

# 光在稀薄电离气体中传播时的红移效应

郑怡嘉

<sup>1</sup>中国科学院国家天文台 (100012)

<sup>2</sup>email: zyj@bao.ac.cn

**摘要:** 广阔的宇宙空间并不是真正的真空。实际上不同区域存在有密度不同的极其稀薄的电离气体。光量子在这样的空间中传播时存在有一种‘软光子发射过程’。本文对这一‘软光子发射过程’进行讨论。由于这个软光子发射过程的存在, 光量子在这样的空间中传播过程中要产生红移。计算这一红移的公式在文中也已导出。利用这个红移, 许多已观测到而无法解释的天文现象可以很好地加以解释。

**关键词:** 宇宙学 红移 软光子 电离气体

## 1. 引言

在广阔的宇宙空间中的不同区域, 实际上都存在有密度不同的极其稀薄的电离气体。虽然在宇宙空间中的大部分区域, 电离气体的密度要比地球表面实验室所能达到的最高真空度的真空中气体的密度还要小。例如在地球表面1000公里以上的高空, 电离气体密度已降低到约 $10^5\text{cm}^{-3}$ , 和地球表面实验室所能达到的最高真空度相当。对太阳日冕, 在相对日心距离约为5个太阳半径的区域, 电离气体密度也已降低到这一水平。在这些区域以外的太空中, 电离气体密度要小得多。在星系际空间, 根据星系团X射线的观测资料, 典型的电离气体密度大约低到 $10^{-3}\text{cm}^{-3}$ 。

由于在宇宙空间中电离气体的密度是如此之低, 因此在考虑光在宇宙空间中的传播时, 通常都认为应当按照光在真空中的传播来处理。严格来说这只是一种近似, 也就是说把光和宇宙空间中极其稀薄的电离气体之间可能存在的相互作用忽略掉。这种看法在哈勃发现星系的红移和星系相对于地球的距离有线性相关之前很少有人怀疑。在哈勃发现星系的红移和星系相对于地球的距离有线性相关之后, 虽然有人为了解释这一现象提出了光在宇宙空间中的传播可能存在有某种和光在真空中传播不同的效应, 但都没有提出一种可以让人接受的物理机制。自从宇宙大爆炸理论解释了哈勃红移效应后, 似乎再没有人深入研究这一问题。

但是在日冕中, 由于太阳谱线红移的临边效应的发现, 为了解释这一现象, 光在稀薄电离气体中传播效应再次引起一些人的注意。在第二节中我们将就这一问题进行深入讨论, 并推导出这个传播效应的具体计算公式。在第三节中我们利用这个传播效应来解释一些以前无法解释的天文现象。

## 2. 光在稀薄电离气体中传播效应

Halm (1907)<sup>[1]</sup> 和许多天文学家早已报道过, 对几乎所有太阳光谱中的吸收线的观测,

在太阳园面的非中心部分所观测到的波长和在太阳园面的中心部分所观测到的波长相比要向红端移动。这一移动越靠近太阳园面的边缘越大。这就是所谓的太阳谱线红移的临边效应(solar limb effect)。Kierein 和 Sharp (1968)<sup>[2]</sup> 等注意到这一效应主要出现在光球的谱线观测中,而且谱线红移的大小和电子数密度沿视线方向的线积分结果很好相关。因此他们企图用光在传播过程中康普顿散射(Compton Scattering) 的红移效应累加的结果来解释。

大家都知道在光量子和自由电子相互作用时要发生康普顿散射,被散射的光量子在偏离原入射方向时都要产生红移。因此 Kierein 和 Sharp 企图用光在传播过程中康普顿散射的红移效应累加的结果来解释所观测到的太阳谱线红移的临边效应。他们这个解释存在两个问题。一是在光量子和自由电子相互作用时只有被散射的光量子偏离原来的传播方向才能产生红移。如果被散射的光量子方向不变,被散射的光量子不可能产生红移。二是光量子和自由电子相互作用时发生康普顿散射的概率(散射截面)很小,被散射的光量子方向不变的概率更是几乎为零。因此 Kierein 和 Sharp 的解释无法为人们所接受。因此要用光在传播过程中由于和自由电子相互作用而产生红移效应的机制来解释太阳谱线红移的临边效应,这个相互作用的机制要满足两个条件:一是在光量子和自由电子相互作用时光量子的传播方向不变也能产生红移,二是光量子和自由电子的这种相互作用概率要足够大,足以产生所观测到的红移的临边效应。下面我们就来分析在光量子和自由电子相互作用时是否可能存在这种相互作用的机制。

## 2.1 康普顿散射和双重康普顿散射过程

在稀薄的电离气体中光量子和自由电子相互作用通常我们只考虑康普顿散射。由于康普顿散射截面很小,因此当一束光通过一个充满稀薄的电离气体区域时,只有很小一部分光子被电离气中的自由电子所散射而改变方向。大部分光量子的传播方向不变沿原来的方向继续向前传播。对这部分没有被自由电子所散射的光量子,它们是否和自由电子存在相互作用,人们一般是不感兴趣的,因此以前很少有人加以讨论。因为不管它们是否存在相互作用对康普顿散射截面的计算不会有任何影响。但是如果考虑到光量子和自由电子存在有更高阶的相互作用时,没有被自由电子所散射的光量子是否和自由电子存在有相互作用则对更高阶相互作用的计算是至关重要的。如果没有基本的相互作用就不可能有更高阶的相互作用。

根据量子理论,康普顿散射实际上是光量子和自由电子最低阶的相互作用。它是由自由电子先吸收一个光子再发射一个光子,或是自由电子先发射一个光子再吸收发射一个光子这些量子过程所组成。光量子和自由电子的相互作用除了最低阶的康普顿散射外,还存在有更高阶的相互作用过程,即自由电子只吸收一个光子但发射两个或两个以上光量子的量子过程。在光量子和自由电子高阶相互作用过程中最有实际意义的是所谓‘双重康普顿散射’(Double Compton Scattering)过程。更高阶的相互作用过程由于相互作用截面太小很少有人讨论。描述自由电子只吸收一个光子但发射两个光量子的双重康普顿散射过程的出现概率(相互作用截面)为<sup>[3]</sup>

$$\sigma_{dc} = \frac{2e^2}{3\pi\hbar c} \frac{P^2}{E^2} \frac{dk_r}{k_r} \sigma_c \quad (1)$$

式中  $\sigma_{dc}$  为双重康普顿散射过程的相互作用截面,  $\sigma_c$  为康普顿散射过程的相互作用截面,  $e$  为自由电子的电荷,  $\hbar$  为普朗克常数,  $c$  为光速,  $P$  为康普顿散射过程中自由电子的动量变化量,  $E$  为自由电子的能量,  $k_r$  为自由电子发射的第二个光量子的能量,  $dk_r$  为第二个光量子的能量范围。从公式 (1) 我们可以看出, 如果由自由电子再发射的两个光子之间能量相当, 则这样的双重康普顿散射的相互作用截面要比康普顿散射截面还要小很多。这样的量子过程没有实际意义。但如果由自由电子再发射的光量子只有一个光量子的能量和入射的光量子能量相当, 另一个光量子的能量很小, 则这样的量子过程的相互作用截面随这个光量子的能量变小而发散。这就是所谓‘红外灾难’问题。后来深入的研究表明, 虽然双重康普顿散射的相互作用截面随第二个光量子的能量变小而发散, 但由于被散射的光量子的能量很小, 总的被散射的能量是个有限值。因此在光量子 and 自由电子相互作用过程中被自由电子散射的光量子除了由于康普顿散射而产生的红移效应外, 还会有由于双重康普顿散射而产生的附加红移效应。

从公式 (1) 我们可以看到双重康普顿散射的相互作用截面是由两个部分组成, 即康普顿散射过程的相互作用截面  $\sigma_c$  和数值因子  $\frac{2e^2}{3\pi\hbar c} \frac{P^2}{E^2} \frac{dk_r}{k_r}$ , 因为这一数值因子和双重康普顿散射中第二个光量子的发射概率相联系, 而只有在这第二个光量子的能量是非常小即所谓‘软光子’时才有实际意义, 因此在 Heitler(1954)<sup>[3]</sup>中这个数值因子被称为‘软光子发射概率’。伴随有软光子发射的康普顿散射过程我们可以称之为‘软光子发射过程’。软光子发射过程实际上是一个准经典的物理过程。它的准经典物理解释是在光量子 and 自由电子相互作用产生康普顿散射时, 由于被散射的光量子改变了方向, 自由电子必然因此产生动量改变, 而自由电子的动量变化必然导致软光子的发射。这样就可以很好地解释在双重康普顿散射给出中虽然相互作用截面在软光子发射过程中发散, 但总的被散射的能量是一个有限值。在下一小节中我们讨论一下对于没有被自由电子康普顿散射的光量子是否也存在有软光子发射过程。

## 2.2 软光子发射过程

从前面的讨论中我们可以看到在光量子 and 自由电子相互作用产生康普顿散射时, 存在有软光子发射过程。它的相互作用截面可以用量子理论严格推导出来。对于没有被自由电子康普顿散射的光量子, 是否也存在有软光子发射过程? 下面我们就来讨论这一问题。

要讨论没有被自由电子散射的光量子是否存在有软光子发射过程, 首先要讨论没有被自由电子康普顿散射的光量子是否存在有和自由电子的相互作用。从量子理论的观点出发, 回答应当是肯定的。光量子 and 自由电子相互作用产生康普顿散射的散射截面只是用来描述光量子 and 自由电子相互作用时产生康普顿散射的概率, 而不是表示光量子 and 自由电子产生相互作用的概率。也就是说, 所有入射到稀薄电离气体中的光量子都要和稀薄电离气体中的自由电子相互作用, 只是在相互作用后只有很小一部分入射的光量子被自由电子所散射, 大部分入射的光量子在相互作用后仍然沿原来的入射方向传播而没有被散射。入射光量子被自由电子康普顿散射的量子过程对应于自由电子对光量子自发的吸收——再发射过程, 而入射光量

子没有被自由电子康普顿散射的量子过程对应于自由电子对光量子的受激吸收——再发射过程。承认这一点对光量和自由电子的最低阶相互作用的计算没有什么意义，但是对光量和自由电子的更高阶的相互作用的计算却有重要意义。如果没有自由电子康普顿被散射的光量和自由电子之间不存在有低价的相互作用，就不可能存在有更高阶的相互作用。而软光子的发射过程正是存在于高阶的光量和自由电子相互作用过程中。

如果我们承认没有被自由电子康普顿散射的入射光量和自由电子之间存在有相互作用过程，是否也存在有软光子的发射过程？从前面对双重康普顿散射的软光子发射过程我们已经了解到软光子的发射过程是一个准经典的物理过程。它的出现概率（相互作用截面）是由低价的康普顿散射截面和‘软光子发射概率’的乘积。也就是说，‘双重康普顿散射的软光子发射过程’是由两个概率过程组成。一是‘康普顿散射’，二是‘软光子发射’。因此，如果没有被自由电子康普顿散射的入射光量也存在有软光子发射过程，它的出现概率（相互作用截面）也应当是由低价过程的相互作用截面和‘软光子发射概率’的乘积。在双重康普顿散射的软光子发射过程中软光子发射概率是由低价的康普顿散射时自由电子的动量改变所决定。对没有被自由电子康普顿散射的光量子，如果只考虑光量和单个自由电子的相互作用，则自由电子的动量不可能在低价的相互作用过程中发生变化，因此不可能有类似的软光子发射过程。因此如果只考虑‘理想的自由电子’和光量子的相互作用就不可能有‘没有被自由电子康普顿散射的光量子的软光子发射过程’。这里所谓‘理想的自由电子’是指在量子力学的计算中假设整个空间只存在有一个电子，没有其它电子和质子等带电粒子的存在。这显然只是为了在进行量子力学计算时的计算方便而做出的理想假设。在实际中是不可能存在这种情况。在量子力学中还存在着另一种‘自由电子’概念。它是和‘束缚电子’概念相对而言。‘束缚电子’是指在真实的分子、离子结构中处于分立能级中的电子，而‘自由电子’是指处于比分立能级高的连续能级中、可以在空间中自由移动的电子。当入射的光量和这样的自由电子相互作用时，自由电子还和电子、质子等其它带电粒子存在有相互作用，因此，即使当入射的光量和自由电子相互作用后没有被散射而改变方向，自由电子仍然可以由于和其它带电粒子相互作用而改变动量从而导致‘软光子发射’。由于软光子的发射，没有被散射的光量子和自由电子相互作用后虽然方向没有改变，但出射的光量子的频率也要产生红移。这就是本文所提出的光在稀薄电离气体中传播时的红移效应机制。下面我们讨论一下是否可以具体计算这一红移效应。

前面我们已经提到，软光子发射过程实际上是一个准经典的物理过程，对被自由电子康普顿散射的光量子的软光子发射过程的相互作用截面等于康普顿散射截面和‘软光子发射概率’的乘积。因此不难理解，对没有被自由电子康普顿散射的光量子的软光子发射过程的相互作用截面应当等于‘光量子没有被自由电子康普顿散射的相互作用截面’和‘软光子发射概率’的乘积。这里我们遇到的第一个问题就是如何计算‘光量子没有被自由电子康普顿散射的相互作用截面’。在量子力学中，由于没有被自由电子康普顿散射的光量子是自由电子的受激吸收与发射的量子过程，在入射光量和自由电子相互作用后，除了很小一部分入射的光量子被散射外，其它所有的入射光量子都没有被散射，因此它的归一化概率应当几乎等于1，对于单个的自由电子无法简单的用‘相互作用截面’来表示没有被自由电子康

普顿散射的光量和自由电子的相互作用概率。不过通过下面的讨论，我们可以引入一个和康普顿散射截面相类比的‘相互作用截面’表达式。

我们考虑一个由稀薄电离气体组成的屏幕，它的厚度为  $dl$ ，屏幕内自由电子的密度为  $n_e$ ，有一束光量子垂直入射到这个由稀薄电离气体组成的屏幕上，当这些光量子在通过这个由稀薄电离气体组成的屏幕时，在  $ds$  面积上，光量子将遇到的自由电子数目为  $N_e = n_e ds dl$ ，在计算被这些自由电子所散射的光量子时，通常我们只是把由这些  $N_e$  个自由电子所散射的光量子简单的加起来，也就是在计算总的散射截面时简单地把康普顿散射截面  $\sigma_c$  乘以所遇到的自由电子个数  $N_e$ ，一般不考虑光量子在和某一个自由电子相互作用时，其它自由电子和带电粒子对散射过程可能产生的影响。这是因为在计算自由电子的康普顿散射截面  $\sigma_c$  时我们假设了在整个空间中只存在有一个自由电子，光量子在入射到这个空间中时就开始和这个自由电子相互作用，直到光量子离开这个空间变成被散射的光量子，光量子 and 自由电子相互作用的空间和时间没有受到任何限制。因为康普顿散射截面  $\sigma_c$  很小，约为  $6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ ，当由稀薄电离气体组成的屏幕内自由电子的密度  $n_e$  不是太大时，每个自由电子所占有的空间尺度  $n_e^{-1}$  要远大于康普顿散射截面  $\sigma_c$  的尺度，因此在康普顿散射截面计算中理论上的理想假设是实际情况的很好近似。从上面的讨论中我们可以看到，在由稀薄电离气体组成的屏幕内，当一束光量子通过时被一个自由电子所散射的光量子数目和没有被这个自由电子所散射的光量子数目之比应当约为  $\sigma_c$  比  $n_e^{-2}$ 。因此，虽然在理想假设的理论计算中我们无法严格计算在光量子和一个自由电子相互作用时没有被这个自由电子康普顿散射的相互作用截面，但在实际情况的计算中，我们可以用  $n_e^{-2}$  作为和康普顿散射截面相类比的‘没有被自由电子康普顿散射的相互作用截面’。

在考虑  $N_e$  个自由电子对光量子的康普顿散射时，由于康普顿散射截面  $\sigma_c$  很小，当自由电子的密度  $n_e$  不是太大，所以被一个自由电子康普顿散射后的光量子再次发生康普顿散射的概率很小，一般不予考虑。因此在计算自由电子对光量子的康普顿散射时，自由电子和光量子的相互作用时间和空间仍然可以不受任何限制。但是在考虑没有被自由电子康普顿散射的光量子 and 自由电子相互作用时，自由电子和光量子的相互作用空间无法不受限制。

相邻两个自由电子之间的它们的空间尺度平均约为  $n_e^{-1}$ 。当一个光量子传播到和某一个自由电子的距离小于  $n_e^{-1}$  时，该光量子被该自由电子吸收组成一个整体。周围其它带电粒子和光量子对它们的作用是通过和这个整体的相互作用来实现的。周围其它光量子 and 这个整体的相互作用结果是光量子离开这个整体时仍然沿原来入射方向继续向前传播，周围其它带电粒子和这个整体的相互作用结果是自由电子的动量产生变化，发射出软光子。当光量子传播到离

这个自由电子的距离大于  $n_e^{-1/3}$  时, 统计意义上这个光子已离开这个自由电子作用范围进入和另一个自由电子作用范围, 它要新的自由电子发生相互作用。因此, 对没有被自由电子康普顿散射的光量子来说, 光量子 and 自由电子的相互作用的空间和时间是受到限制的。相互作用的空间尺度约为  $n_e^{-1/3}$ , 相互作用的时间约为  $\Delta t = n_e^{-1/3} c^{-1}$ 。在有软光子发射的情况下, 光子在离开第一个自由电子作用范围时, 它的频率已经产生红移, 因此和第二个新的自由电子发生相互作用的光量子是红移后的光子。它和新的自由电子发生相互作用时要对红移后的光子产生新的红移。因此, 光子和  $N_e$  个自由电子的相互作用在计算康普顿散射时只是将康普顿散射截面  $\sigma_c$  累加, 而在计算没有被自由电子康普顿散射的光子的红移时是由每个自由电子对光子产生的红移进行累加。

前面已经提到, 软光子的发生过程是一个准经典的物理过程, 它的发生概率为  $\frac{2e^2}{3\pi\hbar c} \frac{P^2}{E^2} \frac{dk_r}{k_r}$ , 决定的因素是自由电子的动量变化量  $P$ 。在康普顿散射过程中, 它是由于被散射的光量子方向发生变化而对自由电子产生的反冲所决定。对于光子没有被自由电子散射的量子过程, 自由电子的动量变化只能是实际情况中周围存在的其它带电粒子对它作用的结果。下面我们就来计算在实际情况中周围其它带电粒子对它作用产生的动量变化。

根据 Spitzer 1956<sup>[4]</sup>, 在稀薄电离气体中一个自由电子在运动过程中由于其它带电粒子的作用, 其运动速度要发生变化。在单位时间内平行于自由电子原来运动方向和垂直于自由电子原来运动方向的速度变化分别平均为

$$\langle(\Delta V_{\rightarrow})^2\rangle = \frac{A_D}{v} G(l_i V_e); \quad \langle(\Delta V_{\perp})^2\rangle = \frac{A_D}{v} [\Phi(l_i V_e) - G(l_i V_e)] \quad (2)$$

这里

$$A_D = \frac{8\pi e^4 z_e z_i n_i \ln \Lambda}{m_e^2}, \quad \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy$$

$$G(x) = \frac{\Phi(x) - x\Phi'(x)}{2x^2}, \quad l_i = \sqrt{\frac{m_i}{2kT}}$$

$$\Lambda = \begin{cases} \frac{3}{2z_e z_i e^3} \left( \frac{k^3 T^3}{\pi n_e} \right)^{\frac{1}{2}} & \dots\dots\dots T < 4.2 \times 10^5 .^\circ K \\ \frac{3}{2z_e z_i e^3} \left( \frac{k^3 T^3}{\pi n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{4.2 \times 10^5}{T} \right)^{\frac{1}{2}} & \dots\dots\dots T > 4.2 \times 10^5 .^\circ K \end{cases}$$

在天文学中稀薄的电离气体主要由电离氢组成，因此可以近似地有  $z_e = z_i = 1$ ,  $n_i = n_e$ 。假设稀薄的电离气体中自由电子和质子具有相同的运动温度，则有  $l_i \approx \sqrt{1840}$ 。在自由电子和光子相互作用的时间  $\Delta t$  内，自由电子的动量变化应为

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = \langle (\Delta V_e)^2 \rangle m_e^2 \Delta t \quad (3)$$

因为

$$\langle (\Delta V_e)^2 \rangle = \langle (\Delta V_{\rightarrow})^2 \rangle + \langle (\Delta V_{\perp})^2 \rangle, \quad \Delta t = n_e^{-1} c^{-1}$$

所以

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle \approx \frac{8\pi \cdot e^4 n_e^{\frac{2}{3}} \ln \Lambda}{c V_e}$$

考虑到在 Spitzer 书中所用  $P$  的单位是以能量为单位，在代入到 Heitler 书中的软光子发生概率的公式中时应有  $P^2 = \frac{8\pi \cdot e^4 n_e^{\frac{2}{3}} c \ln \Lambda}{V_e}$ 。因此，和有软光子发射的双重康普顿散射截面类

比我们可以有对没有被散射的光量子软光子散射截面为

$$\sigma_{dc} \approx \frac{2e^2}{3\pi\hbar c E^2} \frac{dk_r}{k_r} n_e^{-\frac{2}{3}} \frac{8\pi \cdot e^4 n_e^{\frac{2}{3}} c \ln \Lambda}{V_e}$$

整理后有

$$\sigma_{dc} \approx \frac{16e^6}{3\hbar E^2} \frac{dk_r}{k_r} \frac{\ln \Lambda}{V_e}$$

因为对自由电子有  $E = m_e c^2$ ,  $\sigma_c = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2$ ，代入上式整理后有

$$\sigma_{dc} \approx \frac{2e^2 \ln \Lambda}{\pi\hbar V_e} \sigma_c \frac{dk_r}{k_r} \quad (4)$$

这就是一个自由电子和没有被散射的光量子相互作用时软光子的发射截面。

### 2.3 光在稀薄电离气体中传播的红移效应

在上一小节中我们讨论了没有被自由电子被散射的光量子 and 自由电子之间存在相互作用，而且在相互作用过程中存在有软光子发射，并计算出它的发射截面。由于这个软光子发射过程的存在，光在稀薄的电离气体中传播时，除了少量光量子被自由电子散射外，大部分光量子在传播过程中虽然没有被散射而改变方向，但也要和自由电子相互作用产生红移。根

据上一小节中计算出来的发射截面，当光量子和一个自由电子相互作用产生的能量损失为

$$-dk = \int_0^k k_r \sigma_{dc} = \int_0^k \frac{2e^2 \ln \Lambda}{\pi \hbar V_e} \sigma_c dk_r \quad (5)$$

由于没有被自由电子被散射的光量子和一个自由电子之间相互作用的空间有一定的范围  $n_e^{-1}$ ，因此没有被自由电子被散射的光量子在传播过程中将不止和一个自由电子相互作用，因而和不同自由电子相互作用产生的能量损失会被累加起来。这样光在稀薄电离气体中传播时的能量损失将和传播的路径长度有关。在  $dr$  的距离上能量损失为

$$-dk = \frac{2e^2 \ln \Lambda}{\pi \hbar V_e} \sigma_c k n_e dr \quad (6)$$

因此在距离为  $R$  的传播过程中总的红移  $Z$  和距离  $R$  的关系为

$$\ln(1 + Z) = \frac{2e^2}{\pi \hbar} \sigma_c \int_0^R \frac{\ln \Lambda}{V_e} n_e(r) dr \quad (7)$$

这就是我们所要求的光在稀薄的电离气体中传播时所产生的非多普勒红移的计算公式。数值计算表明，数值因子  $\frac{2e^2}{\pi \hbar} \frac{\ln \Lambda}{V_e}$  在天文学有关问题中可以近似地认为是常数 1，因此在天文学有关问题的计算中公式 (7) 可以简化为

$$\ln(1 + Z) = \sigma_c \int_0^R n_e(r) dr \quad (8)$$

### 3. 有关天文观测结果的应用分析

上一节我们讨论了光在通过稀薄电离气体时虽然没有被稀薄电离气体中的自由电子所散射也会因为软光子的发射而被红移，并给出了所产生红移的计算公式。许多已观测到但还无法给出令人满意解释的天文现象，利用这一理论和计算公式可以很好地加以解释。下面我们列举一些例子并加以简单分析。详细的分析讨论以后另文讨论。

#### 3.1 太阳谱线红移的临边效应

Kierein 和 Sharp (1968)<sup>[2]</sup> 等注意到这一效应主要出现在光球的谱线观测中，而且谱线红移的大小和电子数密度沿视线方向的线积分结果很好相关。因此他们企图用光在传播过程中康普顿散射(Compton Scattering) 的红移效应累加的结果来解释。Kierein 和 Sharp 的理论解释虽然无法为人们所接受，但他们所注意到的观测事实是确实存在。利用上一节公式 (8) 这一观测结果显然可以很好的加以解释而不存在 Kierein 和 Sharp 的理论解释中所遇到的难题。

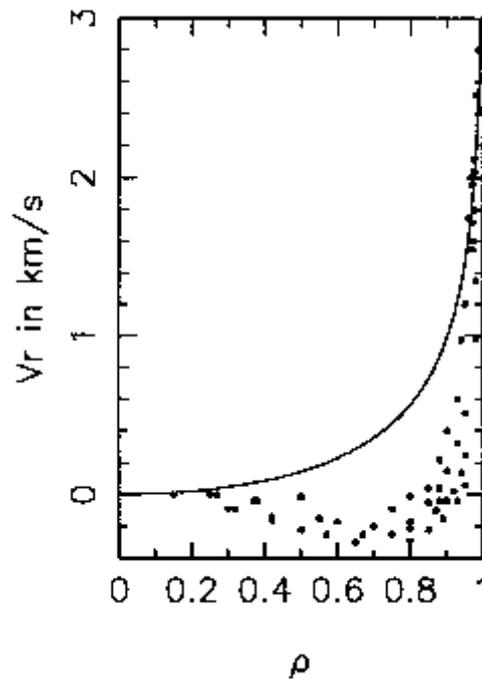


图 1. 观测到太阳谱线红移的临边效应和公式(8)的计算结果

图 1 给出观测到太阳谱线红移的临边效应和公式(8)的计算结果。图中的观测数据引自 Appenzeller and Schroter(1967)<sup>[5]</sup>, 横坐标是以太阳半径为单位的谱线观测点相对日心的距离, 纵坐标是以 km/s 为单位的谱线红移。平滑曲线是根据本文公式(8)的计算结果。日冕中自由电子密度分布数据引自文献<sup>[8]</sup>

### 3.2 日冕的加热问题

观测证明日冕的绝对温度高达百万度, 远远高于太阳光球表面的温度。由于热辐射日冕要不断损失大量能量。因此要维持日冕的高温就必须不断地给日冕补充能量。很明显, 这些能量只能来自太阳本身。Athay 和 white (1979)<sup>[6]</sup>指出, 要补偿日冕热辐射损失的能量, 要求输入到日冕的能量约为  $5 \times 10^5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这些能量如何从太阳本身传送到日冕中去一直是一个没有解决的难题。虽然许多人提出过各种能量传播机制, 但都没有令人满意的结果<sup>[7]</sup>。利用上一节讨论的软光子发射理论, 这一问题可以很好的加以解释。太阳光球发出的光辐射在通过日冕时由于软光子的发射把一部分的光辐射能量转化软光子的能量。由于电离气体对光辐射的自由-自由吸收和光量子的频率 3 次方成反比, 因此这些软光子很容易被电离气体所吸收<sup>[8]</sup>。简单的数值估算表明, 这些被吸收的软光子能量足以补偿日冕热辐射损失的能量。

### 3.3 后发星系团 (Coma) 中的星系的三维空间分布

后发星系团是由大量巨大星系和矮星系所组成, 到 2002 年这些星系中的数百个星系的

红移已被测定。它们的红移的分布范围约从 4000 km/s 到 10000 km/s，星系中心的红移为 6901 km/s，星系团的视角直径约为 2.5 度<sup>[9]</sup>。假设哈勃常数为  $70 \text{ (km/s)Mpc}^{-1}$ ，则星系团中心离我们的距离约为 99 Mpc，在视线方向的空间尺度约为 86 Mpc，而和视线垂直方向的空间尺度只有约 5 Mpc。利用哈勃常数计算出来的星系团两个方向的空间尺度相差太大，而且其它星系团的三维空间分布也存在有同样问题，显然这和宇宙学的基本假设相矛盾。利用上一节公式 (8) 我们不难理解，由于星系团中星系际电离气体的存在，我们所观测到的红移有很大一部分不是由哈勃效应所产生，因此利用哈勃常数计算出来的星系团在视线方向的尺度并不是真正的空间尺度，星系团中的星系实际的三维空间分布尺度基本上还是相同的。

### 3.4 星系团中星系际介质的加热问题

后发星系团中星系际电离气体的存在已为大量的观测事实所证实<sup>[10]</sup>。观测表明后发星系团中星系际电离气体的温度约高达  $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ 。由于高温电离气体的辐射损失，如果没有补充能量的输入，后发星系团中星系际电离气体是很难维持它的高温状态。这个补充能量的输入问题也是一个没有还解决的难题。利用本文提出的软光子产生理论，如同日冕加热问题一样，由星系团中各个星系发出的各种发射在通过星系际电离气体时所产生的软光子完全可以为电离气体提供足够的补充能量。

### 3.5 双星两个子星的红移问题

Paul Marmet<sup>[11]</sup>1990 年已经指出许多银河系内天体的红移无法用多普勒红移来解释，如利用许多双星两个子星红移推导出来的双星系统的质心有不同的红移。Paul Marmet 用光子和原子的非弹性碰撞来解释这一现象，但无法给出定量计算的公式。他的思路和本文的思路基本一致，只是本文公式 (8) 给出了可以定量计算的公式。结合 Paul Marmet 文中给出的观测事实，可以对观测结果进行定量的计算验证。

### 3.6 Pioneer VI 的红移问题

先锋 6 号空间飞船 (Pioneer VI) 1965 年 12 月 16 日被发射到绕太阳运动的轨道中，1968 年 12 月它运行到和地球相对的太阳轨道的另一面，因此先锋 6 号空间飞船发出的无线电信号要通过日冕才能被地面上的接受系统所接受。美国喷气推进实验室 (JPL) Goldstein<sup>[12]</sup> 利用该实验室 64 米天线对飞船 2295Mhz 的载波信号进行精确的测量。中心频率的测量精度达 0.05hz。观测的带宽为 100hz。Goldstein 的观测有两个重要结果：一是当太阳出现‘活动’时，随后观测到的飞船载波信号带宽加宽，同时中心频率红移。二是当飞船和地球的连线越接近太阳，地面上所观测到的飞船载波信号的附加红移越大，当这一连线在离太阳约 1 度时地面上所接受到的飞船载波信号消失。当飞船运行到离开太阳约 1 度时，地面上又接受到的飞船载波信号，同时飞船载波信号的附加红移随距离的增加而变小。这两个现象都不难用信

号传播路径上日冕中自由电子的变化加以解释。只要对信号传播路径上日冕中自由电子的密度变化给出数字模型，利用本文给出的公式(8)还可进行定量计算比较。

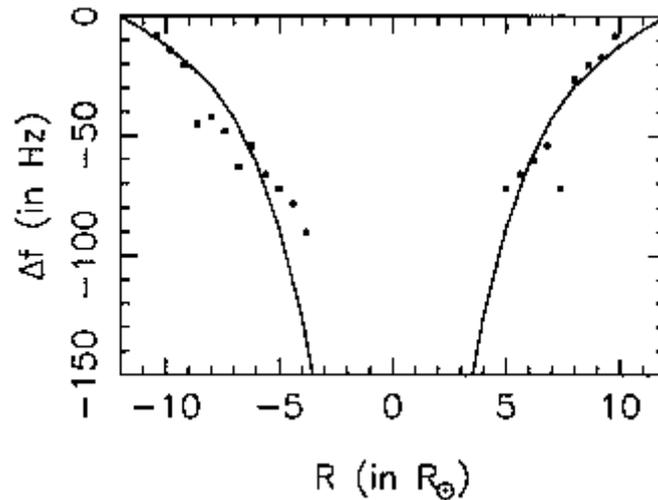


图 2. Pioneer VI 载波信号的红移与信号通过日冕时相对太阳中心距离的关系和利用公式(8)的计算结果，红移以 Hz 为单位，相对太阳中心距离以太阳半径为单位。日冕中自由电子密度分布数据引自文献<sup>[8]</sup>

#### 4. 总结

本文利用准经典的物理理论讨论了光量子在稀薄电离气体中传播时‘软光子发射’过程的存在。由于这个‘软光子发射’过程的存在光量子在传播过程中要产生红移。计算这一红移的公式也已推导出来。利用这个理论许多已观测到而无法解释的天文现象可以得到合理的解释。由于有了定量计算的公式，这个理论可以利用已观测到的天文现象和模型假设对这一理论进行观测计算验证。

#### 参考文献

- [1] Halm, J., 1907, *Astr. Nachr.* **173**, 273
- [2] Kierein, J. and Sharp, B. M., 1968, *Sol. Phys.*, **3**, 450
- [3] Heitler, W., *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., Oxford, Clarendon, 1954, pp177-180
- [4] Spitzer, L., *Physics of Fully Ionized Gases*, New York, Interscience, 1956, pp68-76
- [5] Appenzeller, I., and Schroter, E., H., *APJ* **147**(1967), 1100
- [6] Athay R. G., and White O. R., *APJ Supp.*, **39**(1979), 333
- [7] Sturrock P. A., and Uchida Y., *APJ* **246**(1981), 331
- [8] Arthur N. Cox *Allen's Astrophysical Quantities* 4<sup>th</sup> ed., 115
- [9] Scott, A. E., et al, *APJ* **567**(2002), 178
- [10] Briel, U. G., *A&A* **259**(1992), L31
- [11] Paul Marmet, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE* **18**(2000), 56
- [12] Goldstein, R. M., *Science*, **166**(1969), 598

## The propagation of photons in the dilute plasma

YiJia ZHENG

National Astronomical Observatory,

Chinese Academy of Sciences, A20 Datun Road, Chaoyang District, Beijing, PRC, 100044

## 1. Abstract

*It is not a real vacuum in the vast cosmology space. In the different region there are different density dilute plasma. Photons propagated in this space will take place a 'soft-photon' process. In this paper the process is discussed. Due to the 'soft-photon' process propagated photons will be redshifted. The formula to calculate the redshift is derived. Many unexplained observed astronomical phenomena can be explained by this theory.*

**Keywords:** *Cosmology, redshift, soft-photon, plasma*

郑怡嘉：男。1938年生。研究员（已退休）。主要研究方向是宇宙学和射电天文。