波射线示意图. 简化的地球模型包含固态地幔、液态外核和固态内核. 液态外核上、下界面分别为核幔边界(CMB)和内核边界(ICB). 黑色射线为压缩波, 红色射线为剪切波. 地幔、外核和内核中的压缩波分别用符号P, K和I表示, 而地幔和内核中的剪切波分别用S和J表示. 在核幔边界的反射用c表示

Figure 7 (Color online) Schematic diagram of the ray paths of elastic traveling waves from an earthquake (red star) to five stations (inverted black triangles) on the Earth's surface. The simplified Earth model consists a solid mantle, a fluid outer core and a solid inner core. The CMB and ICB are the outer and inner boundaries of the fluid outer core. Black and red ray paths depict compressional and shear waves, respectively. P, K and I denote the compressional waves in the mantle, the outer and inner core, respectively, whereas S and J denote the shear waves in the mantle and the inner core, respectively. A lowercase c denotes the reflection at the CMB.

以很好地用一个球对称模型近似, 即地球的形状为球体, 其内部介质的密度以及弹性参数仅随半径变化, 相对微弱的横向变化被当作在球对称参考模型基础上的微扰. 球对称地球的简正模式分为两大类: 仅有水平向运动的环型(Toroidal)模式和既有水平向又有垂直向运动的球型(Spheroidal)模式, 每一个模式运动的时空变化分别由本征频率和本征函数来描述, 如图8所示. 在20世纪前半叶, 通过许多物理学家的共同努力, 球对称地球的简正模式理论得到完善, 本征频率和本征函数的数值算法也逐渐趋于成熟.

1960年5月22日在智利南部发生的迄今为止被地震仪观测到的规模最大的地震(M_w 9.5)开启了精确测量地球自由振荡本征频率的时代. 其后, 自由振荡本征频率在每次大地震后不断被精确地测量出来. 与此同时, 通过一系列具有开创性的工作, 研究地球自由振荡理论的地震学家们又建立了一门新兴学科——地球物理反演理论, 从而能够利用测量到的本征频率来获得

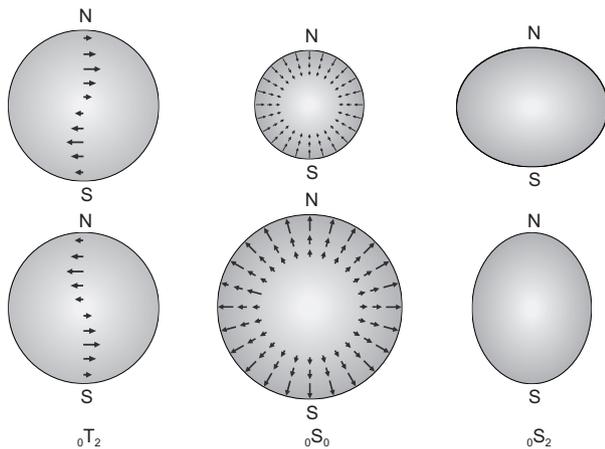


图8 地球自由振荡简正模式示意图. 自左至右分别展示了环型模式 ${}_0T_2$ (本征周期约44 min)以及球型模式 ${}_0S_0$ (本征周期约20.5 min)和 ${}_0S_2$ (本征周期约53.9 min)的运动形态, 上、下图分别显示振荡的两个相位相反时刻的运动形态. 环型模式的运动是纯水平向的; 而球型模式则可能同时具有水平和垂直方向的运动, 如此处展示的“呼吸”模式 ${}_0S_0$ 和“橄榄球”模式 ${}_0S_2$

Figure 8 Illustrations of the normal modes of the Earth's free oscillations. Shown here from left to right are motions of the toroidal mode ${}_0T_2$ (eigen period 44 min) and the spheroidal modes ${}_0S_0$ (eigen period 20.5 min) and ${}_0S_2$ (eigen period 53.9 min). The upper and lower panels depict two opposite phases of the motion during an oscillation cycle. The toroidal modes have purely horizontal motion, whereas the spheroidal modes have both horizontal and vertical motions such as the so-called “breathing” mode ${}_0S_0$ and the “football” mode ${}_0S_2$ shown here.

地球内部密度以及弹性结构的分布^[38,39]. 最终, 利用精确测量的1064个自由振荡本征频率以及地球的质量和转动惯量这1066个参数, Gilbert和Dziewonski^[40]建立了球对称地球模型1066A. 接着, 他们又在1981年联合自由振荡和地震波走时数据建立了沿用至今的初步参考地球模型PREM^[41]. 此后, 地球的简正模式理论有了全面的发展, 包括基于微扰理论建立了利用多态模式本征频率的分裂来反演地球结构横向变化的方法, 基于简正模式反演大地震震源机制以及破裂过程的方法, 甚至将简正模式理论应用到太阳内部结构的日震学^[42]. Dahlen和Tromp^[43]撰写的《理论全球地震学(Theoretical Global Seismology)》是讨论地球自由振荡简正模式理论非常权威的专著.

2.5 地震引起的自转变化

基于全球地震学理论, 人们已经可以定量计算地震引起的全球范围内的震动过程(地震波). 当代地震学观测以及大地测量技术也对地震造成的动态(波动场)和静态(位移场)进行了比较完备的观测. 在局部的形变以及震动之外, 地震也造成了地球介质的挤压以及重新分布, 而该分布会造成地球转动惯量变化, 从而引起地球自转周期的变化和自转轴的摆动. 这一现象通常表现为地球自转轴的进动, 观测上体现为地球的极移. 地球自转受到日月潮汐的影响, 本身就存在极移现象, 并得到了观测的检验. 然而, 地震造成的极移并未被观测验证. 例如, 即使是有记录以来最大的1960年 $M9.5$ 智利地震, 其引起的日长变化也仅有约 $10\ \mu\text{s}$, 一天长度的 10^{-10} , 目前对地球观测的精度还不能直接检测到这么微小的变化^[44]. 不过对于脉冲星因为星震造成的自转变化却有着丰富的观测. 这些观测一方面得益于脉冲星自转具有很高的观测精度(10^{-11}), 另一方面周期跃变可以高达 10^{-6} . 将地震理论应用到脉冲星是一个很好的研究机会.

对一次地震的最简单描述即一阶信息描述的点震源, 其信息包括发震位置、地震矩(地震大小)、断层方向和滑动方向. 地震是星球物质的快速迁移, 而这些参数决定了物质迁移的方式. 定性来看, 地震矩影响物质迁移量的绝对值, 地震矩越大物质迁移越多; 断层方向和滑动方向影响物质迁移的方向, 正断层地震中物质远离地心, 逆断层地震使物质靠近地心; 而发震位置决

定迁移的物质对转动惯量的影响程度, 发生在远离自转轴的地震对自转影响更大 [45,46].

对于单次地震, 它的地震各参数是不确定的, 取决于震地点的地质地理条件. 因此引起的自转变化方向和大小也是不确定的. 而平均来看, 地球上的大地震主要是俯冲构造所产生的逆断层地震, 其运动模式是物质突然往深处运动, 对应着主转动惯量减小, 地球自转加速. 震地点也集中在板块边界的地震带, 尤其是环太平洋地震带. 因此全球长年多次地震的累积效应应使地球自转不断加速, 而且大地震中更多的是令地球自转加速的(图9). 这也与脉冲星观测中所看到的周期跃变总是使脉冲星加速相一致. 而观测数据中, 也可能存在反周期跃变(Anti Glitch Candidate)即自转减速, 可能与正断层破裂一致. 在地球上正断层往往与地壳的拉张环境相关.

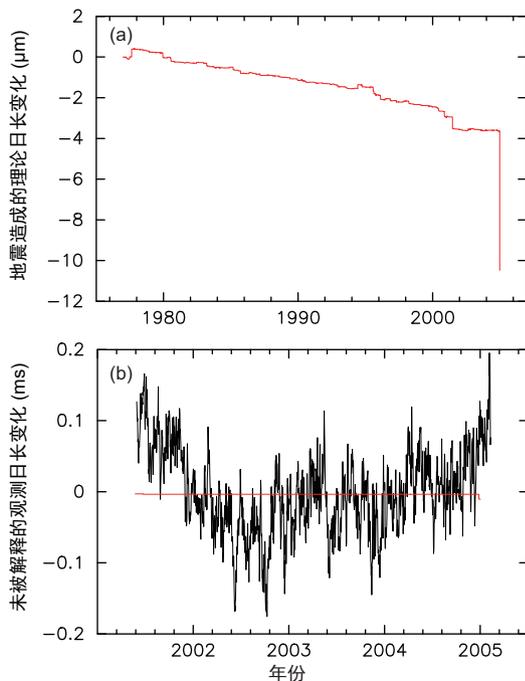


图9 (网络版彩图) (a) 理论计算的1977–2004年中大于5.5级的地震造成的地球自转周期变化 [47]. 序列最后的大下降代表2004年苏门答腊地震的影响. (b) 去除了大气、海洋、季节、潮汐效应后的地球自转变化观测值. 红色近乎水平的线是图(a)中的模拟值

Figure 9 (Color online) (a) The theoretic changes of the length-of-day caused by the earthquakes having moment magnitude greater than about 5.5 during 1977–2004 [47]. The large change at the end of the series means the 2004 Sumatran earthquake. (b) The observation data of the length-of-day that have removed atmospheric, oceanic, seasonal, and tidal effects. The red line is the simulated value in (a).

在俯冲带也可能发生正断层地震, 往往与俯冲带逆冲型大地震造成的局部应力调整相关. 因此, 即便俯冲带附近正断层地震时有发生, 其总的地震矩释放量也远远低于逆冲型地震的释放量. 这与脉冲星Anti Glitch现象并不明显以及不常见可能相关. 因此, 将地震引起地球自转变化的相关理论应用于脉冲星, 对于认识脉冲星物质状态以及结构将起到重要作用, 在3.1节将详细介绍这方面的工作.

2.6 震后过程

地震是发生在两个块体接触面(断层面)上的快速运动, 是地球内部板块构造运动的体现形式之一. 地震发生前, 断层面由于地质块体长期缓慢的构造运动(从几毫米每年到近十厘米每年), 不断积累应力. 当积累的应力超过断层面的摩擦强度, 1–2 min之内即产生高达几十米的快速滑动, 从而发生地震, 同时释放积累的应力. 从一个地震发生到下一个地震发生之前的时间, 称为一个地震周期. 短暂的地震破裂过程主要涉及摩擦以及破裂能两方面的力学机制, 而震后动力学过程涉及黏弹性、摩擦滑动以及孔隙弹性过程等力学机制, 更加复杂, 持续时间也更久. 以俯冲带地震为例阐述震后主要动力学过程 [48]. 在一个典型的俯冲带, 大洋板块俯冲到大陆板块下面, 一般在浅部俯冲角度较小; 在深度大于100 km, 俯冲角度可以达到60°以上进入上地幔过渡带. 俯冲界面由浅到深总体可以分为三部分: 浅部由于岩石固结程度较低, 不能积累应力产生地震, 界面摩擦性质表现为无震蠕滑; 中间界面由摩擦控制, 可以积累应力产生地震, 称为孕震带; 更深处由于上覆高温高压的地幔楔岩石, 同时俯冲板片本身高度变质, 俯冲界面和上地幔呈现一定程度的耦合, 不能积累剪切应力, 摩擦性质再次表现为无震蠕滑. 实际俯冲界面可以非常复杂, 例如即使生震带内部, 部分区域可能因为特殊的岩石性质和温压条件而表现为蠕滑或者有条件蠕滑 [49].

地震发生前, 孕震带积累应力, 浅部和深部的无震蠕滑区不积累应力. 当地震发生时, 孕震带突然滑动释放应力, 同时推动断层面邻近区域引起应力升高. 地震发生后, 断层面破裂区域附近会产生持续高达数年的缓慢蠕滑, 这种无震蠕滑称为震后余滑(图10). 此外, 由于断层面的突然错动导致下地壳和上地幔产生一个

应力扰动场, 在地震后随时间逐渐松弛导致黏弹性形变, 这种效应称为黏弹性应力松弛效应. 第三个主要动力学过程是断层面的重新闭锁, 重新积累应力准备下一个地震.

除了这三个主要动力学过程, 孔隙弹性效应对于破裂区域附近震后早期形变可能有重要影响, 这是由于地震导致岩石孔隙度变化, 从而引起孔隙水压在震后重新达到平衡状态所产生的地壳形变^[50,51]. 孔隙弹性效应持续时间较短, 时空演化过程可能非常复杂, 因此通过对比孔隙水压在同震和震后平衡状态之间的差值, 研究总的孔隙弹性效应, 而忽略震后达到平衡状态之间的具体细节.

地壳在一个地震周期的形变由以上三个主要动力学过程共同控制. 由于这些动力学过程持续时间、影响空间范围各不相同, 因此导致地震周期形变表现出一定复杂性. 地震发生前, 大洋板块的缓慢俯冲推动整个大陆板块朝内陆方向运动, 一般为每年几厘米, 大小随海沟距离逐渐减小. 当地震发生时, 孕震带瞬间海向错动导致整个上板块朝着海洋方向运动. 地震发生后, 由于上地幔的黏弹性应力松弛效应和震后余滑效应, 上板块会持续朝着海洋方向运动(图11(a)). 海沟附近区域由于断层面重新闭锁效应, 开始朝着大陆方向运动. 随着时间推移, 这种陆向运动区域逐渐向大陆方向拓展, 而海向运动仅限于陆地区域. 这种对冲运动持续时间和地震震级大小、延走向破裂区域大小等因素有关^[48,52](图11(b)). 对于9级俯冲带地震, 对冲运动持续时间可以长达百年以上. 当地震导致的应力完全松弛

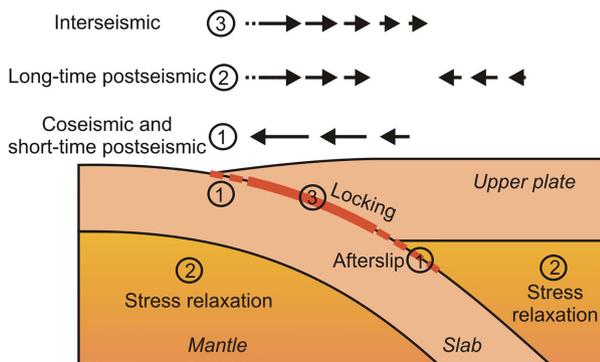


图 10 (网络版彩图)震后主要动力学过程(引自Wang等人^[48])

Figure 10 (Color online) Primary postseismic deformation processes (from Wang et al. ^[48]).

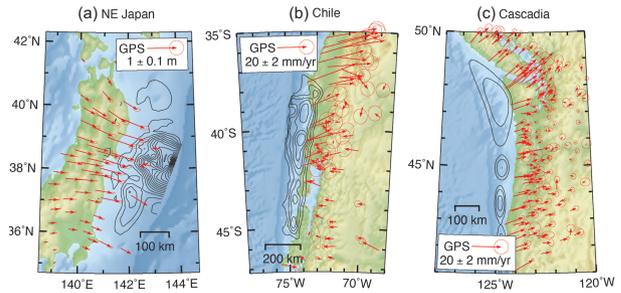


图 11 (网络版彩图)地震周期形变. 红色箭头代表GPS观测数据. (a) 震后早期形变. 黑色等值线是2011年 M_w 9.0日本地震同震破裂模型^[53]. 震后2年GPS数据从Nevada Geodetic Laboratory (NGL)日采样时间序列处理后得到. 洋底GPS观测数据来自Tomita等人^[54]. (b) 震后几十年尺度形变. 黑色等值线是1960年 M_w 9.5智利地震同震模型^[55]. GPS数据来自Wang等人^[56]. (c) 震间速度场. 黑色等值线是1700年 M_w 9.0卡斯卡迪亚地震同震模型^[57]. GPS数据来自McCaffrey等人^[58]并且修正了弧前块体运动

Figure 11 (Color online) Earthquake cycle deformation. Red arrows represent GPS observations. (a) Early-stage postseismic deformation. Black contours represent the coseismic slip of the 2011 M_w 9.0 Tohoku earthquake ^[53]. Two year postseismic displacements are derived from the daily time series obtained from Nevada Geodetic Laboratory (NGL). Offshore GPS observations are from Tomita et al. ^[54]. (b) Decadal postseismic deformation. Black contours represent the coseismic slip of the 1960 M_w 9.5 Chile earthquake ^[55]. GPS velocities are from Wang et al. ^[56]. (c) Interseismic velocity. Black contours represent the coseismic slip of the 1700 M_w 9.0 Cascadia earthquake ^[57]. GPS velocities are from McCaffrey et al. ^[58] and are corrected for the forearc sliver motion.

后, 整个上板块都朝着陆向运动, 反映断层面的闭锁效应(图11(c)).

以上是一个地震周期总体形变模式. 需要指出的是: 在断层面破裂区域附近, 由于叠加孔隙弹性效应、高度不均一性的震后余滑、浅层地壳物质成份的复杂性等因素, 震后早期形变可能非常复杂. 例如, 2011年日本地震发生两年后, 靠近海沟附近的洋底GPS台站观测到明显的陆向运动, 与陆地GPS台站运动方向相反(图11(a)). 板内地震由于板块构造运动更加多源、岩石圈结构和性质更加复杂, 从而导致地壳形变模式相对俯冲带地震可能更复杂, 但是控制震后形变的主要动力学过程和俯冲带地震类似.

3 星震现象

3.1 脉冲星周期跃变

类似于地震, 星震发生时会导致能量的释放和

转动惯量的突变, 这将表现为脉冲星自转周期的跃变(Glitch). 脉冲星由大质量恒星的核心塌缩而成: 质量约1.4倍太阳质量, 半径约10 km. 它们一定程度上类似于刚体, 转动惯量近乎不变、自转高度稳定, 被誉为宇宙“时钟”. 脉冲星拥有很强的磁场, 其射电辐射束位于磁极附近, 当辐射束扫过地球时, 射电望远镜就会探测到其脉冲信号. 因此通过测量脉冲星的脉冲到达地球的时间, 人们可以对脉冲星的自转进行计数, 从而对其自转建模, 这个技术称为脉冲星计时. 通过脉冲星计时, 可以对脉冲星的位置、自行和自转参数等进行很高精度的测量^[59]. 脉冲星自转的不规律行为会影响到其脉冲到达时间, 利用脉冲星计时技术对脉冲到达时间进行分析, 人们可以反过来推断脉冲星的自转行为.

由于磁层辐射等能量损失过程, 脉冲星的自转频率 ν 会随时间缓慢下降, 但许多脉冲星在自转减慢的过程中会出现自转频率突然快速上升(在约几十秒内增加 $\Delta\nu$)然后缓慢(几十到几百天)地向原自转频率恢复, 这种现象称为周期跃变(图12). 周期跃变幅度 $\Delta\nu/\nu$ 一般在 10^{-10} – 10^{-5} 之间, 并且在 10^{-9} 和 10^{-6} 附近有两个分布峰值^[60]. 周期跃变现象在脉冲星发现不久后就在帆船座Vela脉冲星中被探测到了^[61], 人们也认识到周期跃变现象是脉冲星内部结构的重要探针.

一般认为, 这种自转频率的突然增加跟星震有关. 如果脉冲星是中子星, 周期跃变可能是中子星固态壳层发生的星震所触发的^[62]. 中子星拥有一个固态壳层, 在自转减慢的过程中, 由于形变使得壳层中逐渐积累应力, 当应力达到临界值时会发生应力释放从而引起星震. 星震之后星体的瞬时平衡位形具有更小的椭率(即更小的转动惯量), 因此角动量守恒使得星体的转速突然加快, 观测上表现为周期跃变. 然而, 人们发现中子星壳层的星震不足以解释Vela脉冲星中频繁发

生的、相对幅度为 10^{-6} 的大跃变. 之后, 虽然人们将中子星周期跃变的触发机制修改为壳层的超流中子和其余部分之间的动量转移, 但中子星壳层中的超流中子所能提供的角动量可能仍然不足以解释周期跃变的幅度^[63].

另一方面, 如果脉冲星是奇子星, 大的周期跃变就可能用星震来解释. 当然, 奇子星模型的提出并不是仅仅为了解释周期跃变. 奇子星可以帮助人们理解脉冲星类致密天体的性质和相关的天体过程, 包括大质量脉冲星、子脉冲漂移、极端爆发现象、双星并合的引力波和电磁对应体等^[64]. 刚诞生的奇子星可能是流体, 但当温度降到一定值时将变成固体(这一固-液相变温度可能为 10^9 – 10^{10} K), 甚至可能从中心到表面都是固体, 即一个固体星球^[7]. 这时, 星震自然就成为一种非常可能的周期跃变机制.

如何在较成熟的地震模型基础上定量地刻画星震并解释脉冲星的自转跃变? Lu等人^[65]计算了弹性星体自转减慢过程中内部应力的积累, 并确定了不同地点发生星震时导致的周期改变. 他们应用地震学知识, 通过双力偶源(2.2节)计算地球自由振荡(2.4节)在零频率的解析形式, 并涉及应力降分析(2.2节和3.1节)与地震观测的对比, 最终应用地震学理论定量地给出了周期跃变的幅度. 固态奇子星的星震与中子星固态壳层的星震的机制可能非常类似, 都来自于自转减慢引起的应力积累. 不同于中子星仅在壳层中具有固态结构, 奇子星从中心到表面可能都是固态的. 因此奇子星上的星震破裂范围可以更大, 带来更多的物质迁移, 导致更大的转动惯量变化, 因此可以解释观测中高达 10^{-6} 的周期跃变幅度^[65](图13). 可以通过自转减慢造成的空间剪应力加载计算星体各个位置所倾向的震源机制. 结果显示赤道附近最容易积累应力, 并造成走滑地震. 而赤道面某一深度处发生滑移断裂之后, 星体外层物质向两极的塑性运动和内层物质的弹性运动共同贡献周期跃变的幅度(图14(a)). 如果进一步认为弹性运动可以恢复而塑性运动几乎不恢复, 则可以解释观测到的跃变幅度和恢复程度的反相关性^[66].

星震跃变的恢复过程似乎更难以解释, 在奇子星模型下也做了尝试^[11]. 星震时滑移断裂处压强减小, 而压强变化将导致的物质运动, 类似于地震后的应力松弛过程. 星震时外层物质的塑性运动和内层物质的弹性运动可能导致星体内部一部分物质碎裂成小块,

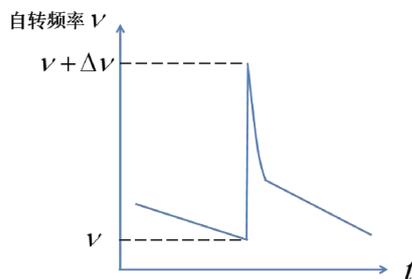


图12 (网络版彩图)脉冲星周期跃变示意图
Figure 12 (Color online) An illustration of a glitch.

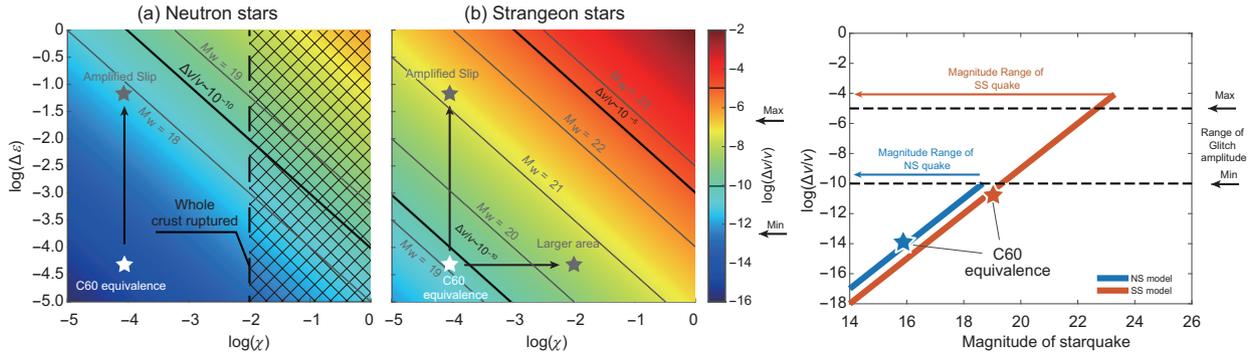


图 13 (网络版彩图)周期跃变幅度($\log(\Delta v/v)$)对应应变(ϵ)和破裂尺度(χ)的依赖性。(a)和(b)分别对应中子星(NS)和奇子星(SS)模型。观测到的最小和最大周期跃变(10^{-10} – 10^{-5})以黑线为界。 10^{-5} 的线在NS中没有给出,因为它超过了理论最大值。(a)中的阴影标志着中子星的破裂只能局限在固体壳层的区域,不能达到整个星体破裂的 $\chi = 1$ 。将地球上观测到的最大地震(即1960年智利地震)的标度在两个图中分别用白星标记作为参考。灰线为星震震级等值线。(c)为NS模型与SS模型比较。观测的周期跃变幅度的范围用水平虚线表示。两模型中的C60分别标记为蓝星和橙星

Figure 13 (Color online) Dependence of glitch magnitude ($\log(\Delta v/v)$) on the star quake strain (ϵ) and moment ratio (χ). Glitch magnitude of NS and SS are plotted in the left and right panels, respectively. The maximum and minimum glitch magnitude (10^{-10} – 10^{-5}) are bounded by black lines. The line of 10^{-5} is not given in NS for it is over the theoretical maximum. The shadow in (a) marks the area that χ is not allowed in NS. A scaled earthquake of the largest observed earthquake (i.e., 1960 Chile earthquake) is respectively marked as white stars in both figures as references. Grey lines are isolines of starquake magnitude, respectively. (c) shows the comparison between NS and SS models. The range of observation glitch amplitude is shown as horizontal dash lines. C60 in the two models is respectively marked as the blue and orange stars.

这些碎块自然会向压强小的地方填充。因为星震时的碎裂发生在赤道面,所以这种填充将增大星体的转动惯量,导致自转频率减小,即表现为跃变之后的恢复。为了和跃变恢复的观测对比,用黏性流体的性质定量描述了碎块的运动(图14(b)),结果表明自转频率随时间的变化非常接近指数恢复形式,与跃变恢复的观测相符。

3.2 极端天体物理过程

包含有致密星的双星系统(例如双中子星系统或者中子星-黑洞双星系统),在互相绕转的过程中,会由于引力波辐射导致轨道间距缩减并最终发生并合。这样极端、剧烈的并合过程会带来丰富的多信使天文学的爆发现象。一方面,在旋进的最后阶段,接近光速绕转的双星系统会有强烈的引力波辐射;另一方面,并合过程可以产生极端相对论性运动的喷流,在并合后的短时间内产生明亮的短伽马射线暴;此外,并合过程中抛射的丰中子的物质会发生 r -过程产生大量的丰中子的超铁元素同位素,这些抛射物在后续膨胀过程中衰变释放能量,产生在红外-光学-紫外波段的千新星辐射。2017年8月17日,一个来自双中子星并合的多信使

天文学信号已经被观测到 [67]。

而上述提到的中子星并合的电磁对应体,主要都发生在双星并合之后。在并合之前,互相绕转的双星并没有直接接触,因而较难产生显著的电磁波段的辐射。不过,如果考虑并合的致密星并非是中子星而是整个星体都是固态的奇子星,则在并合的最后阶段可能会由于快速变强的潮汐场而诱发强烈的星震,该过程中释放的引力能和弹性能,可能产生足以被探测到的电磁波段的暴发现象。这样的暴发现象发生在并合发生之前,因而可以称为双星并合过程的前兆辐射,对于后续观测的预警以及对并合的双致密星的结构和物质状态的理解都具有重要的意义。

由于双致密星系统在并合之前已经经历了充分长时间的自转减慢,对于即将并合的致密星而言,其自转效应可以忽略不计,其平衡的位型由双星之间的潮汐场决定。当双星系统的间距由于引力波辐射而从远变近的过程当中,逐渐增强的潮汐场使星体具有更大的椭率,而固态的奇子星会积累应力以抵抗形变的发生。最终当应力达到临界值时会发生应力释放而引起星震(图15),若该过程发生于双星系统已经非常临近并合的阶段,则可以导致引力能和弹性能的大量释放,产生前兆辐射。2021年12月11日,短伽马射线暴GRB

211211A被探测到了类似的前兆辐射, 并且前兆辐射中还观测到了准周期性的振荡现象(Quasi-Periodic Oscillations, QPO)^[68]. 利用该星震模型, 结合固态奇子星的一些振荡模式的特征频率, 可以利用中子星-黑洞并合过程理解该前兆辐射的总能量释放和准周期性振荡的频率^[69].

除了短暴, 长暴可能起源于大质量恒星的坍缩, 其中心也有可能残留强磁场的中子星^[70]. 无论长暴还是短暴, 在暴本身之后有一部分会有较长时间的X射线

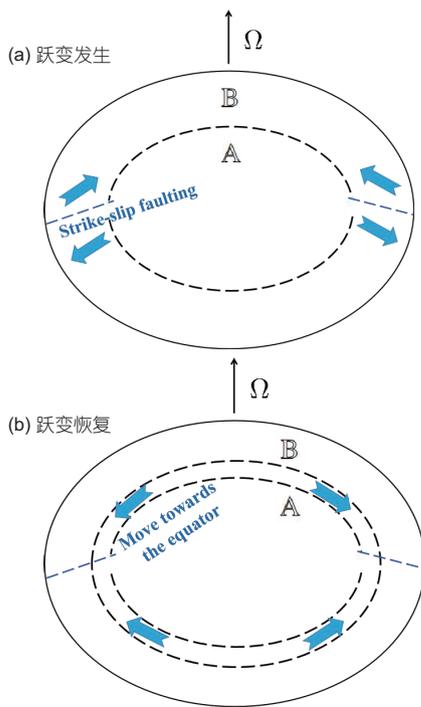


图 14 (网络版彩图)周期跃变过程(a)和恢复过程(b). (a) 星体赤道面附近某深度处的应力积累达到临界值后发生星震. 星震发生后, 星体的外层物质沿着碎裂线(走滑断层), 类似塑性流体一样朝两极运动, 导致星体自转频率增大. (b) 星体的内部运动导致碎裂处的压强减小, 因此一些碎块(位于两虚线面之间的狭小区域)会朝碎裂处运动, 导致星体自转频率减小

Figure 14 (Color online) An illustration of the glitch process (a) and recovery process (b). (a) The starquake begins with a cracking of the equatorial plane below the surface of the star where the critical stress first achieves. After cracking, the layer of the star breaks along fault lines (strike-slip faulting) and moves towards the poles like a plastic flow. (b) Because the tangential pressure in the equatorial plane would have been reduced by the inner motion of stellar matter towards the poles, some fragments (in the thin layer between two dashed spheres shown with exaggeration) would flow into the cracking places at the equator, leading to the recovery of the glitch.

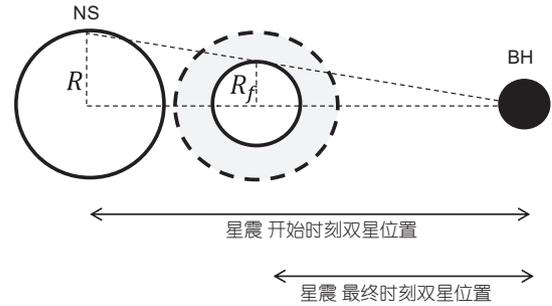


图 15 (网络版彩图)中子星(NS)-黑洞(BH)并合过程中发生星震过程的示意图. 若在某距离处星体表面处因为潮汐作用积累的弹性能达到固态结构的极限, 则开始发生星震, 在整个星震过程中, 双星系统间距继续因为引力波辐射而缩短, 因而潮汐力继续增强, 星体中达到应力极限的区域逐渐变深, 最终, 能够释放弹性能的区域是图中的灰色区域. 整个过程表现为星体发生一系列震源深度逐渐变深的星震过程

Figure 15 (Color online) An illustration of the starquake process during a neutron star-black hole inspiral. At a certain distance, the elastic energy accumulated on the neutron star surface exceeds the critical value and a starquake takes place on the surface under effect of tide. As the binary inspirals in due to the gravitational wave radiation, the distance of the binary gets closer and starquake would take place at deeper places inside the neutron star. Eventually, this entire process consists of several sequential starquakes with increasing depth.

耀发伴随. 这些伴随的辐射往往被认为是中心引擎的持续活动, 或者是黑洞吸积盘, 亦或是中子星的活动. 较邻近的宇宙还存在中子星的间歇性活动现象, 称为软伽马重复暴. 对伽马暴的X射线耀发^[71], 以及软伽马重复暴的统计发现^[72], 它们遵从相同的幂律分布关系, 可能预示着和中子星的星震有着内在的联系.

脉冲星的星震是一个可以释放巨大能量的过程, 这一过程可能产生某些极端的天体物理辐射, 如快速射电暴(Fast Radio Burst, FRB). 快速射电暴是一种持续时间大约在毫秒量级, 主要出现在射电波段的极巨暴发过程. 该过程释放的能量可达 10^{38-43} erg, 相当于太阳燃烧天至千年的量级. 有些FRB是可以重复发生的, 这类暴发通常称为重复暴^[73], 重复暴在已知FRB中存在一定比例, 然而FRB的物理起源尚未可知.

脉冲星作为一类致密天体, 其储存的巨大的引力能以及磁能可以满足FRB的能量需求. 通过FRB的辐射时间可以简单估计其辐射区尺度大约为300 km, 这一尺度相当于30个中子星半径, 也是脉冲星能够产生射电脉冲的磁层高度. 根据能源和时标的计算, 有理由认为FRB可能来自类脉冲星的致密天体的某种剧烈活

动. 2017年, Gajjar团队^[74]发现了FRB 20121102A的一组暴发序列, 这一序列的暴发事件共有14个. 统计结果表明, 这组FRB的暴发能量分布呈幂律分布, 谱指数接近-2, 与地震统计关系的古德堡定律类似. 根据自组织临界关系, 具有相同物态结构(固态壳层)的中子星与地球发生的星震与地震可能表现出相同的统计关系. 因此, 统计上, 释放能量的对数可以用来表示星震的等级(与地震级相对应), 应满足Gutenberg-Richter幂律关系. 这种幂律的分布也表明星震或地震触发时, 事件之间具有极强的关联性, 正如常说的“雪崩时, 没有一片雪花是无辜的”. 同时, 该组事件在时间分布上也满足地震的Omori定律. 这或许是星震与地震具有相似的另一统计特征: 通过对FRB相邻时间的相关性分析发现, FRB的等待时间很好地满足了地震的余震经验关系. 故而星震在具有和地震类似的余震结构, 其余震的等待时间分布都满足一个修正的幂律关系, 而这与太阳的耀发时间完全不同^[75]. 中子星星震极有可能是FRB的触发条件, 星震过程可能伴随中子星的周期跃变和准周期振荡现象.

对FRB的暴发时间特性研究显示, 重复FRB的暴发过程与泊松分布的特征不符, 这暗示着至少部分FRBs的暴发过程具有非泊松特性. 近期的研究分析了重复FRB 121102的等待时间分布^[76]. 研究发现该分布可由含时泊松过程来描述, 这表明FRB 121102的暴发时序并非严格遵循泊松分布. 进一步对更多处于活跃期的重复FRB分析表明, 这些非泊松过程可能为揭示FRB的物理本质和暴发机制提供关键线索^[77, 78].

近期的研究提供了对含时泊松过程的一般性理解^[79], 这可能有助于理解FRB暴发过程. 具体来说, 当暴发率的变化呈现出渐变的模式, 并且可以由分段指数函数来描述时, 其等待时间分布与暴发率变化表现出类似 δ 函数的尖锐、间歇性跳变的等待时间分布完全不同. 后一种情况会出现被称为“集群”的行为, 在地震和太阳耀斑统计中也有发现^[79], 但最新研究显示这些暴发时间和能量分布特征性质更像地震而不是太阳耀发^[75]. 从等待时间分布可以确定暴发率是经历渐变波动还是间歇波动, 所以尽管暴发本身不是周期性的, 但活动可能发生在周期性窗口内. 部分最新的研究试图通过时间聚类分析来区分周期性窗口行为^[80]. 部分重复FRBs, 例如FRB 180916和FRB 121102, 展现了周期性的活动, 这种周期性可能源于磁化中子星与其椭

圆轨道上行星之间的相互作用^[81]. 然而, 也有研究指出并非所有重复FRBs都表现出周期性.

2020年4月28日, CHIME与STARE2分别独立监测到一个亮度极高的射电闪光, 并确认了这例事件来自银河系的磁星SGR J1935+2154. 事实上, 早在同年月初该磁星就已经进入活跃期并产生多次X射线暴发. 随着高能探测器的不断预警, 地面射电探测器的不断追踪与监视, 终于完成了首次在已知磁星中类FRB射电暴的探测. 该暴发事件的时间与频率特征同FRB高度相似, 这暗示了FRB的辐射环境就是磁星的磁层. 多个空间望远镜不约而同地发现了这例射电暴事件的高能对应体. 以我国的*Insight-HXMT*^[82]为例, 该望远镜在3个探测能段均发现了X射线暴发呈现多峰结构, 其中两个峰与射电暴的时刻几乎重叠, 基本可以确认它们的协同关系. 而后续的观测中发现, 该磁星在发生射电暴附近的一段时日, 星体经历着一个周期约为40 Hz的准周期振荡^[83]. 测时结果表明, SGR J1935+2154发生射电暴附近的几天可能经历了一个周期跃变过程^[84, 85]. 准周期振荡及周期跃变都是星震之后留下的典型后果, 这极有可能表明磁星的星震是触发这类射电暴发的“罪魁祸首”.

相较于FRB, 跟星震相关的自转跃变的事件率要低得多, 类似的统计属性尚较难确定. 不过文献中较多地讨论了跃变的活性(Glitch Activity), 其观测上也表现出较好的统计特征. 亦在奇子星模型框架内进行了相关研究^[86]. 当然, 随着跃变数据的积累, 未来这方面的研究有待深化.

3.3 星体的自由振荡

3.3.1 固体星自由振荡及其反映的物理

星震释放的巨大能量可能会激发出星体的自由振荡, 这些振荡由致密星的物态和弹性特性决定. 星体的非径向振荡包括环型(Toroidal)模式和球型(Poloidal)模式. 环型(扭转)模式是纯粹的剪切振动, 在振荡过程中星体的形状保持不变. 软伽马射线重复暴SGR和反常X射线脉冲星AXP在巨耀发之后表现出的准周期振荡很可能是由星体的扭转模式带来的^[87-91]. 球型模式改变星体的形状, 同时具有径向和角向的位移. 两种模式都已在地震中观测到^[92]. 由于固体星的振荡依赖于物态方程和固体中剪切波的波速 $v = (\mu/\rho)^{1/2}$, 其中 μ 是

剪切模量, ρ 是密度, 所以两种模式的振荡是研究致密星弹性性质的绝佳探针.

3.3.2 固体星自由振荡模式和基本物理

用 ${}_nT_l$ 和 ${}_nS_l$ 来标记环型模式和球型模式, 其中角标 n 表示流体扰动的径向节点数, l 表示沿着纬线的节点数. 本文主要取径向无节点的基频来对星体振荡频率做一个简单的估计. 环型振荡的基频模式为 ${}_0T_2$, 因为 ${}_0T_0$ 模式只有零解, 代表静止状态, ${}_0T_1$ 描述了星体整体有一个角向的旋转, 这对于自由振荡的星体违反了角动量守恒. 这种基频模式表示流体位移以赤道为分界, 上下半球沿着相反的方向做扭震. 采用局部分析, 即短波近似, 可以估算出环型振荡的频率为

$$f = \frac{(2\ell + 3)(\ell - 1)v}{2\pi R}, \quad (1)$$

其中, R 是星体的半径. 球型振荡的基频模式为 ${}_0S_2$, 因为 ${}_0S_0$ 代表纯径向振荡, ${}_0S_1$ 表示星体整体的位移, 违反了动量守恒. 这种基频模式表示流体位移呈现赤道收缩, 两极扩张, 反复交替的形态. 在短波近似下, 球型振荡的频率为

$$f({}_0S_l) = \frac{[2(2\ell + 1)(\ell - 1)]^{1/2} v}{2\pi R}. \quad (2)$$

取中子星质量为 $M = 1.4 M_\odot$, 半径 $R = 10 \text{ km}$, 可以估算出基频的频率为

$$f({}_0T_2) = 48.8 \text{ Hz} \left(\frac{\mu}{10^{31} \text{ erg cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

$$f({}_0S_2) = 61.7 \text{ Hz} \left(\frac{\mu}{10^{31} \text{ erg cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

一般来说若弹性模量远远小于星体内部的能量密度, 这两种模式的频率远比星体的 f 模式和 p 模式的频率低.

3.3.3 固体星星震的观测表现

软伽马射线重复暴(Soft Gamma Repeaters, SGR), 是一种来自宇宙的暴发现象, 该现象起源于磁星, 磁星的表面磁场可达到 10^{14-15} G . 在1979年3月5日, 科学家首次探测到来自大麦哲伦云一个恒星形成区的重复暴事件SGR 0526-66^[93,94], 其中包含一个特别明亮的暴发. SGR暴发可以分为3类, 短持续时间暴发,

中等暴和巨耀发, 其中最稀少的也是最剧烈的是巨耀发. 到目前为止, 确认的磁星巨耀发只有三例, 除了SGR 0526-66以外, 还包括SGR 1900+14^[95]和SGR 1806-20^[96,97], 巨耀发的过程中峰值光度可达 $10^{45-47} \text{ erg s}^{-1}$. 较早的研究已表明, SGR现象在事件频率-大小分布和时间演化上与地震也具有极大的相似性^[98,99]. 此外, 人们还发现了一系列频率在小范围内浮动的振荡信号, 频率范围在18-1800 Hz, 称作准周期振荡QPO. 准周期振荡最直接的解释是来自磁星的星震, 类似于地震, 这种现象可以帮助我们理解磁星的内部结构以及磁场的演化.

如果磁星是中子星, 准周期振荡的频率可能源自于中子星的壳层^[87-91]. 然而如果仅仅考虑壳层的影响, 只能解释观测到的较高的频率, 而较低频率却无法解释, 例如, SGR 1806-20事件中观测到的18 Hz的频率; SGR 1900+14事件中观测到的28 Hz的频率, 等等. 根据数值模拟的结果, 部分学者认为是磁星在发生星震的过程中, 内部磁场的结构发生了变化, 可产生较低频率的振荡信号^[100].

由于固态奇子星从中心到星体的表面都是固态的, 所以固态奇子星的剪切模量($\sim 10^{32} \text{ erg cm}^{-3}$)要比中子星($\sim 10^{30} \text{ erg cm}^{-3}$)大2个数量级, 通过计算发现, 固态奇子星也可以很好地解释观测到的较高的频率^[101]; 而对于软伽马射线重复暴事件中观测到的较低频率, 我们猜想可能源自于固态奇子星表面的海洋层, 由于浮力的作用从而产出较低频率^[101]. 另外, 在我们的工作中还研究了磁场对准周期振荡的频率的影响, 发现当磁场 $B > 10^{16} \text{ G}$ 时, 振荡的频率才会发生显著的变化, 这个结果要比中子星的磁场的影响高1个数量级.

4 总结与展望

脉冲星类致密天体的本质受天文学和物理学领域的同行所共同关注, 有望在开启包括引力波在内的多信使天文学时代后不久澄清. 这类致密星的星震跟丰富的天体物理现象(如自转跃变、X射线耀发、伽马射线暴、快速射电暴等)密切相关, 故星震发生机制的理论研究无疑有助于深化星体内部成分和结构方面的认识. 本文评述了地震的理论基础, 并分别探讨了传统中子星和奇子星的星震过程. 众所周知, 由地幔对流驱动的板块挤压导致应力积累并诱发地震, 而致密星

内部应力的提升则源于自转减慢或吸积致质量增加等. 这一动力学上的差异会引起不同的观测后果, 值得继续研究. 进一步地, 对于传统中子星而言, 特别是超磁星(Magnetar), 磁场可能起关键作用(如原中子星通过发电机过程产生的环向磁场将使固态壳层显著变形), 完全不同于固态奇子星情况: 其整体刚性使得星震活跃的程度更为剧烈. 这方面的差异性有待更多关注.

当前的设备无法对遥远致密天体的震动过程进行直接观测, 我们只能透过辐射传达的信息窥其一斑, 而难知全豹. 由于致密天体的物理环境过于极端, 在地球上极难进行有助于理解其震动过程的实验. 而通过将来自致密天体的信号与各种唯象模型和基于第一性原理的模拟进行比对, 或能感受深空中的壮丽图景. 然而, 发生在地球上的灾难性震动过程——地震, 表现出种种与致密天体震动过程相似的细节, 这让人不能不猜测二者之间有千丝万缕的联系. 诚然本文的讨论含有较大的猜测性, 但为了能更好地将二者进行比对, 我们需要搜集更多来自宇宙的信息. 新一代天文设备或将为我们带来惊喜, 推动星震学研究. 我们期待, 随着越来越丰富的观测现象的积累, 基于地震理论而建立的星震模型在理解极端天文事件时会得到进一步完善和发展.

500 m口径球面射电望远镜(Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope, FAST)于2016年9月25日落成, 直到2020年1月11日完成国家级验收, 是目前世界上最灵敏的单口径射电望远镜^[102, 103]. 它能够进行高精度脉冲星测时, 从而获取glitch事件的详细测时信息以及事件前后脉冲星辐射的高精度变化, 并且能够对FRB重复暴进行监测并获取高精度辐射特征信息^[104, 105].

引力波暴高能电磁对应体全天监测器(Gravitational wave high-energy Electromagnetic Counterpart All-sky Monitor, GECAM)是世界首个专门用于探测引力波暴高能电磁对应体的的小型空间高能望远镜, 于2020年12月10日发射成功. 它可对来自宇宙的伽马暴的能谱和光变进行连续高精度观测, 并给出精度较

高的方向信息^[106-108].

我国研制的爱因斯坦探针(Einstein Probe, EP)卫星是暂现源观测利器, 已经于2024年初发射升空, 将在软X射线波段开展大视场时域巡天监测, 能够系统地监测宇宙高能暂现天体. EP具有超大的均匀视场和极高的探测灵敏度, 将能探测到稀有的X射线暂现源, 具有发现未知类型的X射线暂现天体和现象的能力, 将获取包括全天X射线时序全景图像, 天体的X射线光谱和时变数据等时域天文观测数据^[109, 110].

新一代天文设备将允许在超大视场下对来自遥远深空的时变信号做出快速反应, 并能以高灵敏度进行后随监测, 这将能带来变源信息的爆炸式积累, 将致密星体震动过程的研究推向新时代. 可以期待, 在不久的将来, 我们或许能够获得足量的信息, 并通过与地震过程的物理图景进行比对, 从中窥得致密天体的质量、半径、表面物质状态等诸多宏观特性, 并由此可进一步推断致密天体组成物质的属性及内部结构. 而这, 将直接为致密天体本质是中子星还是奇子星的争论画上一个句号, 并有助于推进低能强相互作用与粒子物理标准模型的研究.

值得一提的是, 奇子物质具有多重后果^[64]. 在思考巨核时, Landau并未定量刻画多大的“核”才能称为“巨核”. 众所周知, 太阳质量的强物质当属巨核, 其重子数 $A \sim 10^{57}$, 而原子核仅 $A \sim 10^2$; 它们之间相差55个数量级! 若 $A \sim 10^{30}$ 的强物质也算巨核, 其内部单元为三味对称的奇子(能在零压下存在), 则其重约1 t但大小仅10 μm 左右. 不排除在宇宙原初核合成之前形成这类奇子团块, 并作为在标准模型框架内的暗物质候选体. 检测奇子团块穿过宁静的月球时激发出来的月震, 也许是值得鼓励的. 可见, 自然界“三味”对称性与夸克参数差异导致的对称性破缺或将为我们带来希望, 亦或是狂风暴雨. 从身处的地球到遥远的宇宙深空, 从微观的粒子组成到宏观的星体运动, 从复杂难言的辐射特性到简洁干净的物理图景, 从不断进步的观测设备到亘古不变的基本法则, 人类对自然的好奇心与探索从未停止, 而“从地震到星震”的研究只是其中的一段路程, 通往另一个时代.

致谢 感谢2023年5月在FAST台址附近的桃源洞参加“Quakes: from the Earth to Stars”会议的所有成员, 他们的与会和自由而轻松的研讨、争论使得本文作者们受益. 特别致谢FAST团队对本次的大力支持, 缺少他们的细致而周到的会务安排这次“桃源会议”不会成功.

参考文献

- 1 Xu R X. Compressed baryonic matter: From nuclei to pulsars (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2013, 43: 1288–1298 [徐仁新. 压缩重子物质: 从原子核到脉冲星. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2013, 43: 1288–1298]
- 2 Fowler R H. On dense matter. *Mon Not R Astron Soc*, 1926, 87: 114–122
- 3 Chandrasekhar S. The maximum mass of ideal White Dwarfs. *Astrophys J*, 1931, 74: 81
- 4 Yakovlev D G, Haensel P, Baym G, et al. Lev Landau and the concept of neutron stars. *Physics-Uspekhi*, 2013, 56: 289–295
- 5 Landau L D. On the theory of stars. *Phys Zs Sowjet*, 1932, 1: 285
- 6 Xu R. Trinity of strangeon matter. In: Li A, Li B, Xu F, eds. Xiamen-CUSTIPEN Workshop on the Equation of State of Dense Neutron-Rich Matter in the Era of Gravitational Wave Astronomy. New York: American Institute of Physics Conference Series, 2019. 2127, 020014
- 7 Xu R X. Solid quark stars? *Astrophys J*, 2003, 596: L59–L62
- 8 Zhang C, Gao Y, Xia C J, et al. Hybrid strangeon stars. *Phys Rev D*, 2023, 108: 123031
- 9 Yuan M, Lu J G, Yang Z L, et al. Supernova neutrinos in a strangeon star model. *Res Astron Astrophys*, 2017, 17: 092
- 10 Lai X Y, Xu R X. Lennard-Jones quark matter and massive quark stars. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2009, 398: L31–L35
- 11 Lai X Y, Wang W H, Yuan J P, et al. Pulsar glitch in a strangeon star model-III. The recovery. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 523: 3967–3973
- 12 Xu R X, Tao D J, Yang Y. The superflares of soft γ -ray repeaters: Giant quakes in solid quark stars? *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2006, 373: L85–L89
- 13 Chen S, Gao Y, Zhou E, et al. Free energy of anisotropic strangeon stars. *Res Astron Astrophys*, 2024, 24: 025005
- 14 Xu R X, Qiao G J, Zhang B. PSR 0943+10: A bare strange star? *Astrophys J*, 1999, 522: L109–L112
- 15 Wang Z, Lu J, Jiang J, et al. Radio pulsar B0950+08: Radiation in Magnetosphere and Sparks above Surface. arXiv: 2308.07691
- 16 Anglani R, Casalbuoni R, Ciminale M, et al. Crystalline color superconductors. *Rev Mod Phys*, 2014, 86: 509–561
- 17 Reid H F. The Mechanism of the Earthquake, the California Earthquake of April 18, 1906. Report of the Research Senatorial Commission, Carnegie Institution, Washington DC, 1910. 16–18
- 18 Knopoff L. Diffraction of elastic waves. *J Acoust Soc Am*, 1956, 28: 217–229
- 19 deHoop A T. Representation Theorems for the Displacement in An Elastic Solid. Dissertation for Doctoral Degree. Delft: Technische Hogeschool, 1958
- 20 Aki K T, Richards P G. Quantitative Seismology: Theory and Methods. Vol 1. San Francisco: W. H. Freeman and Co., 2002
- 21 Brace W F, Byerlee J D. Stick-slip as a mechanism for earthquakes. *Science*, 1966, 153: 990–992
- 22 Dieterich J H. Modeling of rock friction: 1. Experimental results and constitutive equations. *J Geophys Res*, 1979, 84: 2161–2168
- 23 Ruina A. Slip instability and state variable friction laws. *J Geophys Res*, 1983, 88: 10359–10370
- 24 Griffith A A. VI. The phenomena of rupture and flow in solids. *Phil Trans R Soc Lond A*, 1921, 221: 163–198
- 25 Kostrov B V. Selfsimilar problems of propagation of shear cracks. *J Appl Math Mech*, 1964, 28: 1077–1087
- 26 Das S. A Numerical Study of Rupture Propagation and Earthquake Source Mechanism. Dissertation for Doctoral Degree. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 1976
- 27 Madariaga R. Dynamics of an expanding circular fault. *Bull Seism Soc Am*, 1976, 66: 639–666
- 28 Freund L B. Dynamic Fracture Mechanics. New York: Cambridge University Press, 1990
- 29 Doglioni C, Carminati E, Petricca P, et al. Normal fault earthquakes or graviquakes. *Sci Rep*, 2015, 5: 12110
- 30 Heierli J, Gumbsch P, Zaiser M. Anticrack nucleation as triggering mechanism for snow slab avalanches. *Science*, 2008, 321: 240–243
- 31 Houston H. Deep earthquakes. In: Schubert G, ed. Treatise on Geophysics. Amsterdam: Elsevier, 2015. 329–354
- 32 Zhan Z. Mechanisms and implications of deep earthquakes. *Annu Rev Earth Planet Sci*, 2020, 48: 147–174
- 33 Buehler M J, Abraham F F, Gao H. Hyperelasticity governs dynamic fracture at a critical length scale. *Nature*, 2003, 426: 141–146
- 34 Gori M, Rubino V, Rosakis A J, et al. Pressure shock fronts formed by ultra-fast shear cracks in viscoelastic materials. *Nat Commun*, 2018, 9: 4754
- 35 Aki K, Christofferson A, Husebye E S. Three-dimensional seismic structure of the lithosphere under Montana Lasa. *Bull Seismological Soc Am*, 1976, 66: 501–524
- 36 Dziewonski A M. Mapping the lower mantle: Determination of lateral heterogeneity in P velocity up to degree and order 6. *J Geophys Res*, 1984, 89: 5929–5952
- 37 van der Hilst R D, Widiyantoro S, Engdahl E R. Evidence for deep mantle circulation from global tomography. *Nature*, 1997, 386: 578–584
- 38 Backus G, Gilbert F. The resolving power of gross Earth data. *Geophys J Int*, 1968, 16: 169–205
- 39 Backus G, Gilbert F. Uniqueness in the inversion of inaccurate gross Earth data. *Phil Trans R Soc Lond A*, 1970, 266: 123–192

- 40 Gilbert F, Dziewonski A M. An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra. *Phil Trans R Soc Lond A*, 1975, 278: 187–269
- 41 Dziewonski A M, Anderson D L. Preliminary reference Earth model. *Phys Earth Planet Inter*, 1981, 25: 297–356
- 42 Christensen-Dalsgaard J. Helioseismology. *Rev Mod Phys*, 2002, 74: 1073–1129
- 43 Dahlen F A, Tromp J. *Theoretical Global Seismology*. Princeton: Princeton University Press, 1999
- 44 Luzum B, Petit G. The IERS Conventions (2010): Reference systems and new models. *Proc IAU*, 2010, 10: 227–228
- 45 Dahlen F A. The excitation of the Chandler wobble by earthquakes. *Geophys J Int*, 1971, 25: 157–206
- 46 Dahlen F A. A correction to the excitation of the Chandler wobble by earthquakes. *Geophys J Int*, 1973, 32: 203–217
- 47 Gross R S, Chao B F. The rotational and gravitational signature of the December 26, 2004 Sumatran earthquake. *Surv Geophys*, 2006, 27: 615–632
- 48 Wang K, Hu Y, He J. Deformation cycles of subduction earthquakes in a viscoelastic Earth. *Nature*, 2012, 484: 327–332
- 49 Lay T, Kanamori H, Ammon C J, et al. Depth-varying rupture properties of subduction zone megathrust faults. *J Geophys Res*, 2012, 117: 2011JB009133
- 50 Hu Y, Bürgmann R, Freymueller J T, et al. Contributions of poroelastic rebound and a weak volcanic arc to the postseismic deformation of the 2011 Tohoku earthquake. *Earth Planet Sp*, 2011, 66: 106
- 51 Masterlark T. Finite element model predictions of static deformation from dislocation sources in a subduction zone: Sensitivities to homogeneous, isotropic, Poisson-solid, and half-space assumptions. *J Geophys Res*, 2003, 108: 2002JB002296
- 52 Suito H, Freymueller J T. A viscoelastic and afterslip postseismic deformation model for the 1964 Alaska earthquake. *J Geophys Res*, 2009, 114: 2008JB005954
- 53 Iinuma T, Hino R, Kido M, et al. Coseismic slip distribution of the 2011 off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake (*M*_{9.0}) refined by means of seafloor geodetic data. *J Geophys Res*, 2012, 117: 2012JB009186
- 54 Tomita F, Kido M, Osada Y, et al. First measurement of the displacement rate of the Pacific Plate near the Japan Trench after the 2011 Tohoku-Oki earthquake using GPS/acoustic technique. *Geophys Res Lett*, 2011, 42: 8391–8397
- 55 Moreno M S, Bolte J, Klotz J, et al. Impact of megathrust geometry on inversion of coseismic slip from geodetic data: Application to the 1960 Chile earthquake. *Geophys Res Lett*, 2009, 36: 2009GL039276
- 56 Wang K, Hu Y, Bevis M, et al. Crustal motion in the zone of the 1960 Chile earthquake: Detangling earthquake-cycle deformation and forearc-sliver translation. *Geochem Geophys Geosyst*, 2007, 8: 2007GC001721
- 57 Wang P L, Engelhart S E, Wang K, et al. Heterogeneous rupture in the great Cascadia earthquake of 1700 inferred from coastal subsidence estimates. *J Geophys Res Solid Earth*, 2013, 118: 2460–2473
- 58 McCaffrey R, King R W, Payne S J, et al. Active tectonics of northwestern U.S. inferred from GPS-derived surface velocities. *J Geophys Res Solid Earth*, 2013, 118: 709–723
- 59 Backer D C, Hellings R W. Pulsar timing and general relativity. *Annu Rev Astron Astrophys*, 1986, 24: 537–575
- 60 Arumugam S, Desai S. Classification of pulsar glitch amplitudes using extreme deconvolution. *J High Energy Astrophys*, 2023, 37: 46–50
- 61 Radhakrishnan V, Manchester R N. Detection of a change of state in the pulsar PSR 0833-45. *Nature*, 1969, 222: 228–229
- 62 Baym G, Pines D. Neutron starquakes and pulsar speedup. *Ann Phys*, 1971, 66: 816–835
- 63 Andersson N, Glampedakis K, Ho W C G, et al. Pulsar glitches: The crust is not enough. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 241103
- 64 Lai X, Xia C, Xu R. Bulk strong matter: The trinity. *Adv Phys-X*, 2023, 8: 2137433
- 65 Lu R, Yue H, Lai X, et al. Quakes of compact stars. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 520: 4289–4300
- 66 Lai X Y, Yun C A, Lu J G, et al. Pulsar glitches in a strangeon star model. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 476: 3303–3309
- 67 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. *Astrophys J Lett*, 2017, 848: L12
- 68 Xiao S, Zhang Y Q, Zhu Z P, et al. The quasi-periodically oscillating precursor of a long gamma-ray burst from a binary neutron star merger. arXiv: 2205.02186
- 69 Zhou E, Gao Y, Zhou Y, et al. The precursor of GRB211211A: A tide-induced giant quake? *Res Astron Astrophys*, 2024, 24: 025019
- 70 Dai Z G, Wang X Y, Wu X F, et al. X-ray flares from postmerger millisecond pulsars. *Science*, 2006, 311: 1127–1129
- 71 Wang F Y, Dai Z G. Self-organized criticality in X-ray flares of gamma-ray-burst afterglows. *Nat Phys*, 2013, 9: 465–467
- 72 Wei J J, Wu X F, Dai Z G, et al. Similar scale-invariant behaviors between soft gamma-ray repeaters and an extreme epoch from FRB 121102. *Astrophys J*, 2021, 920: 153
- 73 Spitler L G, Scholz P, Hessels J W T, et al. A repeating fast radio burst. *Nature*, 2016, 531: 202–205
- 74 Wang W, Luo R, Yue H, et al. FRB 121102: A starquake-induced repeater? *Astrophys J*, 2018, 852: 140

- 75 Totani T, Tsuzuki Y. Fast radio bursts trigger aftershocks resembling earthquakes, but not solar flares. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 526: 2795–2811
- 76 Cheng Y, Zhang G Q, Wang F Y. Statistical properties of magnetar bursts and FRB 121102. *Mon Not R Astron Soc*, 2020, 491: 1498–1505
- 77 Du Y Q, Wang P, Song L M, et al. Scaling and Universality in the temporal occurrence of repeating FRBs. arXiv: 2305.04738
- 78 Wang F Y, Wu Q, Dai Z G. Repeating fast radio bursts reveal memory from minutes to an hour. *Astrophys J Lett*, 2023, 949: L33
- 79 Aschwanden M J, McTiernan J M. Reconciliation of waiting time statistics of solar flares observed in hard X-rays. *Astrophys J*, 2010, 717: 683–692
- 80 Denissenya M, Grossan B, Linder E V. Distinguishing time clustering of astrophysical bursts. *Phys Rev D*, 2021, 104: 2
- 81 Wei Y, Zhao Z, Wang F Y. The periodic origin of fast radio bursts. *Astron Astrophys*, 2022, 658: A163
- 82 Li C K, Lin L, Xiong S L, et al. HXMT identification of a non-thermal X-ray burst from SGR J1935+2154 and with FRB 200428. *Nat Astron*, 2021, 5: 378–384
- 83 Li X, Ge M, Lin L, et al. Quasi-periodic oscillations of the X-ray burst from the magnetar SGR J1935-2154 and associated with the fast radio burst FRB 200428. *Astrophys J*, 2022, 931: 56
- 84 Ge M, Yang Y P, Lu F, et al. A giant glitch from the magnetar SGR J1935+2154 before FRB 200428.2022. arXiv: 2211.03246
- 85 Younes G, Baring M G, Harding A K, et al. Magnetar spin-down glitch clearing the way for FRB-like bursts and a pulsed radio episode. *Nat Astron*, 2023, 7: 339–350
- 86 Wang W H, Lai X Y, Zhou E P, et al. Pulsar glitches in a strangeon star model. II. The activity. *Mon Not R Astron Soc*, 2021, 500: 5336–5349
- 87 Duncan R C. Global seismic oscillations in soft gamma repeaters. *Astrophys J*, 1998, 498: L45–L49
- 88 Piro A L. Shear waves and giant-flare oscillations from soft gamma-ray repeaters. *Astrophys J*, 2005, 634: L153–L156
- 89 Strohmayer T E, Watts A L. Discovery of fast X-ray oscillations during the 1998 giant flare from SGR 1900+14. *Astrophys J*, 2005, 632: L111–L114
- 90 Samuelsson L, Andersson N. Neutron star asteroseismology. Axial crust oscillations in the Cowling approximation. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 374: 256–268
- 91 Sotani H, Kokkotas K D, Stergioulas N. Torsional oscillations of relativistic stars with dipole magnetic fields. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 375: 261–277
- 92 Park J, Song T R A, Tromp J, et al. Earth's free oscillations excited by the 26 December 2004 Sumatra-Andaman Earthquake. *Science*, 2005, 308: 1139–1144
- 93 Mazets E P, Golenetskii S V, Il'inskii V N, et al. Observations of a flaring X-ray pulsar in Dorado. *Nature*, 1979, 282: 587–589
- 94 Barat C, Hayles R I, Hurley K, et al. Fine time structure in the 1979 March 5 gamma ray burst. *Astron Astrophys*, 1983, 126: 400
- 95 Hurley K, Cline T, Mazets E, et al. A giant periodic flare from the soft γ -ray repeater SGR1900+14. *Nature*, 1999, 397: 41–43
- 96 Terasawa T, Tanaka Y T, Takei Y, et al. Repeated injections of energy in the first 600 ms of the giant flare of SGR 1806-20. *Nature*, 2005, 434: 1110–1111
- 97 Palmer D M, Barthelmy S, Gehrels N, et al. A giant γ -ray flare from the magnetar SGR 1806-20. *Nature*, 2005, 434: 1107–1109
- 98 Kossobokov V G, Keilis-Borok V I, Cheng B. Similarities of multiple fracturing on a neutron star and on the Earth. *Phys Rev E*, 2000, 61: 3529–3533
- 99 Sornette D, Helmstetter A. Occurrence of finite-time singularities in epidemic models of rupture, earthquakes, and starquakes. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 158501
- 100 Gabler M, Cerdá-Durán P, Stergioulas N, et al. Imprints of superfluidity on magnetoelastic quasiperiodic oscillations of soft gamma-ray repeaters. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 211102
- 101 Li H B, Kang Y, Hu Z, et al. Quasi-periodic oscillations during magnetar giant flares in the strangeon star model. *Mon Not R Astron Soc*, 2024, 527: 855–862
- 102 Jiang P, Yue Y L, Gan H Q, et al. Commissioning progress of the FAST. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2019, 62: 959502
- 103 Jiang P, Tang N Y, Hou L G, et al. The fundamental performance of FAST with 19-beam receiver at L band. *Res Astron Astrophys*, 2020, 20: 064
- 104 Qian L, Yao R, Sun J, et al. FAST: Its scientific achievements and prospects. *Innovation*, 2020, 1: 100053
- 105 Lu J G, Lee K J, Xu R X. Advancing pulsar science with the FAST. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 229531
- 106 Guo D Y, Peng W X, Zhu Y, et al. Energy response and in-flight background simulation for GECAM (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2020, 50: 129509 [郭东亚, 彭文溪, 朱玥, 等. GECAM能量响应及在轨本底模拟. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 129509]
- 107 Chen W, Song L M, Zheng S J, et al. Introduction of the scientific application system of GECAM (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*,

- 2020, 50: 129512 [陈维, 宋黎明, 郑世界, 等. GECAM卫星科学应用系统简介. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 129512]
- 108 Lin L, Xiao S, Huang Y, et al. Observational prospects for magnetars with GECAM (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2020, 50: 129521 [林琳, 肖硕, 黄艳, 等. GECAM卫星对超磁星观测研究的展望. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 129521]
- 109 Yuan W M, Zhang C, Chen Y, et al. Einstein Probe: Exploring the ever-changing X-ray Universe (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2018, 48: 039502 [袁为民, 张臣, 陈勇, 等. 爱因斯坦探针: 探索变幻多姿的X射线宇宙. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 039502]
- 110 Deng J S, Wang X Y. On the detection of shock breakouts of core-collapse supernovae with the Einstein Probe satellite (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2018, 48: 039506 [邓劲松, 王祥玉. 爱因斯坦探针卫星的核塌缩超新星激波暴探测. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 039506]

Quakes: From the Earth to Stars

LU RuiPeng¹, GAO Yong², HU Yan³, LAI XiaoYu⁴, LI HongBo², LU JiGuang⁵,
SHAO LiJing², WANG Ping⁶, WANG WeiHua⁷, WANG WeiYang⁸, XIA ChengJun⁹,
XU Heng⁴, XU RenXin^{2*}, XU ShiQing¹⁰, YUE Han^{1*}, ZHAO Li¹,
ZHENG XiaoPing^{11,12}, ZHOU EnPing¹¹ & ZOU YuanChuan¹¹

¹*Institute of Theoretical and Applied Geophysics, Peking University, Beijing 100871, China;*

²*Kavli Institute for Astronomy and Astrophysics, Peking University, Beijing 100871, China;*

³*School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;*

⁴*Research Center for Astronomy, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China;*

⁵*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China;*

⁶*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

⁷*College of Mathematics and Physics, Wenzhou University, Wenzhou 325035, China;*

⁸*School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

⁹*Center for Gravitation and Cosmology, Yangzhou University, Yangzhou 225009, China;*

¹⁰*Department of Earth and Space Sciences, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China;*

¹¹*Department of Astronomy, School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China;*

¹²*Institute of Astrophysics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China*

*Corresponding authors (XU RenXin, email: r.x.xu@pku.edu.cn; YUE Han, email: yue.han@pku.edu.cn)

Investigation of the state of dense matter, especially at the supranuclear density, is closely linked with our understanding of the nature of quantum and gravity. It is still a hot topic in the new era of multi-messenger astronomy. The compact objects formed from this dense matter are the remains of massive stars left after the exhaustion of their nuclear energy, providing reliable targets for astronomical telescope observations. All nuclei within the core of a star compress together into a “gigantic nucleus”, to be manifested in the form of a pulsar if the mass is not so large that its self-gravity can be strong enough to collapse into a black hole. Currently, no definitive opinion on the nature of dense matter exists because of the lack of understanding about the rich effects of nonperturbative strong interaction at low energy. However, clear observational evidence demonstrates that many extreme astrophysical events, such as gamma ray bursts and fast radio bursts, are closely related to gigantic nuclei. Solid components exist in pulsars, enabling starquakes to occur when stress exceeds a critical value. The starquakes are analogous to earthquakes on Earth and can further trigger explosive astrophysical activities. In this article, we first review the historical notes on dense matter and briefly discuss the physics of earthquakes, relevant theories, and the similarities between earthquakes and starquakes. We then introduce the observational aspects related to pulsars and present a theoretical model for starquakes and an outlook for future studies. We hope that our effort will lead to more interdisciplinary collaborations between seismological and astrophysical communities so that the nature of gigantic nuclei can be revealed using advanced multi-messenger observations. This knowledge will help further understand the fundamental strong force at low energy using gigantic nuclei.

pulsars, earthquakes, asteroseismology, nuclear matter, free oscillations

PACS: 97.60.Gb, 91.30.Px, 97.10.Sj, 21.65.-f, 91.30.Fn

doi: [10.1360/SSPMA-2023-0424](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2023-0424)