中国科学：地球科学 SCIENTIA SINICA Terrae 2026 年 第 56 卷 第 6 期：2258–2267
论 文
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS

人工辐射带中一种潜在环向扩散驱动机制的数值模拟研究

罗哲楷[1]，谢伦[2,3]，周煦之[2]，傅绥燕[2]，王子鸣[1,4]，刘朝晖[1,4]，李若潭[2]，周前红[1*]

1. 北京应用物理与计算数学研究所，北京 100094
2. 北京大学地球与空间科学学院，北京 100871
3. 中国科学院国家空间科学中心太阳活动与空间天气全国重点实验室，北京 100190
4. 中国工程物理研究院研究生院，北京 100088
* 通讯作者，E-mail：zhou_qianhong@qq.com

2025-10-11收稿，2026-01-26修回，2026-02-04接受，2026-05-21网络版发表
国家自然科学基金项目(12375246)和太阳活动与空间天气全国重点实验室专项科研基金项目资助

摘要 高空核爆产生的人工辐射带主要由高能电子组成(能量主要在数百keV至MeV量级)。这些电子被地球磁场捕获，会对航天器和人类空间活动构成严重威胁。理解其演化机制对于科学研究和工程应用都至关重要。本文提出了一种驱动这些高能电子发生环向扩散的潜在机制。导心模拟结果表明，环向模和极向模的超低频波均可通过非线性漂移共振相互作用，有效地诱导初始环向集中分布的电子发生环向扩散。非线性共振时，电子会被捕获在共振岛中，其漂移相位在波动参考系内围绕稳定点发生周期性变化。同时，电子的弹跳运动使其跨越不同的磁纬度，这种变化会改变其局地漂移速度，从而改变其有效L壳，进而导致共振岛形态发生变化，阻止电子返回其初始漂移相位。具有不同初始磁地方时的电子在演化过程中不断积累相位差，最终产生显著的环向扩散。由于弹跳范围更大时相位累积效应更强，赤道投掷角较小的电子会表现出更强的扩散特征。此外，共振岛跃迁过程还能引起相位突变，从而进一步增强扩散。这些结果表明，非线性漂移共振、弹跳运动以及共振岛的动力学性质共同驱动了人工辐射带中电子的环向扩散过程。该研究为在不同波动与粒子参数条件下模拟电子演化提供了理论框架，也加深了我们对波粒相互作用影响下人工辐射带演化过程的理解。

关键词 人工辐射带，环向扩散，非线性漂移共振，超低频波

1 引言

人工辐射带由高空核爆(high-altitude nuclear explosions，HANE)产生的高能电子构成。与天然辐射带不同，人工辐射带出现在更低的高度($L\approx1$–2，L表示磁力线与赤道面交点到地心的距离和地球半径之比)，其来源主要是核爆碎片的衰变过程，电子通量可比天然辐射带高出多达四个数量级(Gombosi等，2017)。这些电子的能量可达MeV量级，并可持续存在多年，会导致航天器内部充电，并对宇航员构成潜在的健康风险(Zheng等，2019)，因此对人类空间活动的影响显著强于天然辐射带。深入理解人工辐射带的形成机制及其动力学演化过程，具有重要的科学意义和实际应用价值。

人工辐射带的研究主要聚焦于高能电子注入后的时空演化过程。早期研究主要基于高空核爆试验展开。1958–1962年间，美国和苏联开展了20余次此类试验，例如Argus系列试验(Christofilos，1959)和Starfish试验(Beall等，1967)。这些试验揭示了人工辐射带通量的强度特征及其空间分布性质。随后，研究重点逐渐转向电子演化与损失的物理机制。基于Gemini卫星的观测结果，Imhof等(1967)指出，除与大气成分发生库仑碰撞引起的投掷角散射之外，径向扩散同样能够补充从辐射带中损失的电子。在此基础上，Newkirk和Walt(1968)进一步计算了相应的径向扩散系数。后续研究表明，在非偶极地磁场

中文引用格式：罗哲楷, 谢伦, 周煦之, 傅绥燕, 王子鸣, 刘朝晖, 李若潭, 周前红. 2026. 人工辐射带中一种潜在环向扩散驱动机制的数值模拟研究. 中国科学: 地球科学, 56(6): 2258–2267, doi: 10.1360/N072025-0605
英文引用格式：Luo Z, Xie L, Zhou X, Fu S, Wang Z, Liu Z, Li R, Zhou Q. 2026. Simulation study of a potential driver for azimuthal diffusion in artificial radiation belts. Science China Earth Sciences, 69(6): 2217–2225, https://doi.org/10.1007/s11430-025-1864-1

© 2026《中国科学》杂志社

中，由于漂移壳分裂效应，径向扩散过程会受到显著影响(Schulz，1972；Roederer等，1973；Cunningham等，2018)，凸显了地磁场构型与电子输运之间复杂的相互作用关系。

尽管人工辐射带和天然辐射带中电子的径向扩散过程已得到广泛研究，但环向扩散(经度方向扩散)仍相对缺乏深入探讨。高空核爆后，注入的高能电子最初仅局限于较小经度范围内的磁通管中，随后逐渐演化为在环向上近似均匀分布的结构。准确刻画电子的环向扩散过程，对于理解人工辐射带的形成机制，以及评估其时空演化特征和潜在影响具有关键意义。Luo等(2025)利用CIMI模型(Fok等，2014)对这一演化过程进行了数值模拟，结果表明电子首先在地球周围形成螺旋结构，其环向扩展主要由能量和投掷角色散所促进。然而，该研究主要关注能量和赤道投掷角不同带来的电子漂移速度差异所引起的色散效应，对于具有相同能量和投掷角的电子的扩散过程尚未得到充分讨论。Lejosne和Albert(2023)以及Lejosne等(2023)通过欧拉势的方法将环向自由度引入传统扩散方程，将环向扩散视为一种相位混合机制，并计算了相应的扩散系数。随后，他们进一步研究了漂移回波和经向相位混合过程(Lejosne等，2024)。Artemyev等(2024)则在此基础上发展了一个基于哈密顿量的理论模型，用于研究赤道电子与单色超低频(ultra-low frequency，ULF)波之间的非线性共振相互作用，揭示了相位聚集和相位捕获等现象。这些过程会影响电子的环向漂移相位，并进一步作用于其径向输运和能量分布。然而，已有的研究仍缺乏对非线性漂移共振过程中粒子漂移相位演化的直观物理描述。尤其是当电子由于弹跳运动偏离磁赤道时，其磁纬度(magnetic latitudes，MLAT)变化对扩散过程的影响尚未得到充分刻画。因此，有必要建立一种更加直接的物理图像，以阐明非线性漂移共振如何驱动电子的环向扩散过程。

波粒相互作用是地球辐射带中高能电子扩散的主要驱动机制。在波动的电磁环境中，带电粒子的周期性运动使其能够与等离子体波发生共振耦合，从而在相空间中重新分布并产生显著的扩散效应(Schulz和Lanzerotti，1974；Shprits等，2008a，2008b)。不同类型的波通过不同的物理机制发挥作用。甚低频(very low frequency，VLF)哨声波主要引起回旋共振，造成电子的能量和投掷角扩散，从而加速电子或促使其沉降(Li等，2014；Thorne等，2013)。相比之下，超低频磁流体力学波主要通过漂移共振和弹跳共振与电子相互作用，破坏第三绝热不变量，并驱动大尺度的径向扩散(Elkington等，1999；Ozeke等，2012)。尽管关于超低频波与粒子相互作用的研究多集中于天然辐射带中的径向输运过程，近期的观测与数值模拟表明，超低频波与粒子的漂移共振同样在驱动辐射带电子的环向动力学过程中发挥重要作用。基于上述认识，本文结合数值模拟与理论分析，研究了超低频波漂移共振驱动人工辐射带电子环向扩散的机制，并对该过程进行定量刻画。

本文采用导心数值模拟的方法，研究人工辐射带电子与超低频波之间的非线性漂移共振过程，旨在阐明漂移共振驱动高能电子环向扩散的原理。

2 方法

为研究超低频波与电子的漂移共振在驱动人工辐射带电子环向扩散中的作用，我们构建了一套数值模拟研究框架，将简化的驻波超低频波波场模型与导心粒子模拟相结合。本节首先介绍超低频波波场模型的构建方法，随后说明用于刻画高能电子动力学行为的导心运动模拟方法。

2.1 超低频波波场模型的构建

2.1.1 环向模

对于环向模(toroidal mode)超低频波，其电场主要由径向分量主导，而环向分量相较而言可以忽略不计。按照Li L等(2021)和Luo等(2022)的方法，环向模超低频波的径向电场可表示为

$$E_L = E_0\cos(m\varphi-\omega t+\varphi_0)\sin\left(n\frac{\pi(\theta-\theta_f)}{\pi-2\theta_f}\right) \tag{1}$$

其中，E_0表示径向电场的最大振幅，m为环向波数，φ为磁赤道平面内的方位角，ω为超低频波的角频率，φ_0为初始相位。按照Li X等(2021)的方法，我们采用一个简单的正弦函数来描述超低频波沿磁力线方向的驻波结构，并对其函数形式进行了修正，以保证波节与磁力线的足点位置相一致，从而使该模型更能反映更加真实的驻波结构。在该表达式中，n表示驻波的谐波阶数，θ为余纬(相对于磁轴的夹角)，θ_f为对应磁力线足点的余纬，其满足$\sin^2\theta_f = 1/L$。

根据麦克斯韦方程组，磁场满足

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -\frac{1}{h_L h_\mu}\left(\frac{\partial(h_L E_L)}{\partial \mu}\right) \tag{2}$$

$$\frac{\partial B_\mu}{\partial t} = \frac{1}{h_L h_\varphi}\left(\frac{\partial(h_L E_L)}{\partial \varphi}\right) \tag{3}$$

此处，$\mu = \cos\theta/L^2\sin^4\theta$表示正交偶极坐标系$(L,\varphi,\mu)$

中沿磁力线方向的自由度(Lysak，2004；Li L等，2021)，在偶极地磁场条件下等L线即磁力线，如图1A所示。该坐标系中三个坐标方向对应的标度因子分别为

$$h_L = \frac{R_E \sin^3\theta}{\sqrt{1+3\cos^2\theta}} \tag{4}$$

$$h_\varphi = R_E L \sin^3\theta \tag{5}$$

$$h_\mu = \frac{R_E L^3 \sin^6\theta}{\sqrt{1+3\cos^2\theta}} \tag{6}$$

其中，R_E表示地球半径。相应地，环向模超低频波的磁场分量可表示为

$$B_\varphi = \frac{\sin(m\varphi-\omega t+\varphi_0)}{\omega h_L h_\mu}\left(\frac{\partial\left(h_L \widetilde{E_L}\right)}{\partial\mu}\right) \tag{7}$$

$$B_\mu = -\frac{mE_L}{\omega h_\varphi} \tag{8}$$

其中，$\widetilde{E_L} = E_L / \cos(m\varphi-\omega t+\varphi_0)$。$B_\varphi$中的偏导项通过数值方法进行计算。由此，可以获得环向模超低频波的全部电磁场分量。图1B–1E展示了基频环向模超低频驻波电磁场振幅的空间分布特征。电场在磁力线足点处为零，并关于磁赤道对称，形成典型的驻波结构；相比之下，磁场关于赤道平面呈反对称分布。这些特征与超低频驻波的性质一致。

2.1.2 极向模

对于极向模(poloidal mode)超低频波，其构建方式与环向模的情况相似，区别在于电场主要沿环向方向分布，而径向分量可以忽略不计。在采用相同的简化驻波形式和正交偶极坐标系的条件下，其电磁场分量可表示为

$$E_\varphi = E_0 \cos(m\varphi-\omega t+\varphi_0)\sin\left(n\frac{\pi(\theta-\theta_f)}{\pi-2\theta_f}\right) \tag{9}$$

$$B_L = -\frac{\sin(m\varphi-\omega t+\varphi_0)}{\omega h_\varphi h_\mu}\left(\frac{\partial\left(h_\varphi \widetilde{E_\varphi}\right)}{\partial\mu}\right) \tag{10}$$

$$B_\mu = \frac{\sin(m\varphi-\omega t+\varphi_0)}{\omega h_\varphi h_L}\left(\frac{\partial\left(h_\varphi \widetilde{E_\varphi}\right)}{\partial L}\right) \tag{11}$$

2.2　导心运动模拟方法

为评估在上述超低频波场的作用下人工辐射带电子的环向扩散过程，我们采用导引中心近似进行了测试粒子的数值模拟，具体方法遵循Luo等(2024)。根据Northrop(1963)，在对带电粒子运动方程进行回旋周期平均之后，其导心的运动方程可表示为

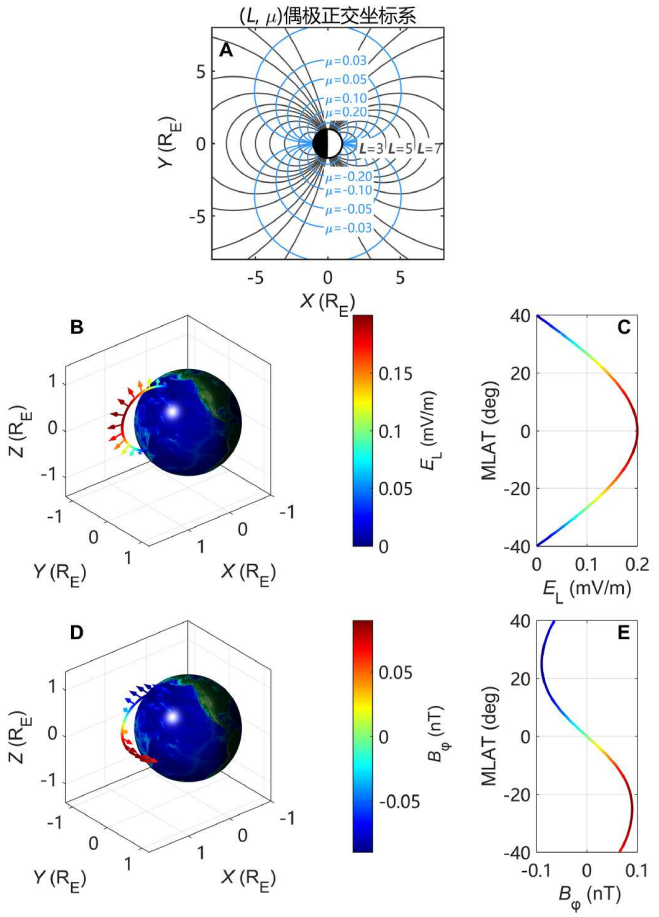


图 1　正交偶极坐标系及基频环向模超低频驻波的振幅分布。(A) L和μ的等值线。(B、D) 沿磁力线方向上，环向模超低频波电场和磁场的大小及方向。(C、E) 电场和磁场的振幅随磁纬度的变化，其中磁场小于0表示向西方向。

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{R}}{\mathrm{d}t} = \frac{p_\parallel c^2}{\gamma E_{m0}}\hat{b} + \frac{M\mathbf{B}\times\nabla B}{\gamma q B^2} + \frac{p_\parallel^2 c^2}{\gamma q E_{m0} B^2}\mathbf{B}\times((\hat{b}\cdot\nabla)\hat{b}) \tag{12}$$

$$\frac{\mathrm{d}p_\parallel}{\mathrm{d}t} = qE_\parallel - \frac{M}{\gamma}\nabla B\cdot\hat{b} + \frac{\gamma E_{m0}}{c^2}\mathbf{V}\cdot\frac{\mathrm{d}\hat{b}}{\mathrm{d}t} \tag{13}$$

其中，$\mathbf{R}$为粒子导心的位置矢量，$p_\parallel$表示粒子的平行动量，c为光速，γ为粒子的洛伦兹因子，E_{m0}表示粒子的静止能量，$\hat{b}$为沿磁场方向的单位矢量，M为磁矩，q为粒子电荷，$\mathbf{V}$为导心速度。采用四阶Runge-Kutta算法，我们在不同初始条件和波场下对粒子动力学过程进行了数值模拟。

3　结果

利用上述导心数值模拟方法，我们研究了在所构建的超低频波场作用下，具有给定能量和赤道投掷角的人工辐射带电子的环向扩散过程。内辐射带中普遍观测到电场波动是驱动径向扩散的重要因素(Balasis等，2015；

O’Brien等，2016）。此外，由于南大西洋异常区的存在，在与人工辐射带相关的低高度区域，经常观测到频率低于
0.1 Hz的超低频波（李莉等，2025）。基于这些观测结果，本文数值模拟中将电场的最大振幅设定为E_0=0.2 mV m^{-1}。超低频波取为基频驻波模态，这是发生漂移共振的必要条件（Southwood和Kivelson，1981，1982）。波动周期取为11.2 s，该值基于Ozhogin等（2012）的等离子体层密度模型，并通过$T=\oint \sqrt{\mu_0\rho_m}/B\cdot \mathrm{d}s$计算得到，这与Balasis等（2015）和李莉等（2025）的观测结果相近。背景磁场采用具有环向对称性的偶极场模型。根据偶极磁场中电子的漂移周期及其共振条件，超低频波的环向波数选取为m = 223，对应于具有较高环向波数的超低频波（Chi和Le，2014；Le等，2011）。高环向波数的超低频波在磁层中较为常见，其特征是较短的环向波长，通常由带电粒子的非平衡分布以及漂移弹跳共振过程激发。在本文所研究的人工辐射带情形下，高空核爆注入的高能粒子会破坏背景等离子体的平衡分布；此外，爆炸形成的抗磁腔也可能产生小尺度磁扰动。这两种因素均有利于高环向波数超低频波的激发。对于远离共振条件的环向波数，超低频波的环向相速度与电子漂移速度存在较大差异，粒子将经历电磁场相位的快速变化，这些快速变化在周期平均过程中会被抵消。因此，此类波对粒子输运不会产生显著影响。

在采用上述参数构建的环向模超低频波波场中，我们释放了一组能量为1 MeV的测试粒子，其能量接近核爆电子能谱的峰值。所有粒子的赤道投掷角均为40°，该值接近损失锥边界，但仍允许粒子被地磁场稳定捕获。能与电子发生共振的超低频波频率会因为电子能量和赤道投掷角的不同而有所区别，在此我们选取这一特定的能量和赤道投掷角来代表一般性情形进行研究。实际上，空间中的波动通常呈宽频谱而非单色形式，它们能够驱动不同能量和投掷角范围内电子的环向扩散。宽频波对电子扩散的影响将在后续研究中进一步讨论。在不失一般性的前提下，粒子的初始磁地方时选在MLT=12附近，并限制在跨度为0.1的区间内。由于所有粒子具有相同的能量和赤道投掷角，在不存在波动的情况下，它们将在具有环向对称性的偶极磁场中沿着完全相同的轨迹运动。模拟中的L值取为1.7，在该位置处Telstar-1卫星曾观测到人工辐射带（Brown，1966，Gombosi等，2017）。在有波和无波两种条件下，我们对粒子的运动进行追踪，并计算两种情形下磁地方时的差值（ΔMLT），如图2A所示。图2A中不同颜色的曲线对应于具有不同初始磁地方时的电子。结果表明，当波场存在时，电子的运动行为发生了显著变化。图2B–2G给出了图2A中红色箭头所标示的六个时刻所有电子L与ΔMLT的分布，进一步揭示了它们在环向运动上的差异。在演化30000 s后，ΔMLT的分布范围达到0.9左右，表明与环向模超低频波的漂移共振能够驱动人工辐射带电子发生环向扩散。同时，对于具有特定能量和赤道投掷角的电子，实现环向均匀分布所需的时间要显著长于整个通量达到环向均匀所需的时间，后者约为10 h量级（Gombosi等，2017；Luo等，2025）。尽管在真实空间环境中，超低频波的空间范围和持续时间并不如本研究数值模拟中所设定的那样理想化，但这种理想化条件能够清晰地反映非线性漂移共振驱动的电子环向扩散普遍机制。

根据我们的数值模拟结果，计算了电子的环向扩散系数。按照其标准定义，该系数可以由方位角差值的方差得到（Roederer和Hui，2014；Lejosne等，2023；Lejosne和Albert，2023）：

$$D_{\varphi\varphi}=\frac{\Delta\varphi^2}{2\Delta t} \tag{14}$$

其中，$\Delta\varphi$表示粒子的环向位移，Δt为模拟持续时间。由此得到的扩散系数为$7.53\times10^{-8}\mathrm{s}^{-1}$，与采用Lejosne等（2023）给出的表达式计算得到的结果$1.27\times10^{-7}\mathrm{s}^{-1}$接近：

$$D_{\varphi\varphi}=\frac{L^4E^2T}{2B_E^2R_E^2}\cos\varphi \tag{15}$$

作为对比，我们还估算了径向扩散系数。在相同的L值和电场条件下，采用Cornwall（1968）中的公式计算可以得到径向扩散系数：

$$D_{LL}=\frac{L^6E^2T}{4B_E^2\left[1+\left(\frac{\omega_dT}{2}\right)^2\right]} \tag{16}$$

其数值约比由环向位移方差得到的扩散系数小三个数量级。这表明，在相同的电磁扰动条件下，环向扩散的效率远高于径向扩散，是主导性的空间输运机制。

基于以上数值模拟结果，我们进一步分析了环向模超低频波的漂移共振如何驱动电子在环向上的扩展。在漂移共振过程中，波动频率与电子的环向漂移角速度满足如下共振条件：

$$\omega-m\omega_d=0 \tag{17}$$

其中，ω为波的角频率，m为环向波数，ω_d为电子的漂移角速度。该条件意味着电子的漂移速度与超低频波的环向相速度相匹配。然而，如图2A所示，电子相对于波场的漂移相位在运动过程中呈现周期性变化，表明存在非线性效应（Elkington等，2003）。在非线性共振条件下，电子动力学可由单摆方程描述（Li L等，2018，2021），其

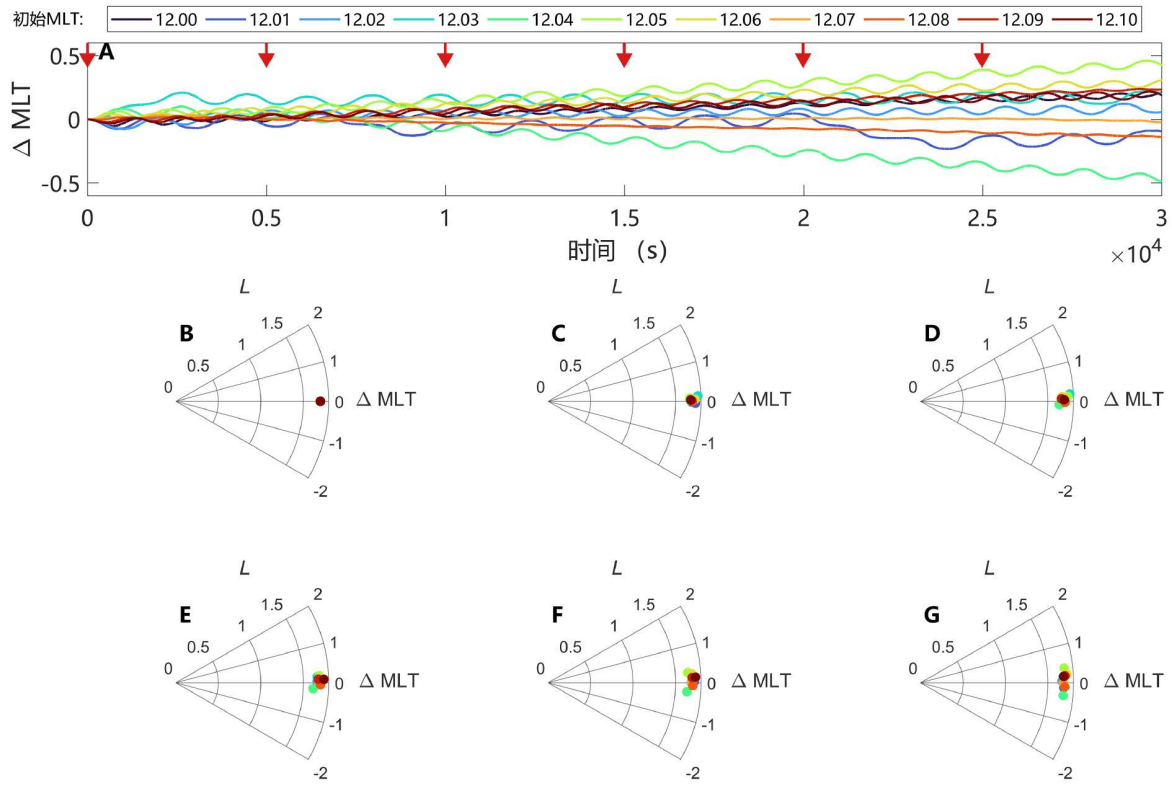


图 2　有波与无波条件下的磁地方时差值(ΔMLT)。(A) 不同初始磁地方时电子的ΔMLT随时间的变化。(B–G) 对应(A)中红色箭头所示六个时刻处*L*与ΔMLT的分布

相空间中的轨迹形成闭合回路，即所谓的共振岛。对于发生弹跳运动的电子而言，它们会到达不同的磁纬度，沿磁力线方向粒子的能量和*L*壳均发生变化，这些变化会导致电子漂移速度发生改变。不同磁纬度处共振岛的形态存在差异，使电子在完成一个完整的弹跳周期后无法回到其初始漂移相位，从而产生相位偏移，如图3所示。其中，ξ定义为

$$\xi = m\varphi - \omega t + \varphi_0 \tag{18}$$

表示电子相对于波的相位，颜色表示运动时间。在绘图过程中，我们将每条轨迹起始时刻的ξ设为0，以便清晰展示其后续变化。我们对轨迹数据施加滑动平均处理，以消除弹跳时间尺度上相位变化的扰动，从而更清楚地呈现漂移时间尺度上的相图结构。图3A给出了包含磁纬度自由度的相图，而图3B则展示了去除磁纬度后的投影结果。在弹跳运动过程中，电子会穿越位于不同磁纬度处的共振岛，因此无法返回到相同的初始相位。由于具有不同初始磁地方时的电子对应不同的初始相位，其相位累积大小随时间而产生差异，最终导致环向扩散。第4.1节将进一步讨论不同赤道投掷角电子的弹跳运动如何影响共振岛的形态。

以上分析基于本文采用的理想化驻波构型，因此仅适用于所建模的波动与粒子条件。尽管真实空间中的波场结构比本研究中的理想化波模型更加复杂，但该模型仍反映了产生环向扩散所需的关键物理过程。随磁纬度变化的波动振幅会带来不同的漂移速度，从而在不同纬度形成不同的共振岛结构，这是产生环向扩散的本质条件，而该模型能够再现这一效应。未来工作可通过与磁流体力学(MHD)模拟相结合，构建更加真实的波动结构。此外，尽管真实波动通常包含多个频率而非单一单色波，但复杂波形可以通过傅里叶分解拆分为单色分量，因此当前模型仍能刻画其本质的共振行为。后续研究将引入宽频波场，以进一步提高物理描述的真实性。

4　讨论

基于前文给出的数值模拟结果，本节进一步分析了不同物理条件对人工辐射带电子环向扩散的影响，以及电子运动所表现出的一些特征性行为。

4.1　电子赤道投掷角的影响

根据前文分析，电子漂移相位的变化主要源于弹跳过程中在不同磁纬度运动状态的差异。因此，高空核爆

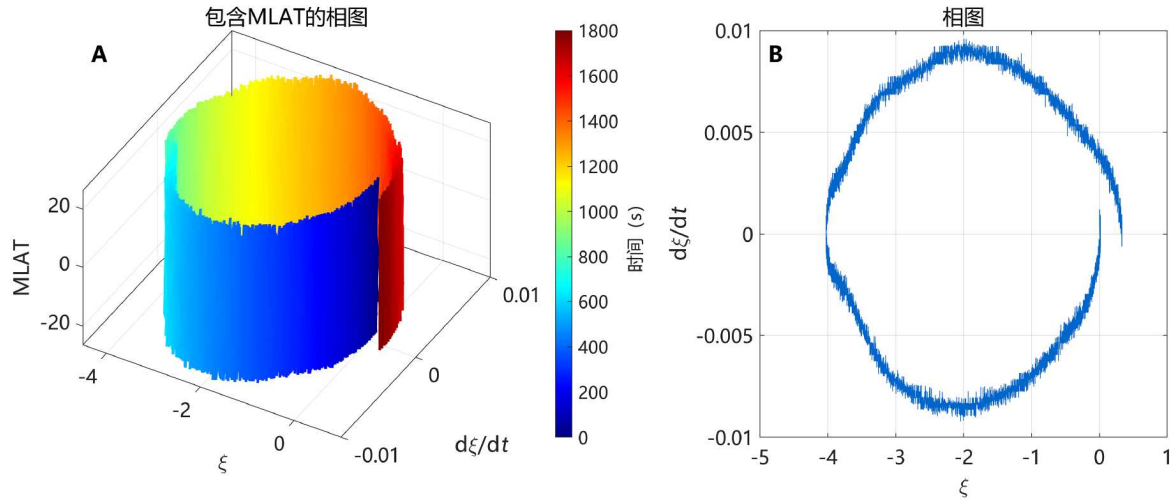


图 3 环向模超低频波波场中电子非线性漂移共振运动的相图。(A) 包含磁纬度自由度的相图；(B) 在$(\xi, \mathrm{d}\xi/\mathrm{d}t)$平面上的投影

产生的具有不同赤道投掷角的电子会表现出不同的环向行为。图4展示了赤道投掷角为80°的电子在漂移共振过程中的环向扩散特征。波动参数根据该电子的漂移速度进行调整，以满足共振条件。如图4A所示，大投掷角电子的环向扩散明显减弱。图4B和4C表明，这些电子在弹跳运动过程中覆盖的磁纬度范围非常有限，其相位变化率也小于40°赤道投掷角电子的情况。由于弹跳范围较窄，电子基本沿着波场中的同一个共振岛运动，而不会因跨越不同磁纬度的共振岛而受到影响。它们沿共振岛的轨迹基本闭合，从而导致磁地方时变化极小。结果中，初始磁地方时为12.03的电子还表现出一种特殊行为，该现象同样出现在图2A中：在较短时间内，电子迅速偏离其他电子，而不是像其余电子那样在振荡的同时逐渐偏移。该现象的成因将在第4.2节中加以讨论。

为进一步比较不同赤道投掷角电子的运动特征，我们在弹跳时间尺度上绘制了相图，如图5所示。图中轨迹对应的运动总时长约为10^{-1} s，仅对应于图3和4中一小段时间区间，只包含少数几个弹跳周期。图5A和5B对应赤道投掷角为40°的电子，而图5C和5D对应赤道投掷角为80°的电子。除弹跳范围存在明显差异外，还可以看出，80°电子的相图相关于$\mathrm{d}\xi/\mathrm{d}t = 0$平面近似对称；相比之下，40°电子的相图表现出显著的不对称性，这表征了电子在不同磁纬度处具有不同的漂移速度。这种不对称性会影响电子沿共振岛运动过程中相位的演化，其累积效应最终导致不同赤道投掷角的电子呈现出不同的环向扩散行为。环向运动的差异进一步影响了高空核爆后不同投掷角电子的演化过程及其寿命。对这一效应的深入研究有助于加深对人工辐射带电子投掷角依赖输运与衰减过程的理解。

4.2 共振岛跃迁

在图2A和4A中，初始磁地方时为12.03的电子的ΔMLT相较于其他电子表现出明显不同的演化特征。这些电子在与波动相互作用过程中，并非像其他电子那样在波动的同时缓慢变化，而是在到达某一波峰或波谷后，ΔMLT突然偏离原有的变化趋势。在图2A中，这一现象发生在第一个波峰处；而在图4A中，则发生在第一个、第二个以及第三个波谷处。这种行为是由共振岛跃迁现象引起。在相图中，当共振岛的宽度接近2π时，相邻的共振岛开始彼此接触。此时，围绕某一共振岛运动的电子可能跃迁至相邻的共振岛，从而导致相位发生单调变化。图6展示了赤道投掷角为40°的电子在发生此类跃迁过程中的相空间轨迹。可以看到，电子在围绕初始共振岛完成半圈运动后，并未继续沿该岛循环，而是进入了相邻的共振岛。相应地，ξ的变化范围接近4π，这是跨共振岛运动的一个典型特征。这种跃迁会在很短的时间内引起电子漂移相位的快速变化，从而使其轨迹显著偏离原有演化路径。电子是否发生共振岛跃迁取决于其在波场中的具体位置。此类共振岛跃迁为人工辐射带电子的快速环向扩散提供了一种高效机制。对该过程的深入理解有助于改进对人工注入高能电子短时间尺度输运过程的建模，提高对其时序演化特征的预测能力。

4.3 极向模超低频波驱动的环向扩散

除了环向模外，我们还模拟了极向模超低频波与人

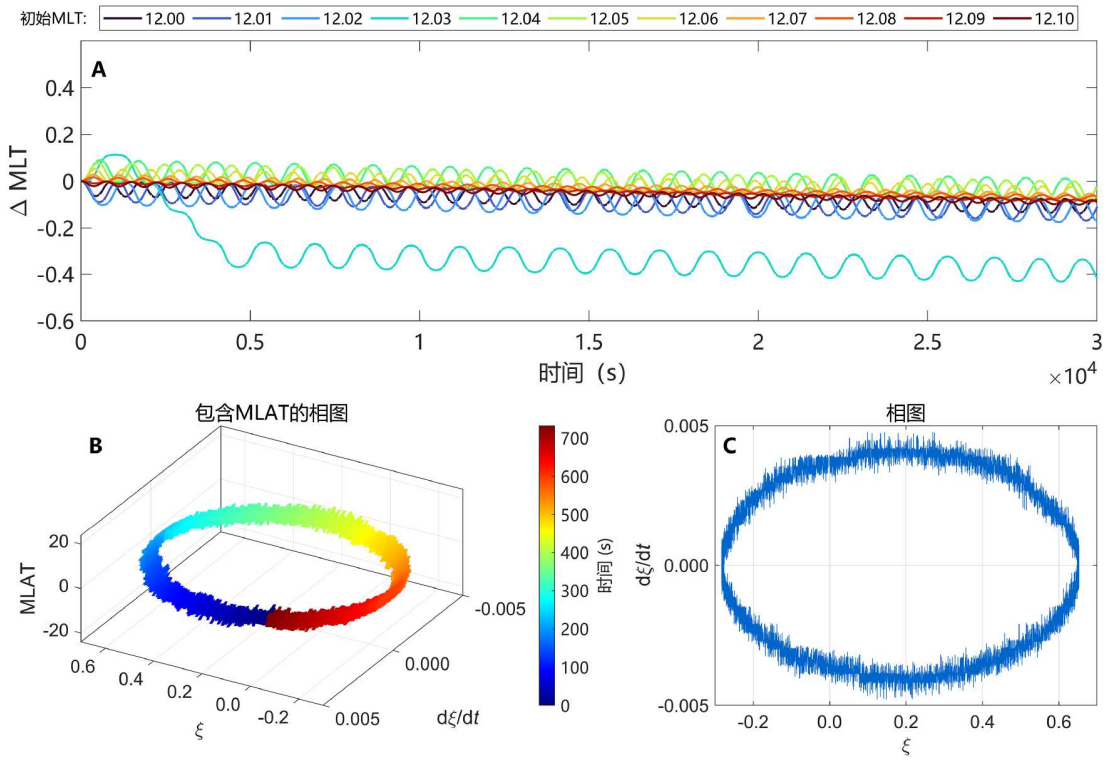


图 4　赤道投掷角为80°的电子环向扩散数值模拟结果。（A） 不同初始磁地方时电子的ΔMLT随时间的演化；（B） 包含磁纬度自由度的相图；（C）在(ξ, dξ / dt)平面中的投影

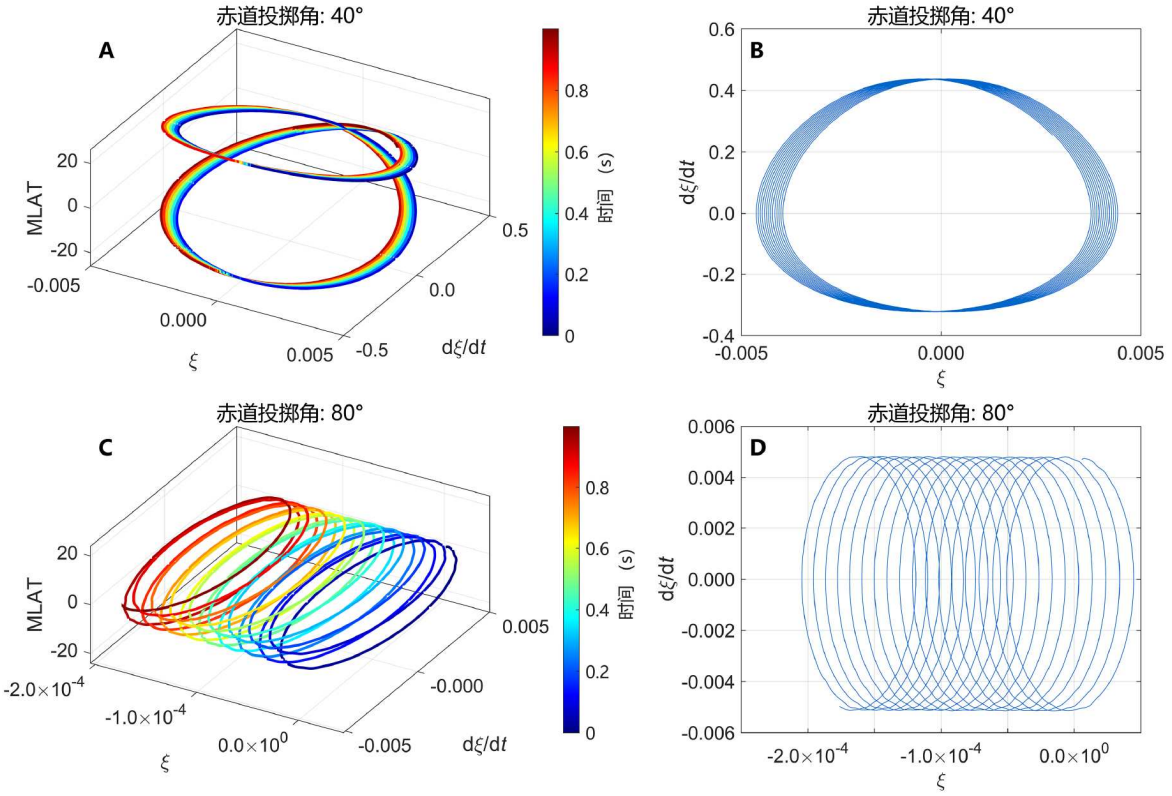


图 5　弹跳时间尺度上的相图。（A、B）赤道投掷角为40°的电子的相图；（C、D）赤道投掷角为80°的电子相图

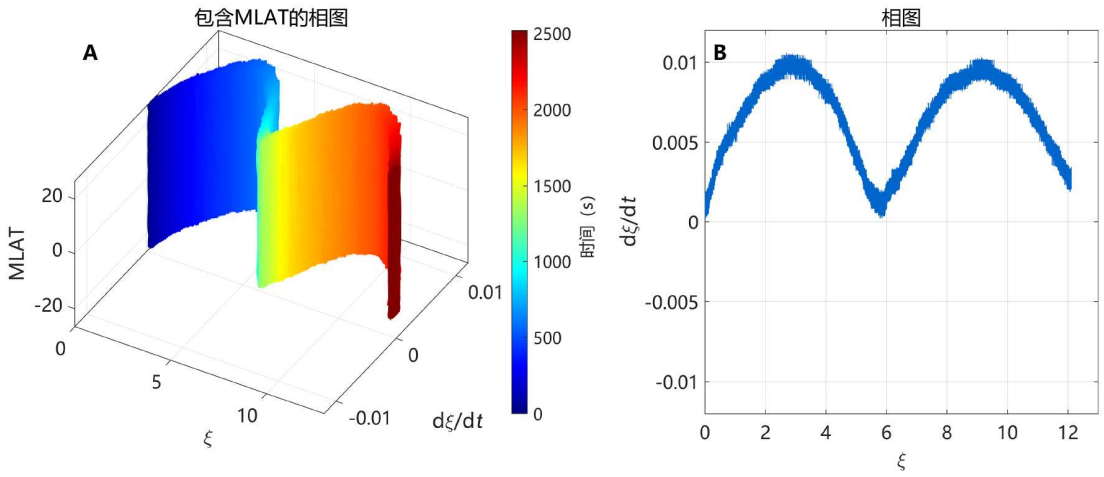


图 6　赤道投掷角为40°的电子的共振岛跃迁过程

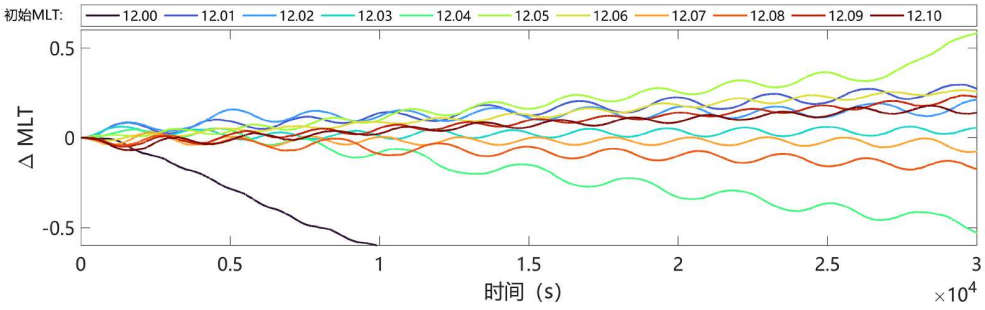


图 7　电子与极向模超低频波发生漂移共振过程时的环向扩散

工辐射带电子之间的非线性漂移共振，以考察其对环向扩散的影响。图7展示了赤道投掷角为40°的电子在与极向模超低频波相互作用过程中ΔMLT的时间演化。波动参数同样被设置为满足共振条件。在计算过程中我们发现，在极向模情形下，电子在共振岛内的振荡频率较低。因此，为了更清楚地展示非线性扩散过程，采用了更大的最大电场幅值(2 mV/m)。如图所示，极向模超低频波同样可以通过非线性漂移共振显著驱动电子的环向扩散，其效果与环向模情形相似。此外，初始磁地方时为12.00的电子也表现出连续的共振岛跃迁，这与在环向模超低频波作用下观察到的行为一致。

尽管极向模和环向模超低频波都能够引起电子的环向扩散，但它们在共振过程中能量调制的物理机制并不相同。在极向模的情况下，电子能量主要由环向电场调制；而在环向模情况下，能量调制则主要通过betatron加速机制实现(Li L等，2021；李莉等，2025)。这些差异会导致电子漂移相位与波相位之间呈现出不同的对应关系。对这些机制开展更深入的研究，有助于进一步理解不同波模如何影响环向扩散的效率及其特征，以及人工辐射带电子整体演化过程。

5　总结

本文研究了由超低频波和电子的漂移共振驱动的人工辐射带高能电子的环向扩散机制。我们基于超低频波振幅和频率的观测构建了波场模型，针对给定能量、赤道投掷角的初始集中分布的测试粒子开展了导心模拟。结果表明，环向模和极向模超低频波均可通过非线性漂移共振有效地驱动初始集中的电子的环向延展。当电子的环向漂移速度与超低频波的环向相速度相匹配时，电子会被捕获在共振岛内，其漂移相位围绕稳定点振荡。对于发生弹跳运动的电子而言，其沿磁力线运动时会经过不同的磁纬度，从而改变局地漂移速度和L值，使得不同纬度处的共振岛形态存在差异。这使电子在环绕共振岛后无法返回到其初始漂移相位。具有不同初始磁地方时的电子在波参考系中的轨迹不同，导致相位的累积偏移，并表现为环向扩展。赤道投掷角较小的电子会经过

更宽的磁纬范围，产生更强的相位累积效应，从而产生更快的环向扩散。此外，当相邻共振岛相互接触时，会发生共振岛跃迁，引起漂移相位的突变，并进一步增强电子轨迹的环向扩散。在本文采用的理想化模型框架下，该数值方法刻画了非线性漂移共振控制环向扩散的关键物理过程。尽管该结果源于简化的驻波模型，其共振机制与其他形态的超低频驻波是一致的，因此可以认为其物理结论具有普适性。

未来的研究可以从多个方向展开。首先，引入更加真实的地磁场模型(包括高阶球谐展开项以及构造时变形式)有望提高对环向扩散过程的刻画精度。真实的非偶极地磁场会显著影响人工辐射带的寿命(Schulz，1972；Roederer等，1973；Cunningham等，2018)。在扩散模型中引入具有真实磁场表示的模型(如IGRF模型)，能够更加准确地描述人工辐射带的演化过程。其次，不同波模的共同作用以及宽频谱波动对电子输运的影响仍有待进一步研究。在内辐射带区域，VLF波同样会对辐射带电子的扩散产生显著影响(Zheng等，2016；倪彬彬等，2022)。将不同频段波动的影响同时纳入模型，有助于对人工辐射带的演化进行更加全面的评估。最后，应用数据同化技术，将卫星和地基观测数据引入模型，可用于对模型结果进行验证与校准，从而提升其对人工与天然辐射带动力学过程的预测能力。这些研究方向将有助于深化对受扰动磁层环境中高能电子输运过程的认识，并为减轻空间器件所面临的辐射危害提供科学依据。

数据可用声明　导心模拟代码可从以下链接下载：https://doi.org/10.5281/zenodo.17802771

参考文献

李莉, 宗秋刚, 周煦之, 等. 2025. 南大西洋异常区的超低频波: 基于FY-3E卫星的观测. 中国科学: 地球科学 55: 970–980

倪彬彬, 花漫, 顾旭东, 等. 2022. 地基甚低频台站信号对地球辐射带的人工调制效应. 中国科学: 地球科学, 52: 595–619

Artemyev A, An X, Vainchtein D, et al. 2024. Electron resonant interaction with coherent ULF waves: Hamiltonian approach. J Geophys Res-Space Phys, 129: e2023JA032178

Balasis G, Papadimitriou C, Daglis I A, et al. 2015. ULF wave power features in the topside ionosphere revealed by Swarm observations. Geophys Res Lett, 42: 6922–6930

Beall D S, Bostrom C O, Williams D J. 1967. Structure and decay of the Starfish radiation belt, October 1963 to December 1965. J Geophys Res, 72: 3403–3424

Brown W L. 1966. Observations of the transient behavior of electrons in the artificial radiation belts. In: McCormac B M, ed. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field. Astrophysics and Space Science Library, vol 5. Dordrecht: Springer. 610–633

Chi P J, Le G. 2014. Estimation of wave frequency and azimuthal wavenumber of high-m ULF waves by ST-5 satellite observations at low altitudes. In: 2014 XXXIth URSI General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS). Beijing

Christofilos N C. 1959. The Argus experiment. J Geophys Res, 64: 869–875

Cornwall J M. 1968. Diffusion processes influenced by conjugate-point wave phenomena. Radio Sci, 3: 740–744

Cunningham G S, Loridan V, Ripoll J, et al. 2018. Neoclassical diffusion of radiation-belt electrons across very low *L*-shells. J Geophys Res-Space Phys, 123: 2884–2901

Elkington S R, Hudson M K, Chan A A. 2003. Resonant acceleration and diffusion of outer zone electrons in an asymmetric geomagnetic field. J Geophys Res, 108: 2001JA009202

Elkington S R, Hudson M K, Chan A A. 1999. Acceleration of relativistic electrons via drift-resonant interaction with toroidal-mode Pc-5 ULF oscillations. Geophys Res Lett, 26: 3273–3276

Fok M, Buzulukova N Y, Chen S, et al. 2014. The comprehensive inner magnetosphere-ionosphere model. J Geophys Res-Space Phys, 119: 7522–7540

Gombosi T I, Baker D N, Balogh A, et al. 2017. Anthropogenic space weather. Space Sci Rev, 212: 985–1039

Imhof W L, Reagan J B, Smith R V. 1967. Long-term study of electrons trapped on low *L* shells. J Geophys Res, 72: 2371–2377

Le G, Chi P J, Strangeway R J, et al. 2011. Observations of a unique type of ULF wave by low-altitude Space Technology 5 satellites. J Geophys Res, 116: A08203

Lejosne S, Albert J M. 2023. Drift phase resolved diffusive radiation belt model: 1. Theoretical framework. Front Astron Space Sci, 10: 1200485

Lejosne S, Albert J M, Ratliff D. 2024. Characteristic times for radiation belt drift phase mixing. Front Astron Space Sci, 11: 1385472

Lejosne S, Albert J M, Walton S D. 2023. Drift phase resolved diffusive radiation belt model: 2. Implementation in a case of random electric potential fluctuations. Front Astron Space Sci, 10: 1232512

Li L, Zhou X, Omura Y, et al. 2018. Nonlinear drift resonance between charged particles and ultralow frequency waves: Theory and observations. Geophys Res Lett, 45: 8773–8782

Li L, Zhou X, Omura Y, et al. 2021. Drift resonance between particles and compressional toroidal ULF waves in dipole magnetic field. J Geophys Res-Space Phys, 126: e2020JA028842

Li W, Thorne R M, Ma Q, et al. 2014. Radiation belt electron acceleration by chorus waves during the 17 March 2013 storm. J Geophys Res-Space Phys, 119: 4681–4693

Li X, Liu Z, Zong Q, et al. 2021. Off-equatorial minima effects on ULF wave-ion interaction in the dayside outer magnetosphere. Geophys Res Lett, 48: e2021GL095648

Luo C Z, Sun C Q, Xie C L, et al. 2025. Simulation study on the azimuthal evolution of electrons from high-altitude nuclear explosions based on CIMI model. Acta Phys Sin, 74: 069401

Luo Z, Xie L, Fu S, et al. 2022. Energetic electron microinjections observed by MMS in the dusk plasma sheet and drift resonance interpretation. Geophys Res Lett, 49: e2022GL098652

Luo Z, Xie L, Fu S, et al. 2024. Separation of electron flux in pitch angle distribution during the drift echo event and Shabansky orbits effect. Geophys Res Lett, 51: e2024GL109678

Lysak R L. 2004. Magnetosphere-ionosphere coupling by Alfvén waves at midlatitudes. J Geophys Res, 109: 2004JA010454

Newkirk L L, Walt M. 1968. Radial diffusion coefficient for electrons at low *L* values. J Geophys Res, 73: 1013–1017

Northrop T G. 1963. Adiabatic charged-particle motion. Rev Geophys, 1: 283–304

O'Brien T P, Claudepierre S G, Guild T B, et al. 2016. Inner zone and slot electron radial diffusion revisited. Geophys Res Lett, 43: 7301–7310

Ozeke L G, Mann I R, Murphy K R, et al. 2012. ULF wave derived radiation

belt radial diffusion coefficients. J Geophys Res, 117: 2011JA017463
Ozhogin P, Tu J, Song P, et al. 2012. Field-aligned distribution of the plasmaspheric electron density: An empirical model derived from the IMAGE RPI measurements. J Geophys Res, 117: 2011JA017330
Roederer J G, Hilton H H, Schulz M. 1973. Drift shell splitting by internal geomagnetic multipoles. J Geophys Res, 78: 133–144
Roederer J G, Hui Z. 2014. Dynamics of Magnetically Trapped Particles. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin, Heidelberg
Schulz M. 1972. Drift-shell splitting at arbitrary pitch angle. J Geophys Res, 77: 624–634
Schulz M, Lanzerotti L J. 1974. Particle Diffusion in the Radiation Belts. Berlin, Heidelberg: Springer Science & Business Media
Shprits Y Y, Elkington S R, Meredith N P, et al. 2008a. Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt I: Radial transport. J Atmos Sol-Terr Phys, 70: 1679–1693
Shprits Y Y, Subbotin D A, Meredith N P, et al. 2008b. Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt II: Local acceleration and loss. J Atmos Sol-Terr Phys, 70: 1694–1713
Southwood D J, Kivelson M G. 1981. Charged particle behavior in low-frequency geomagnetic pulsations 1. Transverse waves. J Geophys Res, 86: 5643–5655
Southwood D J, Kivelson M G. 1982. Charged particle behavior in low-frequency geomagnetic pulsations, 2. Graphical approach. J Geophys Res, 87: 1707–1710
Thorne R M, Li W, Ni B, et al. 2013. Rapid local acceleration of relativistic radiation-belt electrons by magnetospheric chorus. Nature, 504: 411–414
Zheng L, Chan A A, O'Brien T P, et al. 2016. Effects of magnetic drift shell splitting on electron diffusion in the radiation belts. J Geophys Res-Space Phys, 121: 11985–12000
Zheng Y, Ganushkina N Y, Jiggens P, et al. 2019. Space radiation and plasma effects on satellites and aviation: Quantities and metrics for tracking performance of space weather environment models. Space Weather, 17: 1384–1403

（责任编委：雷久侯）