

Alfvén 脉动对太阳风的加热

涂传诒 陈 华

(北京大学地球物理系)

摘 要

本文采用了空间飞船 Helios 1 和 2 在 0.3AU 到 0.9AU 之间对太阳风高速流的观测数据, 检验了 Alfvén 脉动对太阳风加热的理论以及 Alfvén 脉动的衰减机制。计算表明, 在 Helios 观测的空间范围内, (1) 若脉动耗散的能量转化为质子的热能, 由能量守恒方程计算出的质子温度的径向变化与观测一致; (2) 经典粘性衰减机制预计的能量耗散率与实测结果相差很大, 因而不能解释脉动能量转化为质子能量的过程; (3) 波能串级模式预计的能量耗散率与实测一致, 说明太阳风质子的加热很可能是由于串级到质子回旋频率范围的脉动能量转化为质子的热能所致。

一、引 言

在 1AU 的观测表明, 太阳风的高速流中, 质子温度通常很高, 约为 $2.3 \times 10^4 \text{ K}^{[1]}$ 。另一方面, 从太阳到 1AU 处的绝大部分空间中, 质子碰撞自由程很大, 其运动可看成是无碰撞的, 因而可忽略质子的热导。由经典理论, 质子处于绝热膨胀过程^[2]。这一过程决定的质子在 1AU 处的温度约为 $4 \times 10^4 \text{ K}$, 这大大小于高速流中质子温度的实测值。显然, 要有能源对质子加热。

由于质子温度与速度脉动幅度有很高的相关性, 人们推测速度扰动(主要是 Alfvén 脉动)可能是质子加热的原因。Hollweg 导出了包括 Alfvén 脉动加热效应的太阳风能量方程^[3]。在 Alfvén 脉动振幅于 $20R_\odot$ 以外饱和, 即 $\langle \delta B^2 \rangle / B_0^2 = 1/2$, 以及 Alfvén 脉动耗散的能量转化为质子热能的假设下, 略去质子热导, Hollweg 给出了一个关于太阳风膨胀的数值计算^[4], 得到如下结论: 在 $20R_\odot$ 至 0.3AU, 质子受到 Alfvén 波引起的加热; 在 0.3AU 以外, 质子不再受到有效的加热, 质子温度开始绝热地下降。虽然 Hollweg 的计算能够说明某些在 1AU 测量到的高速流的一般特性, 但是由于预计的加热区域在 0.3AU 之内, 因而 Alfvén 脉动对太阳风质子加热的可能性并没有得到直接实际观测的验证。

Hollweg 认为 Alfvén 波非线性朗道阻尼可能导致波能转化为太阳风质子的能量, 但没有进一步讨论。Whang 指出^[5], Alfvén 脉动的粘性效应可使脉动能量耗散。涂传诒认为^[6], 在 Alfvén 脉动的传播过程中, 脉动能量将由低频区向高频区串级传输, 串级到质子回旋频率范围的能量可能通过回旋波耗散为质子的热能。所有这些 Alfvén 脉动的耗散机制也都需要实际观测的检验。

二、计算中用到的太阳风和 Alfvén 脉动的参数

(a) Alfvén 脉动振幅平方的小时平均值 $\langle \delta B^2 \rangle$ 随日心距离的变化

Bavassano 给出了 Helios 2 在同一太阳风高速流后沿三个不同日心距离 (0.29 AU, 0.65 AU, 0.87 AU) 处实测的磁场分量脉动振幅平方的小时平均值与平均磁场平方之比, 及平均磁场本身的值(见表 1)^[7], 对其采用 $\langle \delta B^2 \rangle = a_1 R^{-\alpha}$ 曲线拟合, 可得到 $\langle \delta B^2 \rangle$ - R 关系为

$$\langle \delta B^2 \rangle = 8.03 R^{-3.49} (\gamma^2). \tag{1}$$

表 1

$R(\text{AU})$	0.29	0.65	0.87
$\langle \delta B^2 \rangle / B_0^2$	0.351	0.307	0.298
$B_0(\gamma)$	41.7	10.5	6.8
$\langle \delta B^2 \rangle (\gamma^2)$	610.35	33.85	13.78

(b) 背景太阳风速 V

Villante 指出^[8], 对于 Helios 1 和 2 于 1976 年在 0.29—0.65 AU 观测到的高速流, 太阳风的径向膨胀速度可近似看成常数, 并取为

$$V = 635 (\text{km/s}). \tag{2}$$

由文献[10]给出的 Helios 2 观测到的质子整体速度随日心距离变化的图中, 看到上述值也适用于 0.87 AU 处的情况.

(c) 质子数密度 n_p 随日心距离的变化

文献[10]给出了 Helios 观测到的质子数密度随日心距离变化的观测曲线. 本文选取与前述同一高速流管中的观测值列于表 2.

表 2

$R(\text{AU})$	0.29	0.65	0.87
$n_p (\text{cm}^{-3})$	33 ± 2	7 ± 1	4 ± 1

对表 2 数据用 $n_p = a_2 R^{-\alpha_2}$ 曲线拟合, 有

$$n_p = (3.04^{+0.76}_{-0.73}) R^{-1.3^{+0.14}_{-0.18}} (\text{cm}^{-3}),$$

在下文中, 采用 $n_p = 3.0 R^{-2.0} (\text{cm}^{-3}). \tag{3}$

(d) 流管截面 A 的选取

由于 n_p 的实测值与球对称模式所要求的变化趋势 ($n_p \propto R^{-2}$) 一致, 因而在所讨论区内, 可以假设太阳风流管是球对称膨胀的, 即

$$A = CR^2, \tag{4}$$

式中 C 为常数.

(c) 径向 Alfvén 波速随日心距离的变化

由 Bavassano 等提供的太阳风高速流后沿磁场 B_0 的四点测值^[9], 考虑到 $B_r = B_0 \cos \varphi$, 可得到磁场强度的径向分量 B_r . 其中 φ 为磁场与径向的夹角. 由文献[8], Helios 观测到的 B_0 的指向与预计的赤道面内螺旋磁力线的指向一致. 故 $\cos \varphi$ 值可由 Parker 螺旋磁力线模式确定, 即

$$\cos \varphi = \left[1 + \left(\frac{QR}{V_0} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

其中, Q 为太阳自转角速度 $Q = 2.7 \times 10^{-6} \text{ rad/s}$, 若 R 以 AU 为单位, 则上述 (5) 可写为

$$\cos \varphi = [1 + 0.41 R^2]^{-1/2}. \quad (6)$$

表 3 列出了不同日心距离上的 B_0 的实测值, 计算得到的 $\cos \varphi$ 值及 B_r 值. 用 $B_r = a_1 R^{-2}$ 曲线对 B_r 拟合, 可得

$$B_r = 3.95 R^{-2} (\gamma^2), \quad (7)$$

最大拟合误差小于 12%.

根据 Alfvén 速度定义, 并考虑 n_p-R 关系, 有径向 Alfvén 速度为

$$V_{Ar} = B_r / (4\pi m_p n_p)^{1/2} = 50.0 R^{-1} (\text{km/s}). \quad (8)$$

表 3

$R(\text{AU})$	0.29	0.41	0.65	0.87
$B_0(\gamma)$	41.7	23.0	10.5	6.8
$\cos \varphi$	0.98	0.97	0.92	0.87
$B_r(\gamma)$	41.0	22.3	9.68	5.91

(f) 质子温度 T_p 随日心距离的变化

Marsh^[10] 给出 Helios 实测的平行和垂直于磁场方向的质子温度对于不同太阳风速度间隔的统计平均值随日心距离的变化. 在太阳风速为 600—700 km/s 的速度区间内, $T_{\perp}$ 、 $T_{\parallel}$ 的平均值列于表 4. 据此, 利用关系式 $T_p = 1/3 T_{\parallel} + 2/3 T_{\perp}$, 可以求得相应的 T_p 值.

表 4

$R(\text{AU})$	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
$T_{\parallel p}(10^3 \text{K})$	6.1	4.5	4.1	4.0	3.5	3.4	2.6
$T_{\perp p}(10^3 \text{K})$	7.0	5.6	3.8	3.7	3.1	2.8	2.3
$T_p(10^3 \text{K})$	6.7	5.2	3.9	3.8	3.2	3.0	2.4

对 T_p 采用 $T_p = a_4 R^{-a_4}$ 曲线拟合, 可有

$$T_p = 2.4 \times 10^5 R^{-0.97} (\text{K}). \quad (9)$$

三、Alfvén 脉动对太阳风质子的加热

包括 Alfvén 脉动加热效应的太阳风质子能量方程可写成如下形式^[4]:

$$\begin{aligned} & 3/2Vkn_p \frac{dT_p}{dR} + n_p k T_p A^{-1} \frac{d}{dR} (VA) \\ &= -A^{-1} \frac{d}{dR} \left\{ A \left[\frac{\langle \delta B^2 \rangle}{4\pi} \left(V_{A_r} + \frac{3}{2} V \right) \right] \right\} - \left(-V \frac{d}{dR} \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{8\pi} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

如果将上式乘以 dR , 可以看到右端第一项为单位时间流进体积元 $A dR$ 的 Alfvén 波能流, 第二项括号内为体积元 $A dR$ 内 Alfvén 波压在单位时间内对太阳风作的功. 称右端为“非可逆损失率”, 表明在扣除了 WKB 解预计的能量衰减后脉动能量的损失率. 等式左端为太阳风质子的加热率. 在 (10) 中, 已经略去等式右端的碰撞项 $-3/2\nu_e n_e k (T_e - T_p)$. ν_e 为电子与质子的库仑碰撞频率, T_e 为电子温度. 因为该项比其它项小三个量级, 在计算质子温度时可略去. 这样方程 (10) 意味着 Alfvén 脉动的损失率等于太阳风质子的加热率.

将 (1)–(8) 代入 (10) 式, 两边同除 $3/2n_p k V$, 可以得到

$$\frac{dT_p}{dR} + 1.33 \frac{T_p}{R} = (0.507R^{-2.49} + 0.202R^{-3.49}) \times 10^5. \quad (11)$$

此微分方程的通解为

$$T_p = (C_1 R^{-1.33} - 3.17R^{-1.49} - 0.17R^{-2.49}) \times 10^5, \quad (12)$$

C_1 为积分常数. 由 $R = 0.35 \text{ AU}$ 处实测的 $T_p = 6.7 \times 10^5 \text{ K}$, 可求得 $C_1 = 5.98$. 由

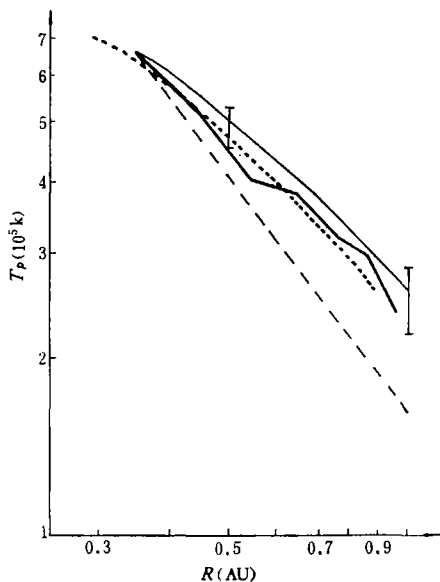


图 1 质子温度随日心距离的变化

Fig. 1 The proton temperature as a function of heliocentric distance

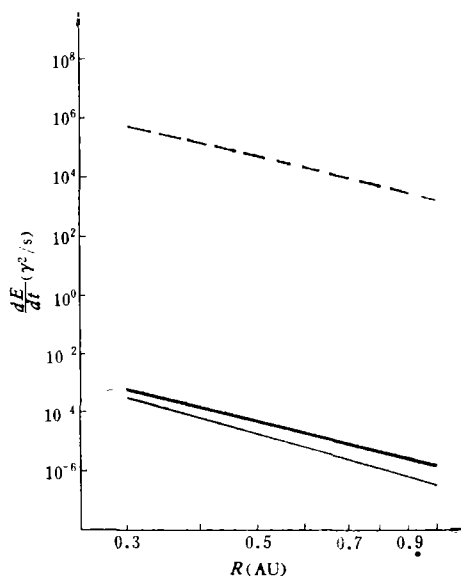


图 2 Alfvén 脉动能量耗散率随日心距离的变化

Fig. 2 The rate of energy dissipation of the Alfvénic fluctuation as a function of heliocentric distance

此得到

$$T_p = (5.98R^{-1.33} - 3.17R^{-1.49} - 0.17R^{-2.49}) \times 10^5, \quad (13)$$

计算得到 T_p-R 关系,如图 1 所示.

由图 1 可看到,根据 Alfvén 脉动加热计算出的太阳风质子温度(细实线)显著地高于由绝热膨胀决定的温度(虚线),而与实测太阳风质子的温度(粗实线)十分接近.将计算得到的 T_p-R 关系用 $T_p = a_5 R^{-\alpha_5}$ 拟合,考虑(9)式,有表 5.

表 5

	实测结果	Alfvén 脉动加热	绝热膨胀
α	0.97	0.92	1.33

由表 5 可以看到,由 Alfvén 脉动加热决定的 α 值与实测十分接近.这虽与 Hollweg 1978 年给出的关于 Alfvén 波加热的空间范围的理论结论不同,但支持了 Alfvén 脉动非可逆损失能量可加热太阳风质子的观点.

应当说明在上述比较中,质子温度由它在太阳风速 600—700km/s 的速度区间内的平均值确定^[10],它虽然不是由同一流管中的数据得到的,但仍能反映高速流管中温度的径向变化. Villante^[8] 和 Bavassano^[9] 给出的 Alfvén 脉动的径向变化也反映了类似的变化特性.从这一角度来说,上述比较是有意义的.从 Marsh 给出的结果^[10],找到了与 Villante^[8] 和 Bavassano^[9] 给出的在同一流管同时性测量得到的质子径向温度 $T_{pR}(R)$,用点线标于图 1 中.由于从 0.3 AU 到 1 AU 温度的各向异性变化不大,可以认为 $T_{pR}(R)$ 的径向变化即为 T_p 随日心距离的变化.从图上可看到,点线与细实线有几乎相同的变化趋势,两者差别在于初始取值的不同.

图 1 还表明,实测值比 Alfvén 脉动加热决定的值要低一些.这可能是由于脉动非可逆损失的能量没有完全转化成质子热能的缘故,很可能一部分能量转化为其它形式的波动能量.另一方面,本文采用的太阳风质子温度是与一定流速范围相对应的,可以大致代表,但不能等同于高速流中的温度.

四、关于加热机制的讨论

如前所述, Helios 的观测表明,太阳风高速流中质子的加热率近似等于 Alfvén 脉动的耗散率.但 Alfvén 脉动耗散及其转化成太阳风质子热能的物理机制目前尚不清楚.一些作者从理论上讨论了这个问题^[5,6],但需要加以实测的检验.下面,计算了粘性衰减模式^[5]和波能串级模式^[6]预计的 Alfvén 脉动的能量衰减率,并与实测比较,从而给予这两个模式以实测的检验.

(a) Alfvén 脉动能量损失率的实测结果

Alfvén 脉动的能量非可逆损失率可写为

$$\frac{dE}{dt} = v \frac{d\langle \delta B^2 \rangle}{dR} - \frac{1}{R^2} \frac{d}{dR} \left[R^2 \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{4\pi} \left(V_{Ar} + \frac{3}{2} V \right) \right] (\gamma^2/s). \quad (14)$$

将实测数据(1)、(2)及(8)代入,得到

$$\frac{dE}{dt} = (0.133R^{-4.49} + 0.053 \times 10^{-5.39}) \times 10^5 (r^2/s). \quad (15)$$

图2中粗实线表示(15)给出的 $dE/dt-R$ 关系.

(b) 粘性衰减机制预计的脉动能耗散率

文献[5]提出了 Alfvén 脉动的粘性衰减机制. 认为由等离子体中库仑碰撞造成的粘性效应, 可以使 Alfvén 波经历阻尼衰减, 从而使脉动能量转换成太阳风能量. 从该文提出的含粘性项的 Alfvén 脉动的控制方程, 可以得到粘性衰减模式预计的能量耗散率为

$$\frac{dE_v}{dt} = \frac{\pi \nu \cos^2 \varphi}{(V + V_{Ar})^2} \int_{10^{-4}}^{10^{-1}} f^2 P(f) df \quad (r^2/s). \quad (16)$$

上式表示, 在静止参考系中, 由粘性衰减导致的单位时间、单位体积内波能的衰减.

式中 ν 为动力学粘性系数. 由 Spitzer 给出的粘性系数 μ 来确定^[11]

$$\nu = \frac{1}{mn} \mu = \frac{1}{mn} 2.21 \times 10^{-15} \frac{T^{5/2} P^{1/2}}{Z^4 \ln \Lambda} \quad (\text{cm}^2/\text{s}). \quad (17)$$

式中 P 为正离子的原子重量数, Z 为离子电荷数. 对质子粘性而言, $T = T_p$, $Z = 1$, $P = 1$, $\ln \Lambda = 26$, 将以上代入(17), 得到

$$\nu = 0.5 \times 10^8 T_p^{5/2} / n_p \quad (\text{cm}^2/\text{s}). \quad (18)$$

其中 n_p 、 T_p 分别由(3)、(9)式给出.

现在来确定(16)式中的定积分

$$I = \int_{10^{-4}}^{10^{-1}} f^2 P(f) df. \quad (19)$$

Bavassano 给出了脉动能谱密度随频率和空间的变化^[9], 若把能谱密度随频率的变化写成 Bf^β , 随径向距离的变化写成 CR^σ , 则在 0.29 AU—1AU 范围内, 梯度指数 σ 和谱指数 β 的数值列于表 6

表 6

频段(Hz)	$8.3 \times 10^{-2} - 3 \times 10^{-2}$	$3 \times 10^{-2} - 10^{-2}$	$10^{-2} - 2.5 \times 10^{-3}$	$2.5 \times 10^{-3} - 2.8 \times 10^{-4}$
梯度指数 σ	-4.2	-4.2	-4.1	-3.2
频指数 β	-1.6	-1.6	-1.4—-1.6	-1.0—-1.6

计算表明, 两个较低频段对积分的贡献可以略去. 因此积分可写成

$$I = 7.4 \times 10^{-3} R^{-4.2} \quad (r^2 \cdot \text{Hz}^2). \quad (20)$$

这样就得到了粘性模式预计的波能耗散率表达式

$$\frac{dE_v}{dt} = \frac{\pi \nu \cos^2 \varphi}{(V + V_{Ar})^2} I = 4.33 \times 10^5 \frac{R^{-4.6}}{(1 + 0.41R^2)(12.7 + R^{-1})^2} \quad (r^2/s). \quad (21)$$

相应的 $\frac{dE_v}{dt}-R$ 曲线绘于图 2(虚线).

(c) 能量串级模式预计的能量串级损失率

涂传诒的波能串级模式认为^[6], Alfvén 脉动在向外传播过程中, 由于非线性相互作用, 脉动能量由低频向高频传输. 串级能量最后在质子迴旋频率附近衰减, 转化为太阳风

质子的热能. 根据文献[6], 在 r 处, 单位时间单位体积中, 由频率低于 f 的脉动向高于 f 的脉动串级传输的能量为 $F(r, f)/4\pi$,

$$F(f, r) = \alpha_0 f^{5/3} P(f, r). \quad (22)$$

其中, P 为谱密度, $\alpha_0 = 1.4 \times 10^{-3}(\text{s})^{1/3}$, 其物理意义在[6]中已有说明.

该模式认为, 脉动能量在频率区间 10^{-4} — 10^{-1} Hz 内并不直接耗散. 由于从高频端传出该区间的能量比从低频端进入的能量多, 因而该区间内的脉动能量将逐渐减少. 这种因串级造成的波能损失被称为串级损失. 于是, 在频率区间 f_H 和 f_L 内, 脉动能量的串级损失率为

$$\frac{dE_w}{dt} = \frac{1}{4\pi} (F_{\text{出}} - F_{\text{入}}) = \frac{\alpha_0}{4\pi} (f_H^{5/3} P_H - f_L^{5/3} P_L) (\gamma^2/\text{s}), \quad (23)$$

式中 $P_H = P(f_H, r)$, $P_L = P(f_L, r)$. 由串级模式的谱方程^[6]可得, 在区间 (f_L, f_H) 脉动能量的串级损失等于该区间脉动能量的“非可逆损失率”.

根据 Bavassano 给出的实测频率范围^[9], 取 $f_L = 4 \times 10^{-4}$ Hz, $f_H = 8 \times 10^{-3}$ Hz (一般认为这也是 Alfvén 波的频率范围). 由 Bavassano 等给出的实测频率谱可得表 7.

表 7

$R(\text{AU})$	0.29	0.41	0.65	0.87
$P_L(\gamma^2)$	3×10^5	1.45×10^5	3×10^4	1.25×10^4
$P_H(\gamma^2)$	2.8×10^2	50	7.4	2.5

将以上数据代入公式, 可算出 4 个不同 R 处的 dE_w/dt 值(在图 2 中以细实线示之).

从图 2 可以看出, 从 10^{-4} — 10^{-1} Hz 的频率范围内, 能量串级预计的 Alfvén 波能耗散率接近实测结果, 而粘性衰减机制预计的波能耗散率则相差 8 个量级. 显然后者不能用来描述 Alfvén 脉动的衰减. 这是因为在所讨论的频段中, 脉动的空间尺度远小于质子碰撞自由程, 因而控制方程中的粘性项失去了其应有的物理意义.

五、结论与讨论

综上所述, 本文得到:

(a) 在 0.3—0.9 AU 之间, 若 Alfvén 脉动耗散的能量变为太阳风质子的热能, 前者可有效地加热质子, 使其温度在变化趋势上与实测一致. 这表明在观测的空间范围内, Alfvén 脉动能量足以加热太阳风. 这支持了以 Alfvén 波作为太阳风加热能源的观点.

(b) 在通常确认的 Alfvén 脉动的频率范围内, 粘性衰减模式给出的波能耗散率比实测大 8 个量级. 它不适于解释 Alfvén 脉动的能量衰减.

(c) 波能串级模式预计的 Alfvén 脉动能量的损失率与实测相近. 它为 Alfvén 脉动的衰减提供了一个可能的解释.

本文还考虑了 $\langle \delta B^2 \rangle / B_0^2$ 、 V 的取值误差对结论的影响, 采用文献[7]给出的 $\langle \delta B^2 \rangle / B_0^2$ 的误差, 并使 V 分别变为 600—700 km/s, 计算得到的 T_p 偏差用竖线表示在图 1 中.

可看出,上述参数的变动不影响本段给出的结论。

本文没有检验 Alfvén 波非线性朗道阻尼的机制。因为所有有关的公式都是对于均匀静止的背景等离子体给出的。而太阳风等离子体的速度是发散的。如何把这些公式用于太阳风,需要专门文章加以讨论。

参 考 文 献

- [1] Seldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame and J. T. Gosling, *J. Geophys. Res.*, Vol. **81**, p. 5054, 1976.
- [2] Hartle, R. E. and P. A. Strurrock, *Ap. J.*, Vol. **151**, p. 1155, 1968.
- [3] Hollweg, J. V., *J. Geophys. Res.*, Vol. **79**, p. 1539, 1974.
- [4] Hollweg, J. V., *Rew of Geophys. and Spacephys.*, Vol. **16**, p. 689, 1978.
- [5] Whang, Y. C., *J. Geophys. Res.*, Vol. **85**, p. 2285, 1980.
- [6] 涂传治,地球物理学报,第**26**卷,第405页,1983.
- [7] Bavassano, B., M. Dobrowolny, G. Fanfoni, F. Marini and N. F. Ness, *Solar phys.*, Vol. **78**, No. 2, p. 373, 1982.
- [8] Villante, U., *J. Geophys. Res.*, Vol. **85**, p. 689, 1980.
- [9] Bavassano, B., M. Dobrowolny, F. Marini and N. F. Ness, *J. Geophys. Res.*, Vol. **87**, p. 3617, 1982.
- [10] Marsch, E., K. H. Muhlhauser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Pilipp and F. H. Neubauer, *J. Geophys. Res.*, Vol. **87**, p. 52, 1982.
- [11] Spitzer, L. Jr, *Physics of Fully Ionized Gases*, second edition, Wiley, New York, p. 146, 1962.

The Heating of the Solar Wind by Alfvénic Fluctuations

Tu Chuan-yi Chen Hua

(Dept. of Geophysics, Peking University)

Abstract

The theory of the heating of the solar wind by the Alfvénic fluctuation and two models for the attenuation of the Alfvénic fluctuation (Viscous model and Wave energy cascading model) have been tested against the observed data by Helios 1 and 2. The calculation showed that, in the space range where Helios observed, (1) from the energy equation under the assumption that the Alfvénic fluctuations changes into the heat energy of the solar wind protons, the calculated radial variation of the temperature of the solar wind protons agrees with the observed results; (2) the rate of the energy dissipation of the fluctuations predicted by the viscous model is different from the observed results. The difference is about 8 orders, so it can not describe the process of the energy dissipation; (3) the rate of energy dissipation of the fluctuations predicted by the wave energy cascading model agrees with the observed results. The possible mechanism of the heating of the solar wind protons is the dissipation of the energy cascading to the frequency range of the proton gyro-frequency.