

真空涨落下粒子在引力空间中的运动

叶兴浩^{1,2}

(1. 浙江大学物理系, 杭州 310027;
2. 杭州电子科技大学应用物理系, 杭州 310018)

摘要: 为深入探索引力相互作用的物理本质, 本文从真空涨落引力空间模型出发研究了光和实物粒子在引力场中的运动, 分析过程中同时考虑了狭义相对论和真空折射两种效应。尽管没有运用弯曲时空的概念, 但所得结果与广义相对论完全一致。进一步研究表明, 如果采用一个整合的真空折射率, 则光和实物粒子在引力空间中的运动可以在波动的基础上得以统一。

关键词: 引力理论; 真空涨落; 真空折射; 粒子运动; 狭义相对论; 广义相对论

中图分类号: O412.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-2850(2008)08-0816-11

Vacuum fluctuations based view of the motion of particles in gravitational space

YE Xinghao^{1,2}

(1. *Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027;*
2. *Department of Applied Physics, Hangzhou University of Electronic Science & Technology, Hangzhou 310018*)

Abstract: To reach a deep understanding of the gravitational interaction, this paper investigates the motion of photons and other particles in gravitational field. The study is based on the vacuum fluctuational model of gravitational space. Both the effect of special relativity and the effect of vacuum refraction are considered. The result is just the same as that given by general relativity, though no use of the concept of curved spacetime. Further investigation indicates that, the two types of motion can be simply unified into a wave motion if an integrated refractive index of vacuum is adopted.

Key words: theory of gravitation; vacuum fluctuation; vacuum refraction; motion of particles; special relativity; general relativity

0 引言

从广义相对论引力场方程的 Schwarzschild 解出发, 可以得到光在引力场中偏折及水星近日点进动的结论, 其计算结果与实际测量相吻合。这说明广义相对论用几何化手段描述引力场的作用是实用的。但是, 广义相对论并没有说明物质何以导致其周围时空发生弯曲以及弯曲的时空何以在质上区别于平直的时空。因此, 广义相对论关于引力的描述仍然是现象的, 而非实质的。这就使得自广义相对论创立以来不断有人试图探究与引力相联系的弯曲时空的物理内涵。一些文献指出, 光在引力场中的弯曲可以用一个等效的折射效应来描述^[1~5]。有的文献指出, 引力空间实际上是一种特殊的渐变折射率介质, 由此引起一系列与广义相对论等价的效应^[6~12]。更有学者明确指出, 这种特殊的介质就是真空^[13~18]。通过引入渐变折射率真空的概念, 光在引力场中的弯曲以及引力透镜的现象可以简单地用光学的方法加以分析和计算^[16,18]。

渐变折射率真空意味着一个具有特殊内在微观构造的真空。现代量子真空的理论和实验发现为此

提供了支持^[19~26]。量子真空的一个基本特性是真空涨落^[27]。文献 [28] 依据真空涨落的基本假设^[29~31]，提出物质周围的引力空间模型，由此推演出引力的距离反平方公式，并得到与广义相对论一致的引力红移结果。本文将进一步从真空涨落的引力模型出发，分析并综合考虑粒子在引力空间中运动时的狭义相对论和真空折射两种效应，推算光在引力场中的偏折及行星近日点进动的大小。论文最后还将考察光和实物粒子在引力场中运动的统一性。

1 光在引力场中的偏折

1.1 狭义相对论效应

考虑光子在引力作用下由于狭义相对论效应引起的运动方向偏折，如图 1 所示， M 为引力物质的质量， m 为光子的质量， v 为光子在引力场中的速度， r 为光子到引力物质的距离， α 为径矢 r 的角位移， β 为光线与径矢的夹角， φ 为光线方向的偏转角。根据有心力作用下的角动量守恒定律，有

$$mvr\sin\beta = C \quad (1)$$

式中， C 为某一定值。将此式两边求微分，整理后得

$$d\beta = -\tan\beta\left(\frac{dm}{m} + \frac{dv}{v} + \frac{dr}{r}\right) \quad (2)$$

由 $\tan\beta$ 的几何关系（如图 2 所示），可知

$$\tan\beta = \frac{rd\alpha}{dr} \quad (3)$$

代入式 (2)，得

$$d\beta = -\frac{rd\alpha}{dr}\left(\frac{dm}{m} + \frac{dv}{v}\right) - d\alpha \quad (4)$$

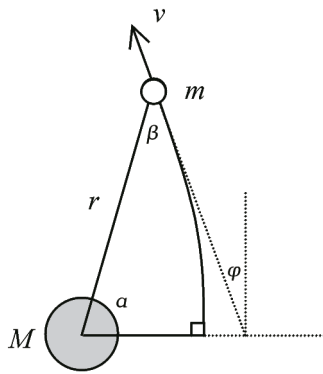


图 1 狭义相对论效应引起的偏折
Fig. 1 Deflection caused by special relativistic effect

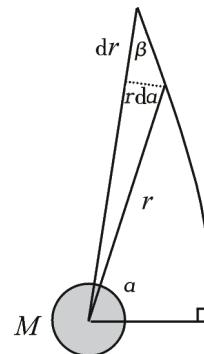


图 2 $\tan\beta$ 的几何关系
Fig. 2 Geometric relation of $\tan\beta$

由图 1 得到光线方向偏折角

$$\varphi = (\alpha + \beta) - \frac{\pi}{2} \quad (5)$$

从而

$$d\varphi = d\alpha + d\beta \quad (6)$$

将式 (4) 代入式 (6), 得

$$d\varphi = -\frac{r d\alpha}{dr} \left(\frac{dm}{m} + \frac{dv}{v} \right) \quad (7)$$

由于这一步只考虑狭义相对论效应, 暂时不考虑引力场对真空的影响, 故光速为一不变常量, 即

$$\frac{dv}{v} = 0 \quad (8)$$

于是

$$d\varphi = -\frac{r d\alpha}{dr} \cdot \frac{dm}{m} \quad (9)$$

根据真空涨落引力理论, 有

$$m = m_\infty \cdot e^{\frac{GM}{rc^2}} \quad (10)$$

式中 G 是万有引力常数, c 是光速, M 是太阳的质量, m_∞ 为距引力中心 r 处质量为 m 的运动物质折算到无穷远处的质量。于是

$$\frac{dm}{m} = -\frac{GM}{rc^2} \cdot \frac{dr}{r} \quad (11)$$

代入式 (9), 得

$$d\varphi = \frac{GM}{rc^2} d\alpha \quad (12)$$

1.2 真空折射效应

考虑由引力空间中真空疏密程度不同引起的偏折。根据真空涨落引力空间模型, 当有物质 (此处为太阳) 存在时, 其周围空间真空涨落子对的分布疏密远近不同 (如图 3 所示), 满足

$$N = N_0 e^{\frac{GM}{rc^2}} \quad (13)$$

式中, N_0 表示离物质无限远处真空中真空涨落子的数密度, N 表示离物质 r 处的真空涨落子数密度。

根据真空涨落的基本假设, 物质粒子实质上是大量不停涨落着的真空涨落子的集合 (真空涨落子群), 并且以真空涨落的形式实现其运动^[29~31]。因此, 引力空间中真空涨落子的疏密不同显然会对物质的运动产生额外的影响。对于光的传播来说, 真空的疏与密对应于光疏媒质和光密媒质的区别, 从而引起光线方向的偏折。假设与这种偏折相对应的真空折射率为

$$n = e^{\frac{GM}{rc^2}} \quad (14)$$

上式表示, 离物质无穷远处真空的折射率为 $n=1$ (即通常所说的真空折射率), 离物质越近, 即 r 越小, 该处真空的折射率越大, 对粒子运动产生的偏折也就越明显。

如图 4 所示, 半径为 r 的球面构成折射率分别为 n 和 $n+dn$ 的两种疏密程度略有不同的真空介质的

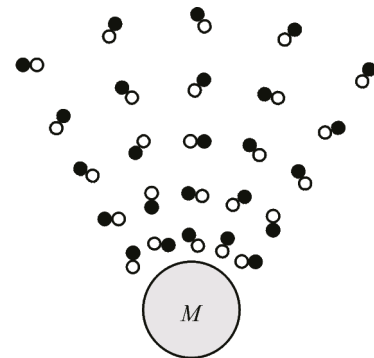


图 3 物质周围空间的真空结构
Fig. 3 Vacuum structure around matter

界面（以虚线表示），半径 r 为法线， β 为入射角， $\beta+d\beta$ 为折射角。由折射定律，对该界面两侧有

$$n \sin \beta = (n + dn) \sin(\beta + d\beta) \quad (15)$$

或者

$$n \sin \beta = C \quad (16)$$

式中 C 为仅对应于该界面两侧给定入射光束的某一定值，即它不像式 (1) 中的 C 那样是一个适用于全过程的常量。由式 (15) 或式 (16) 两边求微分均可得

$$d\beta = -\tan \beta \cdot \frac{dn}{n} \quad (17)$$

与式 (2) 中 $d\beta$ 代表粒子运动到不同 r 处 β 角的变化相区别，此处的 $d\beta$ 代表运动粒子在同一 r 处由于真空偏折效应而产生的方向偏折角，因此直接有偏折角

$$d\varphi = d\beta \quad (18)$$

联合式 (3)、(14)、(17)、(18)，得

$$d\varphi = \frac{GM}{rc^2} d\alpha \quad (19)$$

1.3 光在引力场中的总偏折角

由式 (12)、(19) 可知，狭义相对论效应和真空折射效应引起的偏折角量值上相等。因此引力场中运动光子的总偏折角为

$$d\varphi = \frac{2GM}{rc^2} d\alpha \quad (20)$$

考虑太阳引力场（如图 5 所示， r_0 为太阳半径）为一弱场，光线的偏折很小，于是近似有

$$r \cos \alpha = r_0 \quad (21)$$

将式 (21) 代入式 (20) 并积分，得

$$\Delta\varphi = \int d\varphi = \varphi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{2GM}{r_0 c^2} \cos \alpha d\alpha = \frac{4GM}{r_0 c^2} \quad (22)$$

即光在太阳引力场中的总偏折角，它与广义相对论^[32~34]及实验观测值完全一致^[35]。

2 行星近日点的进动

2.1 狭义相对论效应

当仅考虑狭义相对论效应时，实物粒子或行星与光子的运动区别在于

$$\frac{dv}{v} \neq 0 \quad (23)$$

因此行星运动的切线方向偏转角为

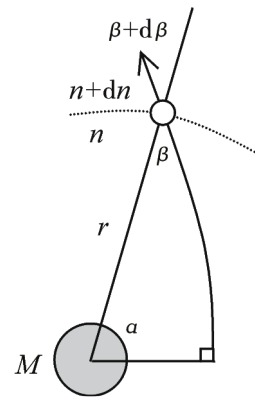


图 4 真空疏密不同引起的偏折
Fig. 4 Deflection caused by density difference of vacuum

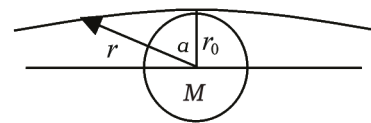


图 5 太阳引力场中的光线偏折
Fig. 5 Light deflection in solar gravitational field

$$d\varphi = -\frac{rd\alpha}{dr} \left(\frac{dn}{m} + \frac{dv}{v} \right) \quad (24)$$

由狭义相对论质量公式

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (25)$$

解得

$$\frac{dm}{m} = \frac{\frac{d\frac{v^2}{2}}{c^2}}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (26)$$

对于行星运动, $v \ll c$, 于是

$$\frac{dm}{m} \approx \frac{d\frac{v^2}{2}}{c^2} \quad (27)$$

另一方面

$$\frac{dv}{v} = \frac{d\frac{v^2}{2}}{v^2} \quad (28)$$

因此, 只要找出 $v^2/2$ 与 r 的关系即可求出式(24)中的偏转角 $d\varphi$ 。考虑行星在引力作用下做如图6所示的偏心率为 e 、近日距离为 r_{\min} 的椭圆轨道运动, 并且运动中机械能守恒, 有

$$r = \frac{r_{\min}(1+e)}{1+e\cos\alpha} \quad (29)$$

$$E = E_k + \left(-\frac{GMm}{r} \right) \quad (30)$$

其中, 动能

$$E_k = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right] \approx m_0c^2 \left(1 + \frac{v^2}{2c^2} - 1 \right) = \frac{1}{2} m_0 v^2 \quad (31)$$

势能

$$-\frac{GMm}{r} = -\frac{GM}{r} \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx -\frac{GM}{r} m_0 \left(1 + \frac{v^2}{2c^2} \right) \quad (32)$$

总机械能 E 则为一恒量。对于圆形轨道, 有

$$E = -\frac{GMm}{2r} \approx -\frac{GMm_0}{2r} \left(1 + \frac{v^2}{2c^2} \right) = -\frac{GMm_0}{2r} \left(1 + \frac{GM}{2rc^2} \right) \quad (33)$$

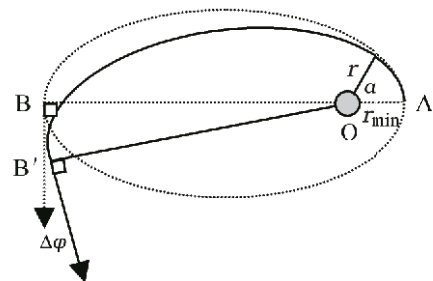


图6 行星近日点的进动
Fig. 6 Perihelion precession of a planet

式中利用了圆形轨道的向心力公式 $GMm/r^2 = mv^2/r$ 。

对于椭圆轨道，可以证明^[36~37]

$$E = -\frac{GM\bar{m}}{2r_{\min}}(1-e) \quad (34)$$

因为 E 为一定值，故式中 \bar{m} 为行星质量的平均值，它可以通过将椭圆轨道折合为圆形轨道，求得

$$E = -\frac{GM\bar{m}}{2r_{\min}}(1-e) = -\frac{GM\bar{m}}{2r_{\text{折合圆}}} \quad (35)$$

上式给出了下述关系

$$\frac{1-e}{r_{\min}} = \frac{1}{r_{\text{折合圆}}} \quad (36)$$

而对于圆形轨道，由式 (33) 可得

$$\bar{m} = m_0 \left(1 + \frac{GM}{2r_{\text{折合圆}}c^2} \right) \quad (37)$$

联合式 (34)、(36)、(37)，得

$$E = -\frac{GMm_0}{2r_{\min}}(1-e) \left[1 + \frac{GM}{2r_{\min}c^2}(1-e) \right] \quad (38)$$

令

$$\Omega = \frac{1-e^2}{2} \left[1 + \frac{GM}{2r_{\min}c^2}(1-e) \right] \quad (39)$$

对于某一椭圆轨道运动，它是一个数量级为 $1/2$ 的定值。于是

$$E = -\frac{GMm_0}{r_{\min}(1+e)} \cdot \Omega \quad (40)$$

综合式 (30)、(31)、(32)、(40)，可得

$$\frac{v^2}{2} = \frac{\frac{GM}{r} - \frac{GM}{r_{\min}(1+e)}}{1 - \frac{GM}{rc^2}} \cdot \Omega \quad (41)$$

由此可求得

$$\frac{dm}{m} \approx \frac{d\frac{v^2}{2}}{c^2} \approx -\frac{GM}{rc^2} \cdot \frac{dr}{r} \left[1 + \frac{2GM}{rc^2} - \frac{GM}{r_{\min}c^2(1+e)} \cdot \Omega \right] \quad (42)$$

考虑弱场中 $GM/rc^2 \ll 1$ ，忽略掉上式中的高阶小量，有

$$\frac{dm}{m} \approx -\frac{d\frac{v^2}{2}}{c^2} \approx -\frac{GM}{rc^2} \cdot \frac{dr}{r} \quad (43)$$

从近似的角度看，上式亦可以由式 (10)、(11) 直接得到。但由于这一步只考虑狭义相对论效应，因此由式 (42) 所反映的 dm/m 值与直接运用真空涨落引力空间模型得到的 dm/m 值还是有些微区别的，特别是当与一个大数如 c^2/v^2 相乘时，式 (26) 分母中的小量 v^2/c^2 及式 (42) 中的高阶小量就

成为不可忽略的了。

同理并利用式 (29), 可得

$$\frac{dv}{v} = \frac{d\frac{v^2}{2}}{v^2} \approx -\frac{1}{2} \cdot \frac{GM}{rc^2} \cdot \frac{dr}{r} - \frac{1}{2} \frac{\frac{dr}{r}}{1 - \frac{\Omega}{1 + e\cos\alpha}} \quad (44)$$

将上述两式代入式 (24), 得

$$d\varphi = \frac{GM}{rc^2} d\alpha + \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{GM}{rc^2} d\alpha + \frac{1}{2} \cdot \frac{d\alpha}{1 - \frac{\Omega}{1 + e\cos\alpha}} \right) \quad (45)$$

对于上式中的第一项, 即由质量变化引起的偏转角, 利用式 (29) 并对 α 从 $0 \sim \pi$ 积分, 可得

$$\Delta\varphi_1 = \frac{\pi GM}{c^2 r_{\min}(1+e)} \quad (46)$$

对第二、三项, 即由速度变化引起的偏转角, 利用积分公式 $\int_0^\pi \frac{d\alpha}{a + b\cos\alpha} = \frac{\pi}{\sqrt{a^2 - b^2}}$ 对 α 从 $0 \sim \pi$ 积分并考虑式 (39), 可得

$$\Delta\varphi_2 = \pi + \frac{\pi GM}{c^2 r_{\min}(1+e)} \quad (47)$$

上述两项加起来并扣除行星在标准椭圆轨道上运动到远日点时的运动方向较出发点 (近日点) 时的运动方向本应转过的角度 π , 得偏差角

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \frac{\pi GM}{c^2 r_{\min}(1+e)} \quad (48)$$

由图 6 的几何关系可知, 此即行星绕行半周时由狭义相对论效应引起的远日点进动角。当行星绕行一周时, 近日点的进动角应为它的 2 倍, 即

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \frac{2\pi GM}{c^2 r_{\min}(1+e)} \quad (49)$$

作为验证, 上述结果也可以由 $\frac{dm}{m} + \frac{dv}{v} = \frac{dp}{p} = \frac{c^2 dm/v}{mv} = \frac{c^2}{v^2} \cdot \frac{dm}{m}$ 并利用式 (24)、(26)、(41) 在考虑 c^2/v^2 是一个大数的情况下不忽略 dm/m 的高阶小量的基础上利用有关积分公式及 Maple 数学计算软件一步到位、一丝不差地得到。不过, 将 dm/m 与 dv/v 分开来求的做法在计算上反而更简单, 而且还能搞清楚由质量和速度的变化引起的行星运动方向的改变量分别为多少。

2.2 真空偏折效应

与光在引力场中运动时由于引力空间中真空疏密程度不同引起光线偏折类似, 当实物粒子或行星以真空涨落的形式在疏密不同的引力真空中运动时, 同样会产生运动方向的偏转, 即满足

$$d\varphi = \frac{GM}{rc^2} d\alpha \quad (50)$$

对上式从 $\alpha=0 \sim 2\pi$ 积分, 可得

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi GM}{c^2 r_{\min}(1+e)} \quad (51)$$

此即行星绕行一周时，由于真空偏折效应引起的近日点进动角。

2.3 行星近日点总进动角

由式 (49)、(51) 可知，由狭义相对论效应引起的行星近日点进动角是由真空偏折效应引起的进动角的 2 倍。两种效应的总和，构成行星近日点的总进动角

$$\Delta\varphi = 3 \cdot \frac{2\pi GM}{c^2 r_{\min}(1+e)} \tag{52}$$

这一结果再一次与广义相对论^[32~34]及实际观测数据相吻合^[38~39]。

3 引力空间中真空的综合折射效应

3.1 光子受到的综合折射效应

由式 (14)、(16)、(19)、(20) 可知，若将狭义相对论效应和真空偏折效应整合到一起构成一个总的折射效应，则反映折射定律的式 (16) 改写为

$$n' \sin\beta = C \tag{53}$$

式中， n' 为引力真空的综合折射率

$$n' = n^2 = e \frac{2GM}{rc^2} \tag{54}$$

因此引力真空中的光速（在非弯曲时空的概念下）为

$$c' = \frac{c}{n'} = \frac{c}{n^2} = \frac{c}{e \frac{2GM}{rc^2}} \tag{55}$$

上式表明，引力场越强或越靠近引力中心，光运动得越慢。

在弱场中则有

$$c' = c \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) \tag{56}$$

这与广义相对论中无限远处的观察者观察引力场中 r 处的光速相一致^[40]。

3.2 实物粒子或行星受到的综合折射效应

类似地，考虑式 (45) 中括弧内的那一项代表实物粒子速度变化引起的运动方向的偏转，括弧外的那一项则代表实物粒子质量变化引起的运动方向的偏转，且它与式 (50) 所表示的由真空偏折效应引起的运动方向的偏转值相等。因此，若将实物粒子运动中的狭义相对论效应和真空偏折效应整合到一起构成一个总的折射效应，则反映其折射规律的表达式可改写为

$$n^2 v \sin\beta = C \tag{57}$$

其中， n^2 整合了粒子质量变化和真空疏密变化引起的效应， v 对应粒子速度变化引起的效应。当粒子绕引力中心运行一周时，运动方向的改变累积为

$$\Delta\varphi = 2\pi + 3 \cdot \frac{2\pi GM}{c^2 r_{\min}(1+e)} \tag{58}$$

然而式 (57) 的 v 为只考虑狭义相对论效应而没有考虑真空折射效应时的速度。两种效应整合在一起后，速度 v' 应为

$$v' = \frac{v}{n'} = \frac{v}{n^2} = \frac{v}{e \frac{2GM}{rc^2}} \quad (59)$$

上式能够满足式 (55) 所表示的对引力场中光速的要求，同时在弱场下也与广义相对论中无限远处的观察者观察引力场中 r 处粒子运动速度的下述表达式一致^[40]

$$v' = v \left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right) \quad (60)$$

由于

$$\frac{dv'}{v'} = \frac{d(v/n^2)}{v/n^2} = \frac{dv}{v} - 2 \cdot \frac{dn}{n} \quad (61)$$

因此，当粒子绕行一周时，由整合速度 v' 引起的运动方向的改变量为

$$\Delta\varphi = 2\pi - \frac{2\pi GM}{c^2 r_{\min}(1+e)} \quad (62)$$

式中的负号表明，它与速度 v 引起的对椭圆轨道近日点进动值的贡献刚好相反，即它提供了一个与实际进动方向相反的进动。但这显然对总的结果并不产生影响，因为由式 (57)、(59) 可得

$$n^4 v' \sin\beta = C \quad (63)$$

其中，由 n^4 的变化引起的近日点的正向进动是由 v' 的变化引起的反向进动的 4 倍。

考虑到 $n' = n^2$ ，上式即

$$n'^2 v' \sin\beta = C \quad (64)$$

或

$$\frac{v'}{c} n'^2 \sin\beta = C \quad (65)$$

现在来考察上式所反映的物理意义。根据惠更斯波动理论，波的运动方向由波的相速度 V_φ 和相速折射率 n_φ 决定。考虑到群速度与相速度的关系^[31]，有

$$V_g V_\varphi = c'^2 \quad (66)$$

其中， c' 为由式 (55) 所表示的引力空间中粒子所在处的光速， V_g 为粒子的群速度 v' ，于是

$$n_\varphi = \frac{c}{V_\varphi} = \frac{c}{c'^2/v'} = \frac{v'}{c} n'^2 \quad (67)$$

代入式 (65)，得

$$n_\varphi \sin\beta = C \quad (68)$$

上式正好符合折射定律的一般表达式。这表明，实物粒子或行星在引力空间中的运动，实质上就是物质波的运动。且由式 (53)、(55)、(67)、(68) 可以看出，上式也适用于光波在引力空间中的运动。

4 结论

本文运用真空涨落引力空间模型，通过考察光与实物粒子在引力空间中运动时的狭义相对论和真空折射两种效应，推算出了光在引力场中的偏折及行星近日点的进动，所得结果与广义相对论及实际

观察结果完全一致。

本文的分析表明，广义相对论所说的弯曲时空效应可以理解为引力场中的狭义相对论和真空偏折两种分效应整合的结果。事实上，两种分效应都源于物质周围真空的非均匀性，即真空涨落子空间分布的近密远疏。真空一直被视作是均匀一致的，真空中的光速被人为地定义为一个不变的常数 c ，真空折射率始终被认为是常数 1，因此引力场中真空的疏密不同也就从来没有被认识到。然而正是真空的疏密不同构成了爱因斯坦的弯曲时空。

最后，由式 (68) 可以看出，光或实物粒子在引力空间中的运动实际上可以描述为一个统一的波动运动，即光波或物质波在折射率渐变的真空中的运动。根据费马原理，两点之间的光程或波程是一个极值，这与广义相对论所描述的弯曲时空中粒子总是沿着短程线运动是相通的。

[参考文献] (References)

- [1] EDDINGTON A S. Space, time and gravitation[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1920.
- [2] FELICE F. On the gravitational field acting as an optical medium[J]. Gen. Rel. Grav., 1971, 2: 347~357.
- [3] NANDI K K, ISLAM A. On the optical-mechanical analogy in general relativity[J]. Am. J. Phys., 1995, 63: 251~256.
- [4] EVANS J, NANDI K K, ISLAM A. The optical-mechanical analogy in general relativity: new methods for the paths of light and of the planets[J]. Am. J. Phys., 1996, 64: 1404~1415.
- [5] EVANS J, NANDI K K, ISLAM A. The optical-mechanical analogy in general relativity: exact newtonian forms for the equations of motion of particles and photons[J]. Gen. Rel. Grav., 1996, 28: 413~439.
- [6] WILSON H A. An electromagnetic theory of gravitation[J]. Phys. Rev., 1921, 17: 54~59.
- [7] VLOKH R. Change of optical properties of space under gravitational field[J]. Ukr. J. Phys. Opt., 2004, 5: 27~31.
- [8] VLOKH R, KOSTYRKO M. Reflection of light caused by gravitational field of spherically symmetric mass[J]. Ukr. J. Phys. Opt., 2005, 6: 120~124.
- [9] VLOKH R, KOSTYRKO M. Estimation of the birefringence change in crystals induced by gravitation field[J]. Ukr. J. Phys. Opt., 2005, 6: 125~127.
- [10] VLOKH R, KOSTYRKO M. Optical-gravitation nonlinearity: a change of gravitational coefficient g induced by gravitation field[J]. Ukr. J. Phys. Opt., 2006, 7: 179~182.
- [11] VLOKH R, KVASNYUK O. Maxwell equations with accounting of tensor properties of time[J]. Ukr. J. Phys. Opt., 2007, 8: 125~137.
- [12] VLOKH R. Parametrical optics effects at the presence of gravitation[A]. Proceedings of the 7th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling[C]. IEEE, 2005. 90~93.
- [13] DICKE R H. Gravitation without a principle of equivalence[J]. Rev. Mod. Phys., 1957, 29: 363~376.
- [14] PUTHOFF H E. Polarizable-vacuum (PV) approach to general relativity[J]. Found. Phys., 2002, 32: 927~943
- [15] PUTHOFF H E, DAVIS E W, MACCONE C. Levi-civita effect in the polarizable vacuum (PV) representation of general relativity[J]. Gen. Rel. Grav., 2005, 37: 483~489.
- [16] YE X H, LIN Q. A simple optical analysis of gravitational lensing[J]. Journal of Modern Optics, 2008, 55(7): 1119~1126.
- [17] YE X H, LIN Q. Inhomogeneous vacuum: an alternative interpretation of curved spacetime[J]. Chinese Physics Letters, 2008, 25(5): 1571~1574.
- [18] YE X H, LIN Q. Gravitational lensing analysed by the graded refractive index of a vacuum[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2008, 10: 075001
- [19] AHMADI N, NOURF-ZONOZ M. Quantum gravitational optics: effective raychaudhuri equation[J]. Phys. Rev. D, 2006, 74: 044034.
- [20] RIKKEN G L J A, RIZZO C. Magnetolectric anisotropy of the quantum vacuum[J]. Phys. Rev. A, 2003, 67:

- 015801.
- [21] DUPAYS A, ROBILLIARD C, RIZZO C, et al. Observing quantum vacuum lensing in a neutron star binary system [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94: 161101.
- [22] ARMONI A, GORSKY A, SHIFMAN M. Spontaneous Z2 symmetry breaking in the orbifold daughter of N = 1 super-Yang-Mills theory, fractional domain walls and vacuum structure[J]. *Phys. Rev. D*, 2005, 72: 105001.
- [23] BARROSO A, FERREIRA P M, SANTOS R, et al. Stability of the normal vacuum in multi-Higgs-doublet models [J]. *Phys. Rev. D*, 2006, 74: 085016.
- [24] DIENES K R, DUDAS E, GHERGHETTA T. Calculable toy model of the string-theory landscape[J]. *Phys. Rev. D*, 2005, 72: 026005.
- [25] EMIG T, GRAHAM N, JAFFE R L, et al. Casimir interaction between a plate and a cylinder[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 170403.
- [26] LAMOREAUX S K. Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6 μm range[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78: 5.
- [27] 刘辽. 现代物理学中的真空概念[J]. *物理通报*, 1983, 3: 6.
LIU L. The vacuum concept in modern physics[J]. *Physics Bulletin*, 1983, 3: 6. (in Chinese)
- [28] 叶兴浩. 真空涨落下的引力理论[J]. *绍兴文理学院学报*, 2006, 26 (7): 31~35.
YE X H. Theory of gravity based on vacuum fluctuation[J]. *Journal of Shaoxing University*, 2006, 26 (7): 31~35. (in Chinese)
- [29] 叶兴浩. 真空涨落的基本假设及其在光量子问题上的应用[A]. 王大珩. 大珩先生九十华诞文集暨中国光学学会2004年学术大会论文集[C]. 杭州: 浙江大学出版社, 2004. 96~99.
YE X H. Postulates of vacuum fluctuation and its application to photons[A]. WANG D H. Articles Collection of 2004's General Congress of Chinese Optical Society[C]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 2004. 96~99. (in Chinese)
- [30] 叶兴浩. 真空涨落与相对论量子力学的共同基础[J]. *绍兴文理学院学报*, 2004, 24 (9): 49~52.
YE X H. The basic postulates of vacuum fluctuation and their deduction[J]. *Journal of Shaoxing University*, 2004, 24(9): 49~52. (in Chinese)
- [31] 叶兴浩. 真空涨落下关于狭义相对论的若干推论[J]. *绍兴文理学院学报*, 2005, 25 (8): 20~23.
YE X H. Deductions to the special theory of relativity on the basis of vacuum fluctuation[J]. *Journal of Shaoxing University*, 2005, 25 (8): 20~23. (in Chinese)
- [32] WEINBERG S. *Gravitation and cosmology*[M]. New York: John Wiley and Sons, 1972.
- [33] OHANIAN H C. *Gravitation and spacetime*[M]. New York: W. W. Norton and Company. Inc., 1976.
- [34] STEPHANI H. *General relativity*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1982.
- [35] FOMALEONT E B, SRAMEK R A. Measurements of the solar gravitational deflection of radio waves in agreement with general relativity[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1976: 1475~1478.
- [36] 马文蔚. 物理学(上册, 第四版) [M]. 北京: 高等教育出版社, 1999.
MA W W. *College physics(Volume One, Fourth Edition)*[M]. Beijing: Higher Education Press, 1999. (in Chinese)
- [37] 肖士珣. 理论力学简明教程[M]. 北京: 高等教育出版社, 1979.
XIAO S X. *Theoretical Mechanics*[M]. Beijing: Higher Education Press, 1979. (in Chinese)
- [38] DUNCOMBE RL. Relativity effects for the three inner planets[J]. *Astron. J.*, 1956, 61: 174~175.
- [39] SHAPIRO I I, SMITH W B, ASH M E, et al. General relativity and the orbit of icarus[J]. *Astron. J.*, 1971, 76(7): 588~606.
- [40] 郑庆璋, 崔世治. 相对论和时空[M]. 太原: 山西科学技术出版社, 2001.
ZHENG Q Z, CUI S Z. *Relativity and spacetime*[M]. Taiyuan: Shanxi Science and Technology Publishing House, 2001. (in Chinese)