第二章　空间静态各向异性

由引力红移重构惯性、动量和引力

第一章以光速恒定和长度矢量效应（LVE）为基础，确立了运动引起空间各向异性的有向长度关系，证明所谓“时间变化”本质上源于空间长度量的改变，从而摒弃了用“时间膨胀”解释物理现象的传统范式。本章进一步将这一空间本体论推进至静态引力体系：ASD 不以广义相对论的四维弯曲时空度规作为出发点，而是直接基于长度矢量效应与光速恒定约束，明确主张引力红移的物理根源是物质引起的空间静态拉伸。本章据此严格定义空间线膨胀系数、空间线密度系数和空间状态场函数，并在连续空间介质框架下系统重构引力、惯性、动量、行星轨道进动、引力光学效应以及黑洞边界力学。

ASD 以空间介质及其纵横自由度为物理本体。物质是空间形成的稳定拓扑结构，光是空间中的传播模，时钟记录的是物理过程的重复次数。空间、物质和传播过程由此构成一个相互作用的整体：物质改变空间状态，改变后的空间又作用于物质及光的传播。时间以过程的计数参数进入这一描述，周期的变化则落实到过程本身的长度和运动。

贯穿本章的是两类空间响应。静止物质激发纵向空间拉伸及其梯度，由此建立引力场；运动拓扑核及其伴随场形成方向性的空间重构，由此表现出动量与惯性。行星轨道把两类响应联系起来，光偏折与传播延迟展示非均匀空间对传播路径的作用，黑洞则把这一空间本体图景推进到连续介质状态的物理边界。

本章的逻辑演绎次序是：首先由引力红移确立空间静态拉伸定律，导出纵向空间状态梯度及其引力应力作用；其次由长度矢量效应与空间重构阻抗建立运动拓扑结构的动量、惯性与能量关系；进而通过统一轨道作用量与有效光程线元，直接导出近日点进动、光线偏折与 Shapiro 延迟；最后将纵向空间拉伸推进至连续介质终止边界（$X = 0$），建立黑洞的边界态动力学与统计热力学。

本章采用统一参考条件下的计数参数t，取c为局域真空传播速度，G_0为所考察背景中标定的引力耦合系数。静态引力势记为Ψ，吸引源附近取$\Psi < 0$；Ω为线膨胀系数，$\Phi = \Omega^{-1}$为无量纲线密度系数。球对称计算中的r为面积半径，球面面积由$A = 4\pi r^2$定义，径向累积长度与光程另行计算。运动方向因子记为γ，轨道比角动量记为j，引力长度记为$\ell_g = G_0 M/c^2$。

一、引力红移的物理意义

引力红移是检验引力理论物理基础的核心实验判据。光波或电磁信号从强引力场区域（如大质量天体表面）向弱引力场区域传播时，远场参考标准测得的频率降低、波长增长；反之，从弱引力场进入强引力场则表现为频率升高的引力蓝移。

广义相对论将引力几何化为四维时空弯曲，并用“固有时膨胀（钟慢效应）”解释引力红移：认为引力势越深处固有时流逝越慢，原子振荡频率因固有时变慢而降低。然而，将时间视为可独立伸缩的物理实体，掩盖了原子跃迁与光波传播背后的空间介质力学过程。

现代高精度光钟实验已在分米乃至毫米尺度高度差上精确证实了引力频移的存在。ASD 理论在此给出截然不同于广义相对论的物理本体诠释：时间本身既不加速也不变慢，引力红移是物质激发周围空间发生静态拉伸，直接改变原子跃迁特征尺度与辐射波长的空间物理效应。

1. 时间计量、频率比较与参考条件

在实验物理学与现代计量科学中，“时间流逝”并非可直接测量的独立物理实体，一切时频装置（从机械摆钟到现代冷原子钟、光晶格钟）真正记录的都是某一标准周期过程的重复次数。因此，ASD 明确确立时间的计量学与物理学地位：时间是标准周期过程的计数尺度。

这一命题将时间从抽象的形而上学本体还原为操作性的过程计数参数。当处于不同环境或引力位置的时钟出现频率差异时，发生改变的绝非脱离物理过程的“时间本体”，而是：（1）局域空间状态改变了标准过程的物理特征长度与刷新周期；（2）在极限波速恒定约束下，标准过程的振荡频率随之发生真实物理偏移；（3）在统一参考基准下累积的周期计数结果呈现系统差异。

这与长度计量中量块的温度修正具有完全一致的科学逻辑：量块在偏离标准温度时发生真实的热胀冷缩，计量学并不因此宣称“空间几何基准本身发生了热膨胀”，而是将其作为标准器受环境场作用产生的系统偏移归算至标准参考条件。同理，原子钟在不同引力势位置发生真实的跃迁频率改变，全球时频基准实验室通过引力势修正将其归算至大地水准面等约定参考条件以维持国际原子时（TAI）的统一。因此，ASD 与广义相对论的根本分歧不在于引力频移的实验事实，而在于其物理因果机制：广义相对论将其归结为四维时空固有时流逝率的改变，ASD 则明确主张这是频率标准器所依赖的三维局域空间尺度发生静态拉伸的直接结果。

时钟记录标准过程的重复次数。一个周期过程积累N个周期时，在给定参考频率f_{ref}下对应的计数时间为N/f_{ref}。原子钟、光钟以及机械钟的具体机制不同，但时间计量都要把过程、计数和参考条件联系起来。ASD 据此把时间作为描述物理演化的参数，将钟的频率变化追溯到参与计时的物理结构及其所处环境。

第一章从过程量出发所用的关系

$$t = \frac{S}{v}$$

在这里仍是理解时间参数的起点。S表示所考察过程累计的路径长度，v表示这一过程的平均速率；变速过程可按相应的局域关系累计。它表达的是过程的长度、速率与计数间隔之间的联系。时间读数发生变化时，理论应说明参与计时的过程发生了怎样的变化，而不止于给读数差异重新命名。

对于以c表征相位推进的标准过程，一个周期的相位路径长度S_{cyc}与周期满足$\tau = S_{\mathrm{cyc}}/c$。光速保持不变时，过程尺度增长，完成一个周期所需的计数间隔便相应增长。对原子跃迁，$S_{\mathrm{cyc}} = c/f$表征其特征相位尺度。ASD 把这一尺度与原子的物质结构及周围空间联系起来：引力场中的空间拉伸改变跃迁所对应的长度量，波长增长，频率降低，最终形成时钟计数的差异。

在现行 SI 中，秒由铯原子指定跃迁的频率定义，米通过固定的真空光速数值与秒相联系。本地复现秒与把异地频率归算到同一参考条件，共同构成时间频率计量的基础。远程高精度频率比较和国际原子时评定都要处理引力势等因素。标准器在不同环境中的真实变化，经归算后进入统一的量值比较；ASD 所研究的，正是这种变化的空间物理来源。

不同引力势位置的同类原子钟，经传播链路和环境扰动处理后，显示系统性的相对频移。光钟实验已分辨出分米尺度高度差对应的引力频移。在 ASD 中，这一精密观测揭示了空间长度状态对物质过程的作用：深势处的特征尺度更大，同一类跃迁对应的波长更长，按共同参考比较的频率更低。

对同一标定条件下的真空波，有

$$\lambda = \frac{c}{f} = c\tau \qquad (2.1)$$

式（2.1）把波长、周期与频率联系在同一标定条件下。ASD 赋予这一关系明确的物理次序：空间尺度的拉伸使波长增长，波长的增长在c不变的约束下使频率降低、周期增长。频率是空间长度状态在计数过程中的表现，空间拉伸是本章解释引力红移的物理起点。以下涉及异地比较的f、λ和特征长度，均按共同参考条件表示。

2. 空间拉伸、波长增长与引力红移

设同一类标准过程在远场参考条件下的特征长度与频率为L_0、f_0，在静态球对称引力场中的对应量为$L(r)$、$f(r)$。ASD 以$\Omega(r)$描述物质引起的空间线膨胀。标准过程的特征长度随空间拉伸而增长，频率由同一长度关系确定：

$$\frac{L(r)}{L_0} = \Omega(r), \qquad \frac{f(r)}{f_0} = \Omega(r)^{-1} \qquad (2.2)$$

引力红移体现为空间长度量的拉伸，频率变化是相应波长变化的结果。 深势处Ω较大，波长和特征相位路径随之增长，相同过程完成一个周期便需要更长的计数间隔。这里发生变化的是空间与物质过程的尺度关系，时间仍承担过程计数的作用。

这一解释把原子钟与光传播放回同一个空间本体中。原子内部结构维持特征相位过程，光在空间中传递相位；二者的尺度均与所处的空间状态相联系。时钟的频率变化因此具有实际物理来源。比较两处时钟，就是通过标准过程比较两处空间的长度状态；比较光的波长，则从传播过程读出这一状态。

结合式（2.2）与静态引力势Ψ对应的空间线密度系数$\Phi(r)=\sqrt{1+2\Psi(r)/c^2}$，任意两个径向位置$r_1,r_2$之间的标准过程频率比严格满足如下关系：

$$\frac{f(r_2)}{f(r_1)}=\frac{\Omega(r_1)}{\Omega(r_2)}=\frac{\Phi(r_2)}{\Phi(r_1)}=\sqrt{\frac{1+\frac{2\Psi(r_2)}{c^2}}{1+\frac{2\Psi(r_1)}{c^2}}} \tag{2.2a}$$

式（2.2a）给出了静态引力场中异地频率比较的解析律。在近地面弱场条件下，两高度差Δh处的引力势差为$\Psi(r_2)-\Psi(r_1)=g\Delta h$，式（2.2a）的一阶弱场极限即给出相对频移$g\Delta h/c^2$。从 ASD 物理图景看，将原子钟抬升至高处使其进入空间拉伸较弱的区域，局域特征波长缩短，振荡频率随之升高。

对孤立、静态、球对称的质量源外部空间，ASD 确立如下空间线膨胀定律：

$$\Omega(r)=\left(1-\frac{2G_0M}{c^2r}\right)^{-1/2},\qquad r>\frac{2G_0M}{c^2} \tag{2.3}$$

相应的无量纲空间线密度系数定义为：

$$\Phi(r)=\Omega(r)^{-1}=\sqrt{1-\frac{2G_0M}{c^2r}} \tag{2.4}$$

当$r\to\infty$时，$\Omega\to1$、$\Phi\to1$，空间恢复远场均匀本征状态；向中心质量源靠近时，Ω单调递增而Φ单调递减，定量刻画径向空间拉伸增强与单位参考长度内空间线密度的降低。将$\Psi=-G_0M/r$代入式（2.2a），即与式（2.3）—（2.4）完全闭合。空间静态拉伸与时钟频率降低由此统一于同一组空间状态变量。

至此，ASD 明确建立了引力红移的空间本体因果链：物质存在激发周围空间静态拉伸，空间拉伸直接拉长原子跃迁特征尺度与辐射光波长，在光速恒定约束下必然导致频率降低与周期增长。后文将直接从这一空间拉伸状态出发，严格推导引力、惯性与轨道动力学。

二、引力的本质

1. 线尺度、体密度与纵横响应

在 ASD 中，空间具有承载物质、储存能量和传递应力的物理自由度。物质形成的静态拉伸使空间状态随位置改变。为把这一图景写成清楚的数学关系，先区分线尺度与体积尺度：$\Phi=L_0/L$描述一维特征长度的倒数变化，是无量纲线密度系数；ρ_s描述单位体积中的介质密度，具有质量密度量纲。两者分别表征同一空间结构的不同方面。

引力红移首先提供线尺度信息。三维体密度还取决于各方向怎样共同形变：沿一条方向拉伸与沿三个方向同时拉伸，产生的体积变化不同。纵向场建立密度和压缩状态，横向场参与剪切与结构稳定，两类自由度的耦合将线尺度变化、体积形变与物质结构联系起来。

在连续介质的映射表示中，令局域形变梯度为F_s，体积比为$J_s = \det\mathrm{F}_s$，守恒介质的体密度便为$\rho_s = \rho_0/J_s$。若三个主方向均按同一Ω伸长，则$J_s = \Omega^3$，从而$\rho_s/\rho_0 = \Phi^3$。球对称径向结构则按其实际形变求取J_s。这种表示使线膨胀和体密度各有定义，又通过三维形变保持联系。

ASD 以纵向密度自由度和横向剪切自由度描述空间响应。在均匀背景、线性、长波条件下，可将两类传播分支的最低阶系数写成

$$c_T^2 = \frac{G_s}{\rho_s}, \qquad c_L^2 = \frac{K_s^{\mathrm{eff}}}{\rho_s}; \qquad c_T = c_L = c \;\Rightarrow\; G_s = K_s^{\mathrm{eff}} = \rho_s c^2 \tag{2.5}$$

这里ρ_s承担模态的惯性归一化，G_s与K_s^{eff}分别为横向分支和纵向分支的有效刚度。K_s^{eff}指完整纵向模态的恢复系数；在普通各向同性弹性固体的记法中，与它对应的组合是$K + 4G_s/3$。ASD 把无物质扰动的均匀背景中纵、横分支同速作为传播条件，用两类空间自由度分别描述密度变化和剪切传播。后续章节将从这一分支结构展开空间波动及其与物质的耦合。

2. 空间状态梯度与牛顿引力极限

定义静态无量纲场变量

$$X(r) = \Phi(r)^2 = 1 - \frac{2G_0M}{c^2r}, \qquad \Psi(r) = \frac{c^2}{2}[X(r) - 1] \tag{2.6}$$

X将球对称静态纵向空间状态表示为直接进入场方程与运动方程的无量纲状态函数，Ψ则为其对应的引力势。ASD 明确主张：引力的物理本质并非超距作用或抽象四维几何弯曲，而是拓扑物质激发的纵向空间状态梯度（∇X）及其在连续空间介质中产生的各向异性应力差。大质量天体使周围空间产生径向非均匀拉伸，置于其中的另一拓扑物质因两侧空间拉伸程度不对称而承受指向中心源的净空间恢复应力。

对于质量为m_g^p的受试物质，其势能耦合为$U = m_g^{\mathrm{p}}\Psi$，引力加速度直接由空间状态函数的负梯度给出：

$$\mathrm{g}_X = -\nabla\Psi = -\frac{c^2}{2}\nabla X = -\frac{G_0M}{r^2}\,\hat{\mathrm{r}} \tag{2.7}$$

对一般弱静态质量分布，相应源方程为

$$\nabla^2\Psi = 4\pi G_0\rho_g, \qquad \nabla^2 X = \frac{8\pi G_0}{c^2}\rho_g \tag{2.7a}$$

ρ_g是产生引力的有效源密度。本节的梯度和拉普拉斯算子按参考空间坐标定义，局域长度响应另由构成关系给出。外部无源区域中$\nabla^2 X = 0$；球对称方程为$\frac{d}{dr}(r^2X') = 0$，其渐近归一化解正是式（2.6）。质量参数还可以由远场通量定义：

$$M = \frac{c^2}{8\pi G_0} \oint_{S_r} \nabla X \cdot dS \tag{2.7b}$$

式（2.7b）把质量源强与空间状态的远场通量联系起来。源的质量越大，在同一半径上产生的纵向梯度越强；试验体与这一非均匀背景耦合，便承受相应的空间应力合力。用应力语言表达时，净作用由包围物体的闭合面应力积分给出，式（2.7）是它在低速、弱场下的势表示。由此，质量产生引力场和物体受到引力作用，成为同一纵横耦合过程的两个环节。

以地面附近的物体为例，靠近地球一侧的空间拉伸略强于远离地球的一侧，拓扑结构与两侧空间的耦合作用由此失衡。自由物体在净作用下改变动量；放在地面上的物体，则由地面的支撑应力平衡这一作用。ASD 所说的“空间压力差”，指的正是这种纵向非均匀状态产生的应力差。压力函数、剪切贡献和界面耦合共同决定合力，在线性弱场中归结为$m_0 \mathrm{g}_X$。

这也把静态支撑和自由下落区分开来：前者测量维持特定位置所需的外力，后者描述空间作用下的运动演化。进入强场后，仍沿用同一空间本体，但局域长度标定与参考归算会进入受力表达。第五节将据此给出局域悬停力和表面引力参数。

3. 引力耦合系数与本征尺度

在 ASD 中，引力耦合系数表征拓扑物质激发纵向空间状态、并由该状态作用于其他物质的耦合强度。它的物理来源属于空间介质的结构与纵横耦合。本章用G_0表示给定背景下的宏观标定值，再以密度、传播速度和本征长度组织其微观尺度关系。

引力常数的量纲为$\mathrm{m^3\,kg^{-1}\,s^{-2}}$。空间密度$\rho_0$、光速$c$和微观长度$\ell_0$共同给出相应的尺度组合：

$$G_0 = \xi_G \frac{c^2}{\rho_0 \ell_0^2} \tag{2.7c}$$

ξ_G为无量纲耦合函数，表征拓扑结构及纵横转换效率。式（2.7c）把引力强度的物理解释分为两部分：ρ_0、c和ℓ_0给出介质的量纲尺度，ξ_G给出具体结构的耦合比例。晶格尺度、核心半径和相位特征长度可在微观模型中分别定义，再由结构解建立它们之间的关系。

这样，引力耦合成为可以追溯到空间结构的物理量。同一个拓扑核如何激发纵向拉伸，纵向拉伸如何作用于另一个拓扑核，其宏观合效应由G_0概括。背景改变时，介质密度、本征尺度和耦合函数也可以参与变化；研究这些变化，就是把引力常数的物理来源与空间状态的演化联系起来。

例如，对预先给定的缓变系数$G(\mathrm{x})$，静态源方程可写为$\nabla \cdot [G(\mathrm{x})^{-1} \nabla \Psi] = 4\pi\rho_g$；当耦合系数也成为动力学场的函数时，它的变化随作用量一并进入场方程。本章后续计算固定背景标定值G_0，使源强、轨道和边界能量采用一致的归一化。

三、牛顿第二定律的重构

1. 拓扑结构、质量与惯性

ASD 把物质视为空间纵横自由度共同形成的局域稳定结构。横向剪切与扭转承担核心结构，纵向响应把这一结构与周围空间密度状态联系起来。质量、惯性和引力源强因而具有共同的动力学载体。第四章将进一步讨论这一载体的候选拓扑形式；本章先建立宏观质量与运动关系。

令$q_\rho(\mathrm{x})$为拓扑核近域的无量纲体密度分布函数，定义有限的密度亏损量

$$m_{\mathrm{def}} = \rho_0 \int_D \left[1 - q_\rho(\mathrm{x})\right] dV_0 \tag{2.8}$$

其中dV_0是参考体积元，D覆盖有效核心区域，q_ρ给出这一近域结构的体密度分布。若采用全空间积分，核心分布应有足够快的远场衰减，使密度亏损积分有限。近域分布确定物质的结构尺度，外部$\Phi(r)$则描述该物质建立的线拉伸场。

定义

$$V_{\mathrm{eff}} = \int_D \left(1 - q_\rho\right) dV_0 \equiv \frac{4\pi R_{\mathrm{eff}}^3}{3}, \qquad m_{\mathrm{def}} = \rho_0 V_{\mathrm{eff}} \tag{2.9}$$

R_{eff}将密度亏损积分表示为一个等效球体积。设低速惯性质量为$m_0 = C_m m_{\mathrm{def}}$，本节采用$C_m = 1$的归一化，便有$m_0 = \rho_0 V_{\mathrm{eff}}$。这一等效尺度为下面的惯性积分提供体积参数，粒子的其他长度尺度则由相应测量和结构关系定义。

ASD 对惯性起源给出明确的物理定义：惯性是外力改变物质拓扑核及其伴随空间场运动状态时，连续空间介质所表现出的方向重构阻抗。物质的稳定拓扑身份由核心结构维持，而其平移运动则必须同步带动核心及周围伴随空间场发生方向性重排。动量是这一“拓扑核—伴随场”联合结构的定向守恒量，惯性则是改变该联合结构方向分布所需的空间动力学响应。

这一重构阻抗表现为能量与动量对运动状态变化的响应。均匀背景中的稳定匀速运动，维持核心与伴随场共同形成的方向分布；加速和转向改变这一分布，外力的功和冲量随之进入联合结构。空间介质自身具有储能和惯性响应，因此伴随场参与总动量，匀速状态的维持则遵守总动量守恒。

牛顿第一、第二定律由此获得连续的空间解释：无外力时，联合结构保持总动量；有外力时，空间重构改变总动量。下面以长度矢量效应（LVE）确定方向尺度，以惯性构成关系规定各方向在动量中的权重，再通过积分得到外力所改变的总量。

2. 长度矢量效应与动量构成关系

第一章的方向长度关系写为

$$L' = LK(\chi), \qquad K(\chi) = \gamma(1 - \beta\cos\chi), \qquad \beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \tag{2.10}$$

沿运动正、反方向，$K_+ = \gamma(1-\beta)$、$K_- = \gamma(1+\beta)$，并有$K_+K_- = 1$。因此两个轴向逆尺度的对称平均为

$$\frac{1}{2}(K_+^{-1} + K_-^{-1}) = \gamma \tag{2.10a}$$

式（2.10a）证明，运动空间结构在正、反轴向上的逆尺度对称平均严格等于洛伦兹因子γ。以这一轴向对称增益作为整体惯性响应的标度因子，并包含前后方向的一阶偶极偏置，ASD 确立如下空间惯性权重构成定律：

$$\rho_I(\chi) = \rho_0\gamma(1+\beta\cos\chi), \qquad \frac{1}{4\pi}\int \rho_I \, d\Omega_{\text{ang}} = \rho_0\gamma \tag{2.11}$$

ρ_I为具有密度量纲的惯性权重，用于表征各方向对总动量的贡献。式（2.11）以常数角项表达整体增益，以$\cos\chi$项表达前后偏置，是连接 LVE 方向结构与动量积分的闭合关系。几何尺度K描述长度，惯性权重ρ_I描述动力学响应，两者通过这一构成式相联系。

在运动正前方，惯性权重为$\rho_0\gamma(1+\beta)$；正后方为$\rho_0\gamma(1-\beta)$，分别与 LVE 的轴向压缩和拉伸相衔接。物质运动使参与惯性响应的空间结构沿方向重新分配，核心保持稳定身份，伴随场承担相应的方向状态。速度增大时，前后差异与整体增益同时增强。

以π表示动量密度，总动量为$\int \pi \, dV$。在等效球模型中取$\pi = \rho_I \mathrm{v}$，将各方向的惯性贡献累加，得到

$$\mathrm{p} = \mathrm{v}\int_0^{R_{\text{eff}}} r^2\, dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \rho_I(\chi)\sin\chi \, d\chi \tag{2.12}$$

由于$\int_0^{\pi} \cos\chi\sin\chi \, d\chi = 0$，并且$\int_0^{\pi} \sin\chi \, d\chi = 2$，得到

$$\mathrm{p} = \frac{4\pi}{3}\rho_0 R_{\text{eff}}^3 \gamma \mathrm{v} = m_0\gamma\mathrm{v} \tag{2.13}$$

其大小为

$$p = m_0\gamma v \tag{2.14}$$

LVE 确定运动空间响应的方向结构，惯性构成关系规定这一结构怎样进入拓扑核及伴随场的总动量，由二者共同得到$\mathrm{p} = m_0\gamma\mathrm{v}$。球积分消去了前后权重中反对称的一阶角项，但整体速度矢量仍确定动量方向，轴向对称增益γ则保留在总响应中。在 ASD 的解释中，γ不是时间膨胀机制，而是运动空间结构在总惯性响应中的增益。

m_0表示固定内部态的质量参数，γ表示这一结构运动时的空间惯性增益。ASD 由此将质量参数与运动响应分开：物质保持其拓扑身份，动量则随联合运动结构的重构而变化。相对论通过时空对称性建立同形的动量关系；本节通过长度方向律和空间惯性构成关系建立它，物理出发点是运动物质与空间的相互作用。

3. 力与纵、横向惯性响应

在均匀背景中，把核心及其伴随场作为整体，定义总外力为

$$\mathrm{F}=\frac{d\mathrm{p}}{dt} \tag{2.15}$$

对式（2.13）求导，得到

$$\mathrm{F}=m_0\left(\gamma\mathrm{a}+\frac{d\gamma}{dt}\mathrm{v}\right),\qquad \mathrm{a}=\frac{d\mathrm{v}}{dt} \tag{2.16}$$

由$\gamma=(1-v^2/c^2)^{-1/2}$，链式求导给出

$$\frac{d\gamma}{dt}=\frac{\gamma^3}{c^2}\,\mathrm{v}\cdot\mathrm{a} \tag{2.17}$$

将加速度分解为平行和垂直于瞬时速度的分量，并使用$1+\gamma^2\beta^2=\gamma^2$，有

$$\mathrm{F}=m_0\left[\gamma\mathrm{I}+\frac{\gamma^3}{c^2}\mathrm{v}\mathrm{v}^{\mathrm{T}}\right]\mathrm{a}=m_0\gamma^3\mathrm{a}_{\parallel}+m_0\gamma\mathrm{a}_{\perp} \tag{2.18}$$

因此，纵向响应为

$$\mathrm{F}_{\parallel}=m_0\gamma^3\mathrm{a}_{\parallel} \tag{2.19}$$

对式（2.18）求逆，得到全速度范围内加速度对总外力的响应方程：

$$\boldsymbol{a}=\frac{1}{m_0\gamma}\left[\boldsymbol{F}-\frac{(\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{F})\boldsymbol{v}}{c^2}\right]=\frac{\boldsymbol{F}_{\parallel}}{m_0\gamma^3}+\frac{\boldsymbol{F}_{\perp}}{m_0\gamma} \tag{2.20}$$

垂直于瞬时速度方向的横向惯性响应为：

$$\mathrm{F}_{\perp}=m_0\gamma\mathrm{a}_{\perp} \tag{2.21}$$

对匀速圆周运动，$F=m_0\gamma v^2/R$，其中v与R按同一局域长度和计数条件定义。惯性增益已包含在动量关系中，运动曲率则由这一标定下的半径描述。速度越大，维持同一转向速率所需的空间重构作用越强。

纵向加速既要改变原有动量中的速度，也要提高空间响应的整体增益，所以出现额外的$d\gamma/dt$贡献；瞬时横向加速满足$\mathrm{v}\cdot\mathrm{a}=0$，该增益的一阶变化为零，外力主要改变动量的指向。纵、横向重构阻抗的差别由同一动量函数的导数确定，并非为两类运动分别指定两个质量。

4. 动能、静止能量与自由作用量

功率关系给出$dE_k=\mathrm{v}\cdot d\mathrm{p}$。从静止加速到速度$v$，沿速度大小积分，有

$$E_k=\int_0^p v\;dp=m_0\int_0^v\frac{w\,dw}{(1-w^2/c^2)^{3/2}} \tag{2.22}$$

这里使用了$dp/dv=m_0\gamma^3$。令$z=1-w^2/c^2$，则$w\,dw=-c^2dz/2$，积分成为

$$E_k=-\frac{m_0c^2}{2}\int_1^{1-v^2/c^2}z^{-3/2}\;dz=m_0c^2[(1-v^2/c^2)^{-1/2}-1]$$

由此得到全速度范围内动能的解析解：

$$E_k = m_0c^2(\gamma - 1) = m_0c^2\left[\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} - 1\right] \tag{2.23}$$

在 ASD 的物理图景中，动能是联合运动结构相对于静止结构增加的能量。外力对加速过程所做的功，进入拓扑核及其伴随场的运动重构；它不要求核心的拓扑类型随速度变化。静止时，横向剪切扭转、纵向应变及其耦合仍可储存能量，所以零动能不等于零总能量。

ASD 把同一拓扑核及其静态伴随场的总储能记为E_0，采用能量—惯性归一化$E_0 = m_0c^2$。静止能量由结构中的横向扭转、纵向应变及其耦合承担，动能则由外力改变运动结构所做的功确定。两部分相加，得到总能量

$$E = E_0 + E_k = m_0c^2\gamma \tag{2.24}$$

消去v可得

$$E^2 - c^2p^2 = m_0^2c^4 \tag{2.24a}$$

至此，LVE 方向关系、惯性积分和功关系形成了连续的能量—动量推导。式（2.24a）描述同一个空间拓扑结构的总能量与总动量之间的约束，为第五章的载波和包络分析提供基础。在 ASD 中，这组关系指向可储能的空间结构及其运动重构。

将这一动量关系写入分析力学，对$p = \partial\mathcal{L}_0/\partial v$积分，并以静止能量确定常数，得到自由拉格朗日量

$$\mathcal{L}_0 = -m_0c^2\sqrt{1 - v^2/c^2}, \qquad \mathrm{p} = \frac{\partial\mathcal{L}_0}{\partial \mathrm{v}}, \qquad E = \mathrm{p}\cdot\mathrm{v} - \mathcal{L}_0 \tag{2.24b}$$

式（2.24b）完全由 ASD 的动量重构关系（式 2.13）与功—能定理（式 2.22）严格导出，构成了物质在均匀空间中运动的变分作用量。

5. 引力质量与惯性质量的同源性

在 ASD 中，能量质量、惯性质量、主动引力质量和被动引力质量，都是同一拓扑物质的不同响应。E_0/c^2表征结构的静止储能，低速动量对速度的导数表征平移惯性，远场通量表征引力源强，外场势能中的系数表征受力耦合。这四种定义分别测量同一物理载体的储能、运动、场源和外场响应。

质量统一的物理基础，是拓扑结构与空间纵横场的共同载体。 作为源，这一结构使周围空间建立纵向梯度；作为试验体，它受到外部纵向应力作用；改变其运动状态时，核心和伴随场共同表现为惯性。ASD 以这种同源关系组织质量概念，并以普适耦合把它们连接为同一宏观质量参数。

以Q_0表示固定内部态的核心结构量，可将不同响应写为$m_i = C_i Q_0$、$m_g^{\mathrm{a}} = C_a Q_0$、$m_g^{\mathrm{p}} = C_p Q_0$。普适自由落体要求$C_p/C_i$与物质组成无关；源强和储能也按同一结构归一化。本章采用普适耦合关系

$$m_E = m_i = m_g^{\mathrm{a}} = m_g^{\mathrm{p}} = m_0 \tag{2.24c}$$

相应的弱场外势能与受力为

$$U_{\mathrm{ext}} = m_0 \Psi_{\mathrm{ext}} = \frac{1}{2} m_0 c^2 (X_{\mathrm{ext}} - 1), \qquad \mathrm{F}_g = -\nabla U_{\mathrm{ext}} = m_0 \mathrm{g}_X \tag{2.24d}$$

同一质量参数由此同时进入惯性关系和引力受力关系，弱场自由落体中的m_0相互约去。不同组成试验体的比较直接检验这一普适比值，MICROSCOPE 实验将相关检验推进到约10^{-15}的精度层级。对复合物体，结合能、内部应力及自引力贡献都作为总结构的一部分，进入相同的能量与源强核算。

四、行星轨道、光线偏折与 Shapiro 延迟

物质激发空间静态拉伸，运动又使拓扑核及其伴随场形成方向性的惯性响应。行星轨道是这两类空间作用的连续结合：行星在中心源建立的纵向背景中运动，沿途真实长度随位置变化，动量则随运动状态重构。ASD 由此把近日点进动归于非均匀空间中的运动动力学，把光偏折和 Shapiro 延迟归于同一空间结构对传播路径的作用。

本节沿着“空间拉伸—波长与计数尺度—局域运动—作用量”的物理次序展开。引力红移读出空间拉伸，Ω及X描述这一静态状态；空间长度律确定路径，第三节的动量与能量关系确定运动结构的响应。行星轨道和光传播共用这组空间变量，使物质的运动与光的传播在同一理论中相互衔接。

1. 球对称背景中的空间长度与有效光程

引力红移所体现的空间拉伸，是轨道和光路计算的物理基础。物质引起纵向空间状态的不均匀变化，波长与过程尺度随之改变，频率才相应变化。对静态、球对称、无电荷的外部场，中心源的纵向梯度选出径向，两个切向方向由球面对称性联系起来。下面以面积半径表示球面，以径向线膨胀表示沿梯度方向的空间长度，忽略试验体对中心源的反作用。

由第一节的空间线膨胀律，$\Omega = X^{-1/2}$。本章采用径向构成关系$d\ell_r = \Omega\, dr$，把它写入沿梯度方向的真实长度；面积半径r则使同一球面上的切向弧长表示为$r\, d\varphi$。轨道平面内的空间长度因而为

$$d\ell_s^2 = X^{-1} dr^2 + r^2 d\varphi^2 \tag{2.25}$$

式（2.25）使空间拉伸成为可以沿路径积分的物理量。相同的参考径向增量dr，在中心源附近对应更大的真实空间长度；行星和光经过该区域时，都要沿这一空间结构运动。切向

项中的r已经以实际球面面积定义，因此球面弧长和径向长度分别承担各自的几何信息。球对称保持球面上各方向的等价性，径向梯度则赋予空间静态各向异性。

空间拉伸同时改变路径长度和用于计数的标准过程。局域标准过程的特征波长相对于远场增长Ω倍，按$c=\lambda f$，其参考频率便为$f=\Phi f_0$。以远场标准过程建立统一计数t，同一间隔dt内局域标准过程积累的周期数为$dN=f_0\Phi\,dt$。于是按局域过程标定的速度变量为$v_*=f_0 d\ell_s/dN=\Phi^{-1}d\ell_s/dt$。

这里的每一个量都有空间和过程的含义：$d\ell_s$是路径的真实长度，Φ由标准过程的波长拉伸确定，dN是实际积累的周期数。$\Phi\,dt$将局域计数与远场计数相联系，ASD把其来源落实到标准过程的空间尺度。由此，局域运动定律可以连续地用于不同引力位置，而时间始终保持计数参数的地位。

对光的局域传播条件$v_*=c$，相应参考光程满足

$$d\ell_{\rm opt}^2=\Phi^{-2}d\ell_s^2=X^{-2}dr^2+X^{-1}r^2d\varphi^2,\qquad dt=\frac{d\ell_{\rm opt}}{c} \tag{2.26}$$

同一光程线元给出径向因子$X^{-1}=\Omega^2$和切向因子$X^{-1/2}=\Omega$。径向的一个Ω来自路径本身的拉伸，另一个来自计数标准所对应的波长拉伸及其参考折算；切向空间长度已经包含在面积半径中，计数折算仍按同一Ω进入。这两个分量共同决定任意方向的传播光程。

对一条一般光路，先把径向位移和切向位移代入式（2.26），再沿路径累计光程。近径向传播、掠射传播和环绕传播，都由同一个线元描述。空间的方向结构通过二次型进入传播定律，光的局域传播速度则始终保持c。

至此，引力红移中读出的空间拉伸，已经进入真实路径和参考光程。物质运动使用空间长度及局域速度，光传播使用同一长度与c的约束。ASD 由一组空间状态构建两类运动的共同背景，下面继续把第三节的空间惯性关系写入其中。

2. 与自由动量关系一致的轨道作用量

第三节由空间惯性关系得到了局域自由拉格朗日量$\mathcal{L}_0$。在非均匀空间中，拓扑核及伴随场响应的速度是v_*。对固定内部态，本章采用普适静态能量耦合：以Φ将局域结构能量折算到共同参考条件。这一系数与标准过程的波长和周期关系保持一致，作用量增量写为$\mathcal{L}\,dt=\mathcal{L}_0(v_*)\Phi\,dt$。

由空间长度律，$v_*^2=\dot r^2/X^2+r^2\dot\varphi^2/X$。将它代入自由作用量，得到

$$\mathcal{L}=-m_0c^2\Phi\sqrt{1-v_*^2/c^2}=-m_0c^2\sqrt{X-\frac{\dot r^2}{c^2X}-\frac{r^2\dot\varphi^2}{c^2}} \tag{2.27}$$

其中点号表示对参考计数参数t求导。式（2.27）将第三节由LVE与惯性重构建立的自由作用量，内嵌于中心质量源激发的静态拉伸空间之中。当$X\to1$时，空间恢复均匀背景，式

（2.27）还原为式（2.24b）；当物体静止（$\boldsymbol{v}_* = 0$）时，参考能量为$m_0c^2\Phi$。运动惯性重构与静态引力拉伸由此统一于同一拉格朗日体系。

空间拉伸对轨道的作用包含两个相互联系的方面：路径长度改变局域速度，结构能量的参考折算改变位置相关的能量。二者共同进入作用量，由变分同时产生受力、速度修正和守恒量。ASD 由此将牛顿势的弱场形式与高速动量关系接入同一动力学。

由拉格朗日量式（2.27）对广义速度求导，直接得到径向与角向的正则动量：

$$p_r = \frac{\partial L}{\partial \dot{r}} = \frac{m_0\dot{r}}{X\sqrt{X-\frac{\dot{r}^2}{c^2X}-\frac{r^2\dot{\varphi}^2}{c^2}}}, \qquad p_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = \frac{m_0r^2\dot{\varphi}}{\sqrt{X-\frac{\dot{r}^2}{c^2X}-\frac{r^2\dot{\varphi}^2}{c^2}}} \tag{2.28}$$

式（2.28）完整包含了空间径向拉伸因子X与运动重构阻抗对轨道动量的耦合调制。

为简化守恒量与轨道方程的推导，记根号内的无量纲正定函数为：

$$D = X - \frac{\dot{r}^2}{c^2X} - \frac{r^2\dot{\varphi}^2}{c^2} > 0 \tag{2.29}$$

由于φ不显含于$\mathcal{L}$，正则角动量守恒。单位质量的守恒量为

$$j = \frac{1}{m_0}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\varphi}} = \frac{r^2\dot{\varphi}}{\sqrt{D}} \tag{2.30}$$

静态背景不显含计数参数t，故系统哈密顿量（总参考能量）严格守恒。将式（2.28）代入 Legendre 变换，得到无量纲守恒能量：

$$\mathcal{E} = \frac{E_\infty}{m_0c^2} = \frac{p_r\dot{r}+p_\varphi\dot{\varphi}-\mathcal{L}}{m_0c^2} = \frac{X}{\sqrt{D}} \tag{2.31}$$

j的量纲为长度平方除以时间，$\mathcal{E}$为无量纲参考能量。它们分别来自球面对称性和静态背景，描述行星在空间拉伸中运动时保持的角动量与能量。由这两个守恒量可以直接消去参考计数参数，得到轨道的形状方程。

3. 径向方程与近日点进动

令

$$u(\varphi) = \frac{1}{r}, \qquad u' = \frac{du}{d\varphi} \tag{2.32}$$

由式（2.30）和链式法则，有

$$\dot{\varphi} = j\sqrt{D}\,u^2, \qquad \dot{r} = -j\sqrt{D}\,u' \tag{2.33}$$

把它们代回式（2.29），得到

$$D = X - \frac{j^2D}{c^2X}u'^2 - \frac{j^2D}{c^2}u^2$$

先除以D，再乘以X，并利用$X^2/D = \mathcal{E}^2$，可得

$$u'^2 = \frac{c^2}{j^2}(\mathcal{E}^2 - X) - Xu^2 \tag{2.34}$$

对φ求导，在$u' \neq 0$处约去$2u'$，并以连续性延伸到转折点，得到

$$u'' = -\frac{c^2}{2j^2}\frac{dX}{du} - Xu - \frac{1}{2}u^2\frac{dX}{du} \tag{2.35}$$

记$\mu = G_0 M$、$\ell_g = \mu/c^2$，则$X = 1 - 2\ell_g u$、$dX/du = -2\ell_g$。逐项代入上式：第一项为μ/j^2，第二项为$-u + 2\ell_g u^2$，第三项为$\ell_g u^2$。由此得到

$$u'' + u = \frac{\mu}{j^2} + 3\ell_g u^2 \tag{2.36}$$

式（2.36）给出本章球对称空间动力学的轨道方程。牛顿项决定椭圆的基本尺度，$3\ell_g u^2$则随行星靠近中心源而增强，改变径向运动与方位运动的配合关系。在当前面积半径表示中，$-Xu$带来$2\ell_g u^2$，X的导数项再带来$\ell_g u^2$；两部分共同来自同一空间长度和惯性耦合。

忽略修正项时，牛顿椭圆为

$$u_0(\varphi) = \frac{1}{p_{\mathrm{orb}}}(1 + e\cos\varphi), \qquad p_{\mathrm{orb}} = \frac{j^2}{\mu} = a(1 - e^2) \tag{2.37}$$

其中最后一个等号在零级椭圆上成立，a为半长轴、e为偏心率。令$u = u_0 + \delta u$，只在修正项中使用零级解，则

$$\delta u'' + \delta u = \frac{3\ell_g}{p_{\mathrm{orb}}^2}(1 + 2e\cos\varphi + e^2\cos^2\varphi) \tag{2.38}$$

利用$\cos^2\varphi = (1 + \cos 2\varphi)/2$，右侧分为常数项、$\cos\varphi$项与$\cos 2\varphi$项。常数项调整椭圆的平均尺度，二倍频项产生有界形变；使近日点逐周移动的是同频项

$$\frac{6\ell_g e}{p_{\mathrm{orb}}^2}\cos\varphi \tag{2.39}$$

由于$(d^2/d\varphi^2 + 1)(\varphi\sin\varphi) = 2\cos\varphi$，其累积解为

$$\delta u_{\mathrm{sec}} = \frac{3\ell_g e}{p_{\mathrm{orb}}^2}\varphi\sin\varphi \tag{2.40}$$

引入进动率参数$\kappa = 3\ell_g/p_{\mathrm{orb}}$，将伴随长期进动的椭圆轨道表征为旋转椭圆函数：

$$u_{\mathrm{prec}}(\varphi) = \frac{1}{p_{orb}}\{1 + e\cos[(1 - \kappa)\varphi]\}, \qquad \kappa = \frac{3l_g}{p_{orb}} = \frac{3G_0 M}{a(1-e^2)c^2} \tag{2.41}$$

将式（2.41）对κ作一阶展开即与式（2.37）及式（2.40）的累积解匹配。相邻两次近日点的方位角间隔为$2\pi/(1 - \kappa)$，因此每公转一周的近日点进动角及主阶解析表达式分别为：

$$\Delta\varpi = \frac{2\pi}{1-\kappa} - 2\pi = \frac{2\pi\kappa}{1-\kappa} = \frac{6\pi G_0 M}{a(1-e^2)c^2} + O\left(\frac{\ell_g^2}{p_{\mathrm{orb}}^2}\right) \tag{2.42}$$

以太阳引力参数$\mu_\odot \simeq 1.3271244 \times 10^{20}\ \mathrm{m^3 s^{-2}}$、水星$a \simeq 5.79 \times 10^{10}\ \mathrm{m}$、$e \simeq 0.2056$计算，本章中心场修正给出每周约$0.1035$角秒，折合每儒略世纪约$43.0$角秒。在完整星历中，这一贡献与其他行星摄动、太阳多极矩等作用一起进入轨道拟合。

这一结果在 ASD 中有直接的空间解释。行星从远日点向近日点运动时，进入拉伸逐渐增强的空间，其路径尺度、局域速度与惯性增益共同改变；离开近日点时，这些量再连续调整。一次径向往复所对应的方位角因此超过2π，近日点沿公转方向逐周移动。进动测量所检验的是这种空间结构与运动结构的联合关系。

4. 统一光程的各向同性坐标表示

光偏折和传播延迟使用同一个费马泛函

$$T[\Gamma]=\frac{1}{c}\int_{\Gamma} d\,\ell_{\mathrm{opt}},\qquad \delta T=0 \tag{2.43}$$

费马条件把实际光路确定为相位的驻值路径；在强透镜结构中，可出现多条驻值光路。为使弱场计算中的方向梯度更为直观，引入各向同性径向坐标ρ，定义

$$r=\rho\left(1+\frac{\ell_g}{2\rho}\right)^2,\qquad q=\frac{\ell_g}{2\rho},\qquad 0<q<1 \tag{2.44}$$

由此可得$X=(1-q)^2/(1+q)^2$和$dr/d\rho=1-q^2$。代入式（2.26）后，径向项与切向项具有相同的比例因子：

$$d\ell_{\mathrm{opt}}=n_{\mathrm{iso}}(\rho)\sqrt{d\rho^2+\rho^2 d\varphi^2},\qquad n_{\mathrm{iso}}=\frac{(1+q)^3}{1-q} \tag{2.45}$$

这一变换把原来分别写出的径向和切向分量，合并为参考欧氏线元前的标量系数n_{iso}。空间物理状态保持不变，径向坐标由面积半径r换为ρ。光程、冲击参数和端点位置随同一坐标变换表示，便可以直接进行射线积分。

对式（2.45）的各向同性有效折射率作有理分解，弱场展开为：

$$n_{iso}(\rho)=1+\frac{4q+3q^2+q^3}{1-q}=1+\frac{2\ell_g}{\rho}+O\left(\ell_g^2/\rho^2\right) \tag{2.46}$$

系数2由径向空间拉伸与计数尺度折算组成的完整光程，经坐标变换后自然出现。它同时进入光偏折和传播延迟，体现两种现象所共有的空间来源。光程始终沿路径积分，空间的方向信息则已经包含在这一转换后的表达中。

5. 光线在引力场中的偏折

在各向同性坐标平面中，以未扰动光线沿x轴传播、$y=b$为参考，取$\rho=\sqrt{x^2+b^2}$。由费马原理，若s_0是参考欧氏弧长、$\mathrm{e}=d\mathrm{x}/ds_0$，射线方程为

$$\frac{d}{ds_0}(n_{\mathrm{iso}}\mathrm{e})=\nabla n_{\mathrm{iso}} \tag{2.47}$$

沿基准光路$y=b$对线性折射率分布$n_{iso}(\rho)$求横向偏导数，得到波前偏折率方程：

$$\frac{d\theta}{dx}=\left.\frac{\partial n_{\mathrm{iso}}}{\partial y}\right|_{y=b}=-\frac{2l_g b}{(x^2+b^2)^{3/2}} \tag{2.48}$$

负号表示光线向中心质量偏转。对远处发射、远处接收的路径积分，得到

$$\alpha_{\mathrm{def}} = 2\ell_g \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{b\,dx}{(x^2+b^2)^{3/2}} \tag{2.49}$$

被积函数的原函数为$x/\left[b\sqrt{x^2+b^2}\right]$，代入正负无穷远积分限之差$2/b$，得到总偏折角的积分结果：

$$\alpha_{def} = \frac{4G_0M}{c^2 b} \tag{2.50}$$

对于太阳边缘的掠射光线，用太阳名义半径约6.957×10^8 m估计b，得到约1.75角秒的一阶偏折。此处b为无穷远归一化的冲击参数，在当前精度下可用太阳边缘距离估计。

ASD 将光偏折解释为光在非均匀空间中的相位寻径。靠近中心源一侧的空间拉伸更强，传播光程的增益更大；这一横向差异使波前方向连续转动，射线向质量源弯曲。费马驻值条件把上述相位关系写成射线方程。局域传播速度保持c，变化的是光实际经过的空间长度及其沿途分布。

6. Shapiro 延迟

在固定端点、静态弱场条件下，同一光程给出传播时间

$$T[\Gamma] = \frac{1}{c}\int_{\Gamma} n_{\mathrm{iso}}\; ds_0 \tag{2.51}$$

以同一坐标和端点构成的无引力直线长度R_{12}为参考，定义一程引力延迟

$$\Delta T = T - \frac{R_{12}}{c} \tag{2.52}$$

由于固定端点间直线基准路径Γ_0对欧氏弧长的一阶变分为零，沿Γ_0对线性折射率增量$n_1 - 1 = 2l_g/\rho$积分，得到单程引力传播延迟：

$$\Delta T = \frac{2G_0M}{c^3}\int_{\Gamma_0} \frac{ds_0}{\rho} \tag{2.53}$$

设最近接点两侧的端点对应$x=-x_1$和$x=x_2$，且$\rho_i = \sqrt{x_i^2+b^2}$。则

$$\Delta T = \frac{2G_0M}{c^3}\int_{-x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{x^2+b^2}} \tag{2.54}$$

利用

$$\int \frac{dx}{\sqrt{x^2+b^2}} = \ln\left(\frac{x+\sqrt{x^2+b^2}}{b}\right)$$

并用$\rho_1 - x_1 = b^2/(\rho_1+x_1)$化简，得到

$$\Delta T = \frac{2G_0M}{c^3}\ln\left[\frac{(\rho_1+x_1)(\rho_2+x_2)}{b^2}\right] \tag{2.55}$$

记两端点间的基准直线距离为$R_{12}=x_1+x_2$，利用恒等式$\rho_i-x_i=b^2/(\rho_i+x_i)$，可将式（2.55）等价地写为纯距离形式：

$$\Delta T=\frac{2G_0M}{c^3}\ln\left(\frac{\rho_1+\rho_2+R_{12}}{\rho_1+\rho_2-R_{12}}\right) \tag{2.56}$$

其中式（2.55）与式（2.56）的对数真数严格满足如下代数恒等式：

$$\frac{(\rho_1+x_1)(\rho_2+x_2)}{b^2}=\frac{\rho_1+\rho_2+R_{12}}{\rho_1+\rho_2-R_{12}} \tag{2.57}$$

对于静态固定端点之间的往返信号传播，总往返引力延迟的解析解为：

$$\Delta T_{round}=2\Delta T=\frac{4G_0M}{c^3}\ln\left(\frac{\rho_1+\rho_2+R_{12}}{\rho_1+\rho_2-R_{12}}\right) \tag{2.58}$$

式（2.58）给出了任意端点位置下静态往返引力延迟的闭合公式；当两端点远离最近接点（$\rho_1,\rho_2\gg b$）时，$\rho_i+x_i\to 2\rho_i$，对数项自然退化为熟知的远区渐近形式$\ln(4\rho_1\rho_2/b^2)$。

在 ASD 中，Shapiro 延迟来自光经过引力拉伸区域时积累的额外光程。路径本身随空间拉伸而增长，记录这一传播过程的局域标准尺度也与同一空间状态相联系。将全过程归算到共同参考后，光脉冲相对于无引力背景需要更长的计数间隔，增量就是额外参考光程除以c。整个过程遵守局域光速恒定。

光偏折与 Shapiro 延迟分别读出同一空间拉伸的横向变化和沿程积累：横向梯度改变传播方向，路径积分改变到达计数。行星轨道则把这一空间结构与拓扑物质的惯性重构联系起来。三类现象共同体现 ASD 的物理主线：中心源改变空间，改变后的空间同时作用于物质运动和光的传播。

广义相对论以四维时空几何中的物质与光的测地线描述这些现象；ASD 从空间拉伸、过程计数和空间惯性关系构建它们。在本节所取构成关系下，空间线元、光程和轨道作用量与 Schwarzschild 外部场的相应表达数学同形，光学几何在标准理论中也有相应表示。这种同形性使两套解释在此范围内给出相同结果；ASD 的理论内容在于以空间介质建立这些关系的物理来源。

五、黑洞

随着中心质量源高度集中，周围空间的纵向拉伸急剧增强，光波传播与物质运动的局域空间尺度随之逼近连续介质承受极限。ASD 据此从空间介质本体论出发确立强场边界原理：黑洞视界并非通向内部奇点的几何超曲面，而是三维连续空间介质状态的物理终止边界；黑洞作为物理实体由空间终止边界态及其外部空间场共同构成，其质量、自旋角动量、信息储存与热力学辐射均直接由这一物理边界承载。

1. 外部场的极限与边界本体图景

把前述球对称外部响应延伸到强场，定义

$$r_h = \frac{2G_0M}{c^2}, \qquad X(r_h) = 0 \tag{2.59}$$

从外侧趋近r_h时，$\Phi \to 0$、$\Omega \to \infty$，径向空间拉伸进入极限。按同一空间尺度关系，标准过程的特征波长增长，参考频率趋低；径向光传播所积累的参考光程也不断增大。式（2.59）把这一极限位置与中心源的总质量联系起来。

ASD 的强场边界假说规定：$X = 0$是空间连续介质状态的物理终止边界。 在这一理论图景中，$r < r_h$不再被设置为同一介质的连续空间区域，物质和信息的归宿转由边界态描述。黑洞的质量、角动量及其他总参数，由边界结构及其与外部空间场的耦合承载和表征。

边界体所指的是空间连续状态终止时的物理自由度及其组织方式。普通物质以局域拓扑核维持稳定结构，黑洞则以边界及外部场维持整体状态。两者都属于空间形成的物理对象，而结构的组织方式不同。边界上的局域应变、相位与耦合状态，为研究吸收、储能和再释放提供了相应的动力学变量。

入射物质向边界接近时，它所在的空间长度状态持续变化，核心及伴随场与边界的耦合逐渐成为主导。ASD 把后续演化组织为物质结构向边界结构和外场的转换。外部看到的质量变化记录总能量变化，吸收过程的微观差别则由边界与外场的联合状态承担。

本节先从外部传播计算边界的可观测尺度，再讨论边界本身的状态。这样，天文角尺度、径向距离、信号传播计数和边界能量都能在同一空间图景中获得各自的定义。空间的极限拉伸具有明确的传播表现，也为边界态与外部世界的联系设定条件。

这一边界本体使黑洞研究集中到三个连续的物理过程：边界如何接受入射结构，如何维持外部空间场，以及如何把储存的能量和状态重新耦合到传播模。下文的光学、质量与热力学计算，分别描述这些过程的路径条件、总量关系和统计性质。

在物理尺度上，r_h是有限面积半径。按照式（2.25），径向空间长度与光程分别为

$$\ell_s = \int \frac{dr}{\sqrt{X}}, \qquad \ell_{\mathrm{opt}} = \int \frac{dr}{X} \tag{2.60}$$

将$X(r) = 1 - r_h/r$代入式（2.60）第一式，从空间终止边界r_h到外部任意径向位置$r > r_h$的真实径向空间长度积分存在严格的初等解析原函数：

$$l_s(r_h, r) = \int_{r_h}^{r} \frac{dr'}{\sqrt{1 - r_h/r'}} = \sqrt{r(r - r_h)} + r_h \ln\left(\frac{\sqrt{r} + \sqrt{r - r_h}}{\sqrt{r_h}}\right) \tag{2.61}$$

将$X(r) = 1 - r_h/r$代入式（2.60）第二式，外部任意两半径$r_1, r_2 > r_h$之间的径向参考光程积分为：

$$l_{opt}(r_1, r_2) = \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{X(r)} = (r_2 - r_1) + r_h \ln\left(\frac{r_2 - r_h}{r_1 - r_h}\right) \tag{2.62}$$

对比解析解式（2.61）与式（2.62）可知：当内端点趋近空间终止边界（$r_1 \to r_h^+$）时，从边界到外部任意有限半径处的真实径向空间长度$l_s(r_h, r)$严格收敛为有限值，而径向参考光程$l_{opt}(r_1, r_2)$则因对数项发散而趋于无穷大。局域径向线膨胀系数、真实累积空间长度与参考传播光程的这一解析分化，从根本上阐明了为何黑洞具有有限的几何边界尺度，却对外部信号表现为无限传播延迟。

2. 质量参数与表面引力的归一化

黑洞质量M由外部纵向空间场的渐近通量确定，式（2.7b）给出相应定义。ASD 把这一总源强与边界态及外部场的总储能联系起来，沿用$E_{\mathrm{bdy}} = Mc^2$的能量归一化。黑洞质量由此成为边界结构的整体参数，外部引力场则是这一结构对周围空间的持续作用。

普通拓扑核以近域体密度亏损和有限结构体积表征质量，黑洞以边界状态和远场通量表征质量。在固定G_0下，M与r_h成正比，A_h与M^2成正比。这里的半径表征边界位置，面积表征边界规模，质量表征总能量与源强，三者通过空间边界关系连接起来。

将式（2.7）的梯度量延伸到外部边界，得到

$$\kappa_X = \frac{c^2}{2} \lim_{r \to r_h^+} X'(r) = \frac{G_0 M}{r_h^2} = \frac{c^4}{4 G_0 M} \tag{2.63}$$

κ_X表征按远场参考归一化的边界纵向梯度，其大小随M^{-1}变化。对固定质量，外部梯度量在趋近边界时达到有限上界。这一量适于比较不同黑洞的边界场尺度；局域悬停所需的外力，则由局域能量与真实长度的关系计算。

局域悬停受力则应从同一能量和长度标定推导。由式（2.27），静止试验体的参考能量为$E_\infty = m_0 c^2 \Phi$，因而径向虚位移所需参考功为

$$dW_\infty = dE_\infty = \frac{m_0 G_0 M}{r^2 \sqrt{X}}\, dr \tag{2.64}$$

采用$d\ell_s = dr/\sqrt{X}$和局域功的参考折算$dW_\infty = \Phi\, dW_{\mathrm{loc}}$，可得

$$\frac{F_{\mathrm{hold,loc}}}{m_0} = \frac{G_0 M}{r^2 \sqrt{X}} \tag{2.65}$$

当$r \to r_h^+$时，局域悬停力按$X^{-1/2}$增长，保持静止所需的支撑趋于无穷；经空间尺度折算后的$\sqrt{X}\, F_{\mathrm{hold,loc}}/m_0$则趋于有限的$\kappa_X$。两个结果分别对应局域支撑和远场归一化，反映同一空间拉伸在两种量值表示中的作用。

从 ASD 的边界图景看，越接近连续状态的终止位置，把一个稳定试验体保持在固定位置所需的重构作用越大。自由下落描述物体在该背景中的运动，悬停力描述阻止这种运动所需的支撑，两者属于不同的动力学条件。有限表面引力与发散的局域悬停力分别由上述定义确定。

3. 光子球与临界阴影尺度

黑洞周围的光子球是空间光程结构形成的临界传播轨道。沿球面绕行时，环周几何尺度随半径减小而缩小，空间拉伸引起的光程增益却不断增大；两种变化的共同作用产生临界位置。继续使用式（2.26），写成

$$d\ell_{\mathrm{opt}}^2 = \mathcal{A}(r)^2 dr^2 + \mathcal{B}(r)^2 d\varphi^2, \qquad \mathcal{A} = X^{-1}, \quad \mathcal{B} = rX^{-1/2} \tag{2.66}$$

令s_{opt}为光程参数，单位切向条件为$\mathcal{A}^2\left(dr/ds_{\mathrm{opt}}\right)^2 + \mathcal{B}^2\left(d\varphi/ds_{\mathrm{opt}}\right)^2 = 1$。轴对称给出守恒冲击参数

$$b = \mathcal{B}^2 \frac{d\varphi}{ds_{\mathrm{opt}}} = \mathcal{B}\sin\psi_{\mathrm{opt}} \tag{2.67}$$

ψ_{opt}是按光程线元定义的传播方向与径向夹角。由于$\mathcal{B} \to r$，b在无穷远与通常的冲击参数一致。相应径向方程为

$$\mathcal{A}^2\left(\frac{dr}{ds_{\mathrm{opt}}}\right)^2 = 1 - \frac{b^2}{\mathcal{B}^2} \tag{2.68}$$

最近接点满足$b = \mathcal{B}(r_0)$；圆形临界轨道还要求$d\mathcal{B}/dr = 0$。由

$$\mathcal{B}(r) = \frac{r}{\sqrt{1-2\ell_g/r}}, \qquad \mathcal{B}'(r) = \frac{1-3\ell_g/r}{\left(1-2\ell_g/r\right)^{3/2}} \tag{2.69}$$

得到

$$r_{\mathrm{ph}} = 3\ell_g = \frac{3G_0M}{c^2} = \frac{3}{2}r_h \tag{2.70}$$

此处$\mathcal{B}$为极小值，$1/\mathcal{B}^2 = X/r^2$为极大值。临界光轨对径向扰动不稳定：略向外偏离的路径可能逃逸，略向内偏离的路径则向边界方向传播。于是临界冲击参数为

$$b_c = \mathcal{B}\left(r_{\mathrm{ph}}\right) = 3\sqrt{3}\,\frac{G_0M}{c^2} = \frac{3\sqrt{3}}{2}r_h \tag{2.71}$$

当外部边界具有吸收条件时，来自无穷远、$b < b_c$的光线进入捕获区域，$b > b_c$的光线存在外部转折点。因此b_c给出远处观测者的临界阴影尺度。距离为$D_{\mathrm{obs}} \gg r_h$时，角半径约为b_c/D_{obs}。

视界半径r_h确定介质边界，光子球半径r_{ph}确定不稳定的临界光轨，b_c确定远处观察的捕获尺度。实际成像中的亮度分布再由发射物质、吸收、散射、观测倾角和仪器响应决定。在 ASD 中，弱场偏折和强场光子球由同一空间光程律贯通：远离源时它产生微小路径弯曲，靠近边界时它形成临界环绕与捕获区域。

4. 旋转源的环向伴随场

旋转质量源持续带动周围空间介质发生定向扭转，在静态径向拉伸之外激发稳恒的环向伴随场$\mathrm{u}_{\mathrm{rot}}$。该环向伴随场与光波传播方向直接耦合，使顺行与逆行光路产生确定的有向光程差。

环向伴随场延续了第三节的物质运动图景：源的运动作用于空间，空间的方向重构又作用于传播模。$\mathrm{u}_{\mathrm{rot}}$以速度量纲表示这一有效输运状态，所描述的是空间自由度的方向响应。平动产生沿运动方向的伴随结构，自转则使不同位置的方向响应共同组织成环向场。

令源的质量流密度为$\mathrm{j}_m = \rho_m \mathrm{v}_m$，稳定流满足$\nabla \cdot \mathrm{j}_m = 0$。其总角动量为

$$\mathrm{J} = \int \mathrm{x}' \times \mathrm{j}_m(\mathrm{x}')\, d^3x' \tag{2.72}$$

引入无量纲耦合系数ζ，取最低阶静态场方程

$$\nabla \cdot \mathrm{u}_{\mathrm{rot}} = 0, \qquad \nabla^2 \mathrm{u}_{\mathrm{rot}} = -\frac{4\pi\zeta G_0}{c^2}\mathrm{j}_m \tag{2.73}$$

式（2.73）是旋转质量流与横向空间响应之间的有效场方程，ζ表征纵横耦合的归一化。稳定源允许采用泊松形式，源的时间变化则进入相应的因果传播方程。

采用无穷远衰减的边界条件，由$\nabla^2|\mathrm{x}-\mathrm{x}'|^{-1} = -4\pi\delta^{(3)}(\mathrm{x}-\mathrm{x}')$，可得

$$\mathrm{u}_{\mathrm{rot}}(\mathrm{x}) = \frac{\zeta G_0}{c^2}\int \frac{\mathrm{j}_m(\mathrm{x}\prime)}{|\mathrm{x}-\mathrm{x}\prime|}\, d^3x' \tag{2.74}$$

对于没有整体平动的局域自转源，$\int \mathrm{j}_m\, d^3x' = 0$。将格林函数作远场展开

$$\frac{1}{|\mathrm{x}-\mathrm{x}'|} = \frac{1}{r} + \frac{\hat{\mathrm{r}}\cdot\mathrm{x}'}{r^2} + O(r^{-3})$$

第一项积分消失。稳定性与局域性还给出

$$\int \mathrm{j}_m(\mathrm{x}')(\mathrm{x}'\cdot\hat{\mathrm{r}})\, d^3x' = \frac{1}{2}\mathrm{J}\times\hat{\mathrm{r}} \tag{2.75}$$

该恒等式由稳恒无散条件导出的体积分恒等式$\int \nabla\cdot\left(x'_i x'_j \mathrm{j}_m\right) d^3x' = 0$严格保证：它使一阶矩张量$\int x'_i j_{m,j}\, d^3x'$的对称部分恒为零，反对称部分则完全由总角动量矢量$\boldsymbol{J}$唯一确定。由此得到旋转源外部环向偶极伴随场的解：

$$\boldsymbol{u}_{rot} = \frac{\zeta G_0}{2c^2}\frac{\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{r}}{r^3} \tag{2.76}$$

式（2.76）严格满足外部无源条件下的无散与调和方程（$\nabla\cdot\boldsymbol{u}_{rot} = 0, \nabla^2\boldsymbol{u}_{rot} = 0$），表明外部环向伴随场由源的总角动量决定，幅度按$r^{-2}$衰减。取$\zeta = 4$作为旋转引力耦合的标定值，即得$\boldsymbol{u}_{rot} = 2G_0(\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{r})/(c^2r^3)$。

取$\mathrm{J} = J\hat{\mathrm{z}}$，则

$$u_\varphi = \frac{\zeta G_0 J}{2c^2r^2}\sin\theta, \qquad \omega_{\mathrm{rot}} = \frac{u_\varphi}{r\sin\theta} = \frac{\zeta G_0 J}{2c^2r^3} \tag{2.77}$$

u_φ在极轴上趋零，表示环向线速度随到轴距离缩小而下降；由连续极限定义的ω_{rot}则保持相应的场角速度值。源的自转角速度描述物质自身的运动，$\omega_{\mathrm{rot}}(r)$描述该运动在外部空间建立的环向响应，二者由源分布和耦合关系联系。

5. 有向光程与 Sagnac 型时间差

将环向伴随场速度$\mathrm{u}_{\mathrm{rot}}$作为局域空间定向输运变量，由第一章的长度矢量效应（LVE）直接写出有向传播耦合因子的表达式：

$$K_{rot} = \gamma_{rot}\left(1 - \frac{\boldsymbol{u}_{rot}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}}{c}\right) = \frac{1-\boldsymbol{u}_{rot}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}/c}{\sqrt{1-u_{rot}^2/c^2}} \tag{2.78}$$

将这一方向耦合应用于弱场传播，并仅保留静态项及旋转一阶项，可写成

$$T[\Gamma] = \frac{1}{c}\int_\Gamma d\,\ell_{\mathrm{opt}} - \frac{1}{c^2}\int_\Gamma \mathrm{u}_{\mathrm{rot}}\cdot d\mathrm{x} \tag{2.79}$$

式（2.79）的静态部分由径向空间拉伸确定，旋转部分由环向场与路径方向的投影确定；此处保留旋转一阶项，远区位移用参考坐标$d\mathrm{x}$表示。反转传播方向时，投影项反号，静态光程保持相同，顺逆传播的差异由此直接显现。

代入环向偶极场，有

$$\delta T_{\mathrm{rot}} = -\frac{\zeta G_0}{2c^4}\int_\Gamma \frac{(\mathrm{J}\times\mathrm{r})\cdot d\mathrm{x}}{r^3} \tag{2.80}$$

在既定符号约定下，沿场方向与逆场方向传播的修正异号。对同一固定闭合路径C，将其正向定义为沿$\mathrm{u}_{\mathrm{rot}}$方向，得到

$$T_- - T_+ = \frac{2}{c^2}\oint_C \mathrm{u}_{\mathrm{rot}}\cdot d\mathrm{x} \tag{2.81}$$

对于与自转轴共轴、固定径向距离r与极角θ的圆环闭合光路C（圆环半径为$R_\perp = r\sin\theta$，所围面积为$A_C = \pi R_\perp^2$），由于环向场角速度$\omega_{\mathrm{rot}}(r)$沿整个圆环严格恒定，环路积分等于$\oint_C \mathrm{u}_{\mathrm{rot}}\cdot d\mathrm{x} = 2\omega_{\mathrm{rot}}A_C$。代入式（2.81）及式（2.77），得到共轴圆环逆行与顺行传播时间差的解：

$$T_- - T_+ = \frac{4\omega_{rot}A_C}{c^2} = \frac{2\zeta G_0 J A_C}{c^4 r^3} \tag{2.82}$$

式（2.82）把环向空间状态与沿闭合路径的计数差联系起来。在 ASD 中，顺行和逆行传播所经历的方向耦合不同，差异沿路径累加后形成可比较的到达计数。源的环向伴随场、装置自身旋转和端点运动各有相应的物理变量，在具体测量中分别进入光程。

旋转由此把静态黑洞的径向空间结构扩展为具有环向响应的外部场。顺行与逆行轨道在同一位置具有不同的传播条件，这是环向伴随场的直接作用。将这一构造推进到强场，可以继续研究临界光轨、捕获区域及阴影的方向结构；本节的远场结果为该方向提供了耦合形式与尺度。

6. 黑洞信息与边界态动力学

在 ASD 的边界图景中，入射物质通过与边界耦合，转入新的边界态与外部场态。黑洞的宏观质量、角动量和电荷记录总量，边界结构则承载与这些总量相容的微观状态。信息问题因此落实为物质状态、边界状态与传播状态之间的动力学转换。

吸收过程改变原有局域拓扑结构的组织方式。入射结构的核心形态可以解组，其能量和状态差异转移到边界的局域应变、相位分布及外场耦合中。宏观质量的增加记录总储能变化，微观状态则继续区分不同的入射历史。ASD 由此把质量累积和状态储存放在同一边界对象上。

用$\mathcal{B}[\Sigma_h]$表示边界Σ_h上的微观态，概念上的吸收与再释放过程可写为

$$(\mathcal{B}, \mathcal{I}_{\text{in}}) \to (\mathcal{B}', \mathcal{R}_{\text{out}}) \tag{2.83}$$

$\mathcal{I}_{\text{in}}$为入射态，$\mathcal{R}_{\text{out}}$为向外传播的场态。远场的质量、角动量和电荷是对联合状态的宏观概括，边界上则可存在与同一组总参数相容的多种微态。宏观观测把这些差别粗粒化，微观描述保留边界及外场的细节。

边界再释放是同一耦合过程的向外通道。外部看到的辐射，由边界状态与空间传播模耦合产生；不同发射时刻、方向和模态之间的关联，提供状态从边界传出的可能载体。近热强度谱描述粗粒化的能量分布，状态信息则还涉及各模态之间的联合关系。

对信息保存而言，关键是完整状态映射能否保留不同入射态的区别。若边界与外场的联合演化可逆，输入状态便能够在完整输出中得到区分。能量守恒控制交换的总量，状态映射控制区别如何传递；ASD 把两者放在同一边界动力学中考察。

这一构造把黑洞的信息载体明确为空间边界及其外场。研究对象包括入射拓扑结构怎样解组、状态差异怎样存储、传播模怎样携带这些差异，以及宏观近热统计怎样从微观状态产生。边界本体使这些问题具有共同的物理承载者。

吸收、储存和辐射由此成为同一组空间自由度的不同过程。下面以边界微态的计数建立熵，再把熵与能量联系起来，进一步描述这个物理对象的统计性质。

7. 边界辐射、蒸发与面积熵

边界态通过与外部空间模的耦合释放能量。净向外通量使黑洞的储能减少，净吸收则使储能增加。对非旋转、无电荷的准静态演化，取$E_{\text{bdy}} = Mc^2$，能量平衡为

$$c^2 \frac{dM}{dt} = P_{\text{in}} - P_{\text{out}} \tag{2.84}$$

在G_0固定时，$r_h = 2G_0M/c^2$随质量一同减小。边界面积采用前述面积半径定义，因而

$$A_h = 4\pi r_h^2 = \frac{16\pi G_0^2 M^2}{c^4} \tag{2.85}$$

在 ASD 中，蒸发因而具有空间结构意义：边界向外释放传播模，总储能与质量减少，边界尺度随之收缩；吸积则沿相反方向改变这一结构。辐射能量的来源是边界及其外场的储能，释放通道由边界与传播模的耦合决定。

黑洞面积熵直接源于空间终止边界的微观自由度计数。设边界由有效面积为a_*的均匀微观单元构成，每个边界单元具有g_*个可及微观态，则边界面积所包含的独立单元总数N_h与边界总微观状态数W分别为：

$$N_h = \frac{A_h}{a_*}, \qquad W = g_*^{N_h} \tag{2.86}$$

微观状态总数W随边界单元数呈指数增长。由 Boltzmann 统计熵关系，直接导出黑洞边界的面积熵定律：

$$S_{bdy} = k_B \ln W = k_B \sigma_h A_h, \qquad \sigma_h = \frac{\ln g_*}{a_*} \tag{2.87}$$

其中σ_h具有面积倒数量纲，表征单位边界面积的微观状态容量密度。式（2.86）—（2.87）从边界微观自由度严格确立了黑洞熵与视界面积成正比的面积定律。

面积在这里具有直接的本体含义。参与统计的是边界自身的局域自由度，边界面积决定可容纳单元的规模，单元内部可及态数决定每单位面积的熵。因此，ASD 把面积熵追溯到边界结构的状态容量：微态总数随单元数指数增长，熵作为其对数则随面积增长。

边界收缩使模型中的黑洞熵减少，向外辐射同时把能量和状态带入周围空间。热力学的总熵核算由边界、辐射和背景共同组成，吸收与释放都在这一整体中比较。

8. 边界热力学第一定律

在固定G_0、c与σ_h的非旋转、无电荷准静态序列中，式（2.85）与式（2.87）给出

$$dA_h = \frac{32\pi G_0^2 M}{c^4}\, dM, \qquad dS_{\mathrm{bdy}} = k_B \sigma_h\, dA_h \tag{2.88}$$

在可用热力学状态描述的准静态序列上，温度是边界储能对熵的共轭响应：

$$T_{\mathrm{bdy}} = \frac{dE_{\mathrm{bdy}}}{dS_{\mathrm{bdy}}} = \frac{c^6}{32\pi k_B \sigma_h G_0^2 M} \tag{2.89}$$

于是

$$dE_{\mathrm{bdy}} = T_{\mathrm{bdy}}\, dS_{\mathrm{bdy}} \tag{2.90}$$

式（2.90）把边界能量变化与可及微态规模的变化联系起来。边界与外场达到相应热平衡或满足详细平衡时，这一热力学温度也进入辐射关系。由式（2.89）可见，温度的质量依赖来自边界面积与总能量的共同尺度。

在边界统计模型中，采用 Bekenstein—Hawking 参考归一化，有

$$\sigma_h = \frac{c^3}{4G_0\hbar}, \qquad S_{\mathrm{BH}} = \frac{k_B c^3 A_h}{4G_0\hbar} \tag{2.91}$$

将这一归一化代入式（2.89），得到

$$T_{\mathrm{bdy}} = \frac{\hbar c^3}{8\pi G_0 k_B M} \tag{2.92}$$

这组关系与标准黑洞热力学的熵和温度表达相衔接。在 ASD 中，$\sigma_h = \ln g_* / a_*$所指向的是边界单元的状态容量，温度则衡量增加单位熵所需的边界能量。不同微观状态容量对应不同的温度归一化，面积律与温度系数由同一统计结构联系。

当σ_h固定时，$T \propto M^{-1}$，对应热容为

$$C_{\mathrm{bdy}} = \frac{dE_{\mathrm{bdy}}}{dT_{\mathrm{bdy}}} = -\frac{Mc^2}{T_{\mathrm{bdy}}} < 0 \tag{2.93}$$

在有效发射面积正比于A_h、可用通道数和灰体因子近似不变且采用热谱通量的范围内，有$P_{\mathrm{out}} \propto A_h T^4 \propto M^{-2}$。质量越小，温度越高，对应的放能速率也越大。实际净蒸发率再由这一向外通量与吸积、背景辐射的向内通量共同确定。

对旋转或带电边界，若存在可微状态函数$E_{\mathrm{bdy}}(S, J, Q)$，第一定律的一般结构为

$$dE_{\mathrm{bdy}} = T_{\mathrm{bdy}}\, dS + \omega_{\mathrm{bdy}}\, dJ + \mathcal{V}_{\mathrm{bdy}}\, dQ \tag{2.94}$$

这里$\omega_{\mathrm{bdy}} = (\partial E / \partial J)_{S,Q}$和$\mathcal{V}_{\mathrm{bdy}} = (\partial E / \partial Q)_{S,J}$分别为边界角动量和电荷的能量共轭量。$\omega_{\mathrm{bdy}}$描述边界储能对角动量的响应，$\omega_{\mathrm{rot}}(r)$描述外部环向场，两者在完整边界—外场模型中建立联系。

当G、作用量尺度或边界单元面积也参与状态变化时，熵和能量增加相应的变量，第一定律随之增加共轭项。这样，空间背景、边界结构和外场交换可以在同一热力学框架中继续扩展。

本节的 ASD 解释以边界本体贯穿外部光学、旋转、信息和热力学。广义相对论将事件视界定义为全局因果边界；ASD 的强场假说把它进一步规定为空间连续介质的物理终止边界，并将储能、状态和辐射落实到边界自由度。标准 Hawking 理论通过量子场在引力背景中的传播和态关系计算辐射， ASD 则把相应研究落实到边界与空间传播模的耦合。

六、本章小结

（1）时间的过程计数本质与引力红移的空间静态拉伸起源。本章以连续空间介质为物理本体，明确确立时间是标准周期过程的计数尺度而非独立流逝的实体。物质激发周围空间产生静态拉伸（线膨胀系数Ω、线密度系数Φ、无量纲状态函数X），使局域特征长度与光波波长按Ω增长，在局域光速恒定约束下必然导致周期延长与频率按Φ降低（式 2.2—2.4）。纵向空间状态函数的空间梯度（∇X）及其在空间介质中产生的主应力差直接构成引力作用，引力常数$G_0 = \xi_G c^2 / (\rho_0 l_0^2)$则将宏观引力强度归结为空间本底密度、波速与拓扑结构尺度的内生组合。

（2）拓扑核—伴随场重构阻抗与全速度动量、能量关系。ASD 将物质定义为空间局部体密度亏损形成的稳定拓扑结构（$m_0 = \rho_0 V_{eff}$），将惯性明确诠释为外力改变拓扑核及其伴随空间场运动状态时所表现出的空间重构阻抗。由长度矢量效应（LVE）的轴向逆尺度对称均值γ及偶极惯性权重积分，直接导出全速度动量关系$p = m_0\gamma v$、纵向与横向惯性阻抗（$m_0\gamma^3$与$m_0\gamma$）、动能（式 2.23）、总能量$E = m_0c^2\gamma$以及自由粒子拉格朗日量（式 2.24b）。能量质量、惯性质量、主动与被动引力质量因共享同一空间拓扑载体而严格同源（$m_E = m_i = m_g^a = m_g^p = m_0$）。

（3）非均匀拉伸空间中的轨道动力学与引力光学解。将静态空间拉伸线元（式 2.25）与运动重构作用量相结合，建立了统一的球对称轨道作用量（式 2.27），导出守恒角动量、守恒能量及轨道微分方程（式 2.36），揭示行星近日点进动是空间径向拉伸与运动惯性增益协同演化的结果。在光学传播中，空间拉伸与计数折算共同决定参考光程线元（式 2.26）及各向同性折射率（式 2.45），光线偏折读出横向光程梯度，Shapiro 延迟则由沿程附加光程的对数积分（式 2.55—2.58）完整刻画。

（4）黑洞的空间终止边界本体论、环向伴随场与边界统计热力学。当纵向空间状态函数达到$X = 0$（$r_h = 2G_0M/c^2$）时，ASD 确立强场边界原理：视界是连续空间介质状态的物理终止边界。径向真实空间长度的原函数（式 2.61）在边界处保持有限，而径向参考光程（式 2.62）呈对数发散，光子球半径$r_{ph} = 3r_h/2$与临界冲击参数$b_c = 3\sqrt{3}r_h/2$刻画强场捕获尺度；旋转源激发的环向伴随场（式 2.76）与 LVE 有向耦合因子（式 2.78）给出共轴圆环的 Sagnac 时间差（式 2.82）；边界微观单元的状态计数（式 2.86—2.87）直接确立面积熵定律与边界热力学第一定律（式 2.88—2.94），将黑洞的质量、角动量、信息与热辐射落实于物理边界态。

（5）ASD 空间动力学与相对论的物理本体对照。ASD 与相对论在本章核心方程上具有数学同构性，但二者的物理本体论与因果逻辑起点截然不同，系统对比如下表：

问题	ASD 的物理解释	相对论的相应表述
引力红移	空间拉伸改变波长，频率随之变化	固有时及频率比较
引力作用	纵向空间状态梯度产生应力作用	时空几何与物质运动
惯性与动量	拓扑核与伴随场的重构阻抗	时空对称性与能量—动量关系
轨道与引力光学	空间拉伸与运动、传播过程耦合	物质及光的测地线
黑洞视界	空间连续介质终止的边界假说	全局因果边界
旋转效应	环向伴随场造成有向传播差	旋转时空的拖曳响应
熵与信息	边界微态及其与外场的交换	黑洞热力学及量子态演化

（6）本章理论层级、适用域限制与后续章节接口。为严格界定本章各项关系与宏观构成定律的物理前提及适用范围，特将全章涉及的层级条件与理论接口集中规定如下：

第一，静态球对称膨胀律与局域长度构成的边界。第一节与第四节采用的球对称线膨胀律（式 2.3—2.4）及径向长度构成关系（$d\ell_r = \Omega\, dr$）适用于孤立、静态、无电荷且忽略受试体反作用的外部空间背景；弱场红移与牛顿势约束其渐近行为，而多体非对称强场分布及标准过程与空间场的微观耦合机制，须由后续章节的纵横双场动力学方程完整求解。

第二，空间弹性分支同速条件与引力耦合系数的微观边界。第二节式（2.5）给出的纵横波同速关系建立于无物质扰动的均匀基态、线性长波近似；式（2.7c）给出了引力常数G_0的微观尺度组合要求，其中无量纲耦合效率ξ_G的具体数值以及可变背景下的缓变耦合推广（如$\nabla\cdot[G(\mathrm{x})^{-1}\nabla\Psi] = 4\pi\rho_g$），须由空间晶格与拓扑核的微观结构解确定。

第三，等效球惯性构成闭合、无辐射条件与质量同源匹配的边界。第三节建立动量积分所用的偶极惯性权重（式 2.11）是连接 LVE 轴向对称增益与宏观动量的有效构成闭合，在一般非轴向角度上$K(\chi)^{-1} \neq \gamma(1+\beta\cos\chi)$；式（2.15）—（2.24b）针对内部拓扑态固定、无净电磁或空间波辐射的守恒运动整体，若系统伴随辐射或内部激发，总动量与能量平衡须计入辐射场动量及内部态变化；近域有限体密度亏损积分（式 2.8—2.9）与外部长程$1/r$拉伸场通量（式 2.7b）及四类质量归一化（式 2.24c）的微观衔接，属于第四、五章稳定拓扑孤子解的匹配条件。

第四，后牛顿轨道摄动、慢旋转弱场伴随场与黑洞边界微观统计的边界。第四节的近日点进动与光线偏折、Shapiro 延迟计算针对单中心源真空外部场，实际天文星历与链路测量还需计入多行星摄动、太阳多极矩、端点运动及介质色散修正；第五节旋转伴随场（式 2.73—2.82）建立于稳恒局域源、远区弱场与一阶慢旋转条件，其中$\zeta = 4$为经验标定值；黑洞视界作为空间连续介质终止边界（$X = 0$）在本章属于强场边界假说，其非线性相变形成机制、边界与外场联合演化映射（式 2.83）的可逆性证明，以及边界微观单元面积a_*、简并度g_*与单元间关联对面积熵次领阶项的贡献，均构成后续非线性纵横场论与微观统计动力学的研究课题。

从本章确立的静态空间各向异性与运动惯性重构出发，第三章将深入研究运动电荷激发的横向空间剪切—扭转场与电磁相互作用，第四章与第五章则进一步构建空间 FCC 微观晶格、物质拓扑结构及纵横双场统一母方程。贯穿全书的物理主线始终如一：空间形成物质，物质改变空间，空间状态决定物质运动与波的传播。

本章参考文献

[1] BIPM. *The International System of Units (SI)*, 9th edition.

[2] BIPM. *Mise en pratique for the definition of the second in the SI*.

[3] Bothwell T, Kennedy C J, Aeppli A, et al. Resolving the gravitational redshift across a millimetre-scale atomic sample. *Nature*, 2022, 602: 420–424.

[4] Touboul P, et al. MICROSCOPE Mission: Final Results of the Test of the Equivalence Principle. *Physical Review Letters*, 2022, 129: 121102.

[5] Gibbons G W, Werner M C. Applications of the Gauss–Bonnet theorem to gravitational lensing. *Classical and Quantum Gravity*, 2008, 25: 235009.

[6] NASA/JPL Solar System Dynamics. Astrodynamic Parameters；Approximate Positions of the Planets.

[7] Will C M. The Confrontation between General Relativity and Experiment. *Living Reviews in Relativity*, 2014, 17: 4.

[8] Hawking S W. Particle creation by black holes. *Communications in Mathematical Physics*, 1975, 43: 199–220.

[9] Bekenstein J D. Black Holes and Entropy. *Physical Review D*, 1973, 7: 2333–2346. doi:10.1103/PhysRevD.7.2333.

[10] IAU. *Resolution B3 on recommended nominal conversion constants for selected solar and planetary properties*, 2015.

[11] Everitt C W F, DeBra D B, Parkinson B W, et al. Gravity Probe B: Final Results of a Space Experiment to Test General Relativity. *Physical Review Letters*, 2011, 106: 221101.