

密级: _____ 公 开 _____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

太阳大气中电子束流传输的能量损失和能谱演化

作者姓名: _____ 许 磊 _____

指导教师: _____ 吴德金 研究员 _____

_____ 中国科学院紫金山天文台 _____

学位类别: _____ 天文学 _____

学科专业: _____ 天体物理 _____

研究所: _____ 中国科学院紫金山天文台 _____

2013 年 12 月

**Energy loss and spectrum evolution of transportation of
electron beam in the solar atmosphere**

**By
Lei Xu**

**A Dissertation/Thesis Submitted to
The University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Astrophysics**

**Purple Mountain Observatory
Chinese Academy of Sciences**

December, 2013

摘 要

高能带电粒子形成的束流是各类天体活动现象中最常见的产物之一。在太阳物理中，硬 X 射线和射电爆发是高能电子束流在太阳大气中存在的两个直接证据。例如，非热高能电子束流在太阳大气中的非热轫致辐射被认为是太阳耀斑爆发中硬 X 射线辐射的主要来源。另一方面，捕获在太阳磁场中的非热高能电子束流产生的电子回旋脉泽辐射亦被广泛用于解释各种太阳射电爆发现象。因此，对高能电子束流的产生、输运和耗散等问题的研究一直是天体物理研究领域的前沿热点课题。

一个高能电子束流在等离子体中传播时必将引起等离子体内的一系列电磁活动现象。例如，束流传播本身引起的强大瞬间电流将产生极强的自生磁场并通过洛伦兹力对束流本身的传播产生重要影响。早期的研究显示这将限制高能电子束流引起的电流不能超过某一极限值、即所谓的“阿尔文-劳森极限”(Alfven-Lawson limit)。然而，实验室产生的相对论性等离子体电流和多种太阳活动产生的束流电流值都远大于阿尔文-劳森极限。这意味着在束流传播过程中需要引入某种抑制或抵消束流磁场的过程或机制。于是，“回流(return-current)”的概念被提出。回流是指在束流传播过程中，背景等离子体将感应产生一个反向电流，即回流(通常由背景等离子体中的电子漂移运动形成)，以中和束流电流(beam-current)、并进而有效地抑制束流磁场。于是，“束流-回流(beam-return current system)”系统已经成为研究带电粒子束流在等离子体中传播过程的一个基本理论模型。深入研究束流-回流系统中的等离子体不稳定性及其波粒相互作用对进一步理解束流在等离子体中的传输和耗散等问题无疑具有及其重要的意义。

本论文的第一章简单介绍了太阳大气中的高能电子束流及束流-回流系统，包括太阳大气中高能电子束流的观测证据和束流-回流系统的基本理论。例如回流的提出、形成、模拟、观测、及其不稳定性等。

论文第二章深入研究了太阳耀斑中束流-回流系统中由于等离子体波粒相互作用导致反常电阻的形成机制，以及欧姆定律在束流-回流系统达到稳态时的表达形式。我们的结果表明，耀斑爆发产生的非热高能电子束流首先激发背景等离子体中的朗缪尔波湍流，并加热背景电子，以至其中部分超热电子能够逃

逸朗缪波湍流的捕获、响应束流传播激发的感应电场，并进而形成回流。当回流电子的漂移速度大于离子声速时，将进一步激发背景等离子体中的离子声波不稳定性，并形成离子声波湍流。该离子声波湍流将通过波粒相互作用进一步引起回流的反常电阻，相应的电导率称为 Sagdeev 电导率。计入这一反常电阻效应，本文给出了欧姆定律以及相应的回流电场在束流-回流系统达到稳态时的一般表达形式。

太阳耀斑硬X射线的环顶源和足点源通常被认为时由高能电子束流沿冕环从位于日冕的环顶向位于色球层的环足传输过程中产生的。因此，硬X射线环顶源与足点源之间的对比分析为研究高能电子束流的传输过程提供了一个很好的机会。Battaglia 和 Benz 详细分析了由高分辨率硬X射线卫星 RHESSI 观测到的5个同时具有环顶源和足点源的硬X射线耀斑事件，发现其中发生在2003年10月24日和2005年7月13日的两个耀斑事件中的回流电流的估计值都远大于束流电流，显然与束流-回流系统理论相矛盾。我们进一步的分析发现，这两个事件中的回流都能够有效地激发离子声波湍流。特别是，我们发现当计入离子声波湍流引起的反常电阻后，回流电流的估计值能够合理地与束流电流大小一致，即如束流-回流系统理论所预期的那样有效地中和束流电流。我们的这一结果意味着束流-回流系统所激发的等离子体波及其波粒相互作用有可能对束流在等离子体中的传输与耗散过程产生重要影响。

当高能电子束流沿冕环传输进入色球层后，电子-中性原子的碰撞对束流电子的能量耗散可能有重要影响。在论文的第三章中，我们深入研究了包括库仑碰撞、回流电场和同中性原子碰撞等多种能量损失机制共同对束流电子入射能谱的影响。我们的结果显示回流电场和中性原子碰撞是束流电子能量的主要损失机制，并都将导致入射电子能谱在低能端变得更加平坦，进而形成双幂律能谱。进一步的分析表明，在日冕和过渡区中，束流电子的能量损失主要由回流电场引起，随着进入色球层，中性原子碰撞引起的能量损失变得越来越重要。特别是，当束流电子进入色球层较深位置时，中性原子碰撞对入射能谱的影响将大于回流电场的影响。同时，我们的结果也显示，当到达足点源时形成的高、低能端幂律能谱间的谱指数之差、以及双幂律谱间的转折能量将依赖于回流电场的大小和注入色球层的深度。回流电场越大，注入深度越深，谱指数之差和转折能量越大；反之，回流电场越小，注入深度越浅，谱指数之差和转折能量越小。

本文第四章简要总结了本论文的主要研究结果，并对相关领域的未来发展进行了简单展望。

关键词： 太阳高能物理；非热高能电子束流；束流-回流系统；等离子体不稳定性；反常电阻；中性原子碰撞

Abstract

Beams of energetic charged particles are a common product from a variety of astrophysical activities. In solar physics, two direct signatures of electron beams in the solar atmosphere are hard X-ray bursts and radio bursts. The beam of energetic charged particles generates Langmuir waves through two-stream instability and then directly amplifies the high-frequency electromagnetic waves, which is fundamental of plasma radiation. The plasma radiation is applied to explain various radio bursts, e.g. type II bursts, type III bursts. On the other hand, the energetic charged particles captured in magnetic fields can generate the electron-cyclotron maser emission and directly amplify the high-frequency electromagnetic waves at frequencies close to the electron cyclotron frequency and its harmonics. The electron-cyclotron maser emission is widely used to interpret various coherent radio radiations, e.g. the solar radio bursts, spikes bursts etc. So the formation, propagation and dissipation of beams have been under intensive investigation as a fundamental problem in astrophysics.

During the propagation of the beams of energetic charged particles, the motion of the energetic charged particles is governed by the magnetic fields produced by themselves. Then there is a limit on the current for the energetic charged particles, which is called the Alfvén–Lawson limit. However, the relativistic plasma currents in laboratory and all currents of interest in solar activity phenomena greatly exceed the Alfvén–Lawson limit. The results of these experiments and observations indicate that there are some processes or mechanisms to restrain and neutralize the magnetic fields produced by the beams. Then, the return current was presented. The return current is formed by all background plasma electrons having the same drift velocity, and it is equal to the beam current but with an opposite direction. When the beam–return current system achieves a situation, which is referred to as current neutralization, namely the local net current density is zero, the propagation of the beams of energetic charged particles is never governed by the magnetic fields produced by themselves. So the study

of return current is great significance to understanding of the propagation and dissipation of beams.

Firstly, Chapter 1 gives the general knowledge of the beams of energetic charged particles and the beam–return current system in solar atmosphere. In section 1.1, we introduce the beams of energetic charged particles in solar atmosphere, e.g. the observational evidence of the beams in solar atmosphere (1.1.2) and the two-stream instability generated by the beams (1.1.3). We introduce the beam–return current system in detail in section 1.2, which include the proposition, formation, simulation and observation of return current.

Chapter 2 of this thesis discusses the anomalous resistivity in beam-return currents of solar flares and the Ohm’s law in beam–return current systems. The energetic charged beam particles produce Langmuir turbulence through the interaction with fundamental plasma during the solar flare. Thus, only a small part of background plasma electrons, namely superthermal electrons, can escape the trap of Langmuir turbulence and respond the induced electric field excited by the beam electrons. Then, the return current is formed by the superthermal electrons and the drifting velocity of return current electrons increase significantly. When the drifting velocity of return current electrons is larger than the ion-acoustic velocity, the return current becomes unstable and excites ion-acoustic wave turbulence. This leads to the presence of anomalous collisions and the corresponding anomalous resistivity (i.e., the so-called Sagdeev resistivity) via the wave-particle interaction between the return current electrons and the ion-acoustic waves, with an effective collision frequency. To include the effective collision frequency induced by ion-acoustic wave turbulence, we show the form of actual return current density in Ohm’s law.

On the basis of the two solar flare events presented by Battaglia & Benz, we estimated the drifting velocity of return current electrons for the events on Oct. 24, 2003 and Jul. 13, 2005, respectively, and found that they both are much higher than the ion-acoustic velocity. This indicates that the ion-acoustic turbulences are effectively excited. On the other hand, the saturation level of the corresponding ion-acoustic turbulence for these two events can be estimated

by the weak-turbulence theory. In this two events, we found that the saturation level of ion-acoustic turbulence are higher than the necessary excited level. It means that to explain the observed spectral evolution, the necessary excited condition and strength of the ion-acoustic turbulence both are easily satisfied in these two events. Thus, we show that including the anomalous resistivity by the ion-acoustic turbulence can successfully remove the contradiction found by Battaglia & Benz, in which the current neutralizing condition is invalid because the estimated return current is much higher than the beam current.

Chapter 3 of this thesis discusses the energy loss and spectrum evolution of power-law electrons in the solar atmosphere. During the energetic charged beam particles travel along the flare loop from the loop-top to the footpoints, they loss their energy by collisions with charged and neutral material and the Ohmic loss of return current. Our results show that both collisions with neutral material and induced electric field can flatten the injected power-law electrons energy spectrum at lower energy. The induced electric field plays a major role in the corona and transition region, but the collisions with neutral material play an important role in the chromosphere. When the energetic charged beam particles travel into deeper chromosphere, the collisions with neutral material may have a larger influence on the injected electrons spectrum. The index difference between the lower and higher energy of photon spectrum at the footpoints and the broken energy are determined by the magnitude of induced field and the enter depth in chromosphere. The higher induced field and the deeper length, the bigger index difference and broken energy.

Finally, the chapter 4 of this thesis gives a detailed summary and some prospects for our future work.

Keywords: high energy solar physics; beams of energetic charged electrons; beam–return current; plasma instability; collision

目 录

摘要	i
Abstract	v
目录	ix
第一章 太阳大气中的高能电子束流及束流-回流系统	1
1.1 太阳大气中的高能电子束流	2
1.1.1 太阳及其大气概况	2
1.1.2 太阳大气中的束流观测证据	5
1.1.3 束流引起的不稳定性	6
1.2 太阳大气中的束流-回流系统	8
1.2.1 束流传播的阿尔文-劳森极限及其回流问题	8
1.2.2 回流形成的主要理论模型	11
1.2.3 束流-回流系统中的不稳定性	21
1.2.4 回流的模拟	24
1.2.5 回流的观测证据	27
1.3 小结	32
第二章 太阳耀斑中束流-回流系统的反常电阻与硬X射线谱	35
2.1 引言	35
2.2 有效碰撞频率和反常电阻	37
2.3 感应电场和回流	41
2.4 总结	45

第三章 太阳大气中高能电子的能量损失和幂律谱演化	47
3.1 前言	47
3.2 高能电子在太阳大气中传播时的能量损失机制	49
3.3 高能电子在太阳大气中传播时的能量损失和谱演化	60
3.4 总结	62
第四章 总结和展望	67
4.1 主要结论	67
4.2 展望	68
参考文献	71
发表文章目录	87
简历	91
致谢	93

表 格

1.1	刚性束流注入到等离子体中的完整解涉及到的参数.....	16
1.2	当 $u < 0$ 时,标势 ϕ ,矢势 \mathbf{A} ,电场 \mathbf{E} ,磁场 \mathbf{B} ,等离子体数密度 n 和净电流密度 \mathbf{j}_{net} 的行为	17
1.3	当 $u > 0$ 时,标势 ϕ ,矢势 \mathbf{A} ,电场 \mathbf{E} ,磁场 \mathbf{B} ,等离子体数密度 n 和净电流密度 \mathbf{j}_{net} 的行为	19
3.1	宁静太阳大气不同高度的温度 T 、总的氢原子数密度 n_{H} 、电子数密度 n_e	53
3.2	宁静太阳大气不同平均高度 \bar{h} 对应的深度 Δh 、平均温度 \bar{T} 、总的平均氢原子数密度 \bar{n}_{H} 、总的平均电子数密度 \bar{n}_e 和氢原子的电离度 χ	55
3.3	太阳大气中部分重元素的丰度及其第一、第二电离势	57

插 图

1.1	太阳总体结构的示意图	2
1.2	平均宁静太阳大气温度分布图	4
1.3	离对称轴不同距离的束流粒子在自磁场作用下的运动轨迹	10
1.4	3个不同的电子-离子碰撞周期 τ_c 同等离子体周期 τ_p 比率下电子等离子体密度随时间的演化	15
1.5	刚性束流在等离子体中传播时, 束流-回流系统净电流随时间演化 (a), 背景等离子体电子电流 (回流) 随时间演化 (b), 净电荷数密度随时间演化 (c), 背景电子数密度随时间演化 (d)。	18
1.6	在 $\omega_{pe}t = 600$ 时, 回流超热延展尾部在不同模拟事例中的比较	25
1.7	模拟事例 C ($n_b/n_e = 1/8, m_p/m_e = 16$) 中的电子分布函数	26
1.8	模拟事例 D ($n_b/n_e = 1/8, m_p/m_e = 16, \omega_{ce}/\omega_{pe} = 1$) 中的电子分布函数	27
1.9	当 $\omega_{pe}t = 200$ 时, 电子分布 (十字表示 $f(v_z)$, 点虚线表示 $f(v_x)$ 或 $f(v_y)$) 在不同的外磁场下的分布	28
1.10	最初电子谱在加速区的谱指数为 $\delta = 3, 4, 5, 6, 7, 8$ 时, 能量损失 ϵ_{loss} 同厚靶光子幂率谱谱指数 γ_{ft} 之间的联系	29
1.11	谱指数 (点线和十字) 和光子流通量 (实线) 从低能到高能随时间的演化	31
1.12	(a) 宁静日冕; (b) 耀斑爆发。Si xiii 和 Si xiid 伴线辐射强度比较	33
3.1	RHESSI 卫星于 2002 年 7 月 23 日 0021:42UT 时观测到的硬 X 射线谱	48
3.2	库仑作用和碰撞作用引起的束流电子在不同高度上的能量损失率	59
3.3	总的碰撞作用和回流电场作用引起的束流电子在不同高度上的能量损失率	61

-
- 3.4 在 $h = 2016$ km处, 碰撞作用引起的能量损失、感应电场作用引起的能量损失和总的能量损失对单幂律谱入射束流电子能谱的影响。..... 63
- 3.5 在 $h = 1515$ km处, 碰撞作用引起的能量损失、感应电场作用引起的能量损失和总的能量损失对单幂律谱入射束流电子能谱的影响。..... 64
- 3.6 在 $h = 980$ km处, 碰撞作用引起的能量损失、感应电场作用引起的能量损失和总的能量损失对单幂律谱入射束流电子能谱的影响。..... 65
- 3.7 在 $h = 605$ km处, 碰撞作用引起的能量损失、感应电场作用引起的能量损失和总的能量损失对单幂律谱入射束流电子能谱的影响。..... 66

第一章 太阳大气中的高能电子束流及束流-回流系统

太阳是一颗美丽的、令人着迷的天体，位于太阳系的中心。太阳不仅与人类的生活息息相关，同时也是距离人类最近的一颗恒星（太阳系外离地球最近的恒星—半人马座 α 星到地球的距离是日地距离的 2.8×10^5 倍），因此人们早在几千年前就开始观测和研究太阳。

太阳的各种现象在传统上被分为两类，即宁静现象和活动现象[52, 23]。宁静太阳是一个静态的、球对称的等离子体球，在一阶近似下，它的物理特性仅与离太阳中心的径向距离有关。活动现象由一系列短暂的现象组成，如：黑子、日珥和耀斑等，它们叠加在宁静太阳大气上，而且大部分与磁场密切相关。

太阳活动区是指太阳表面上各种主要的太阳活动体频繁活动的区域[1]。这些活动体包括太阳黑子、光斑、谱斑、耀斑、日珥、日冕物质抛射等。其中，显著和美丽的耀斑是太阳大气最激烈的活动现象之一，也是太阳物理中最引人注意的研究对象之一。耀斑是太阳大气中简单的、局部区域快速闪亮的活动现象。伴随着各个波段辐射的增强、高能粒子的发射和等离子体物质将进入太阳风中。耀斑爆发时的硬 X 射线和微波暴辐射与非热高能电子束流密切相关[44, 60, 25, 86, 83]。对硬 X 射线和微波暴辐射的细致研究可以帮助我们更加深入地理解高能粒子的加速、输运，耗散过程及其产生或驱动机制。

然而，非热高能电子束流在等离子体中传播时存在一个电流极限值（阿尔文-劳森极限[56]），超过该极限值的电子束流将不能传播。实际上，非热高能电子束流进入到等离子体时会在等离子体内部产生感应电场，该电场通过驱动背景等离子体的电子漂移运动形成回流（return current），用以维持束流-等离子体所需的电荷和电流中性条件[132]。回流对理解电子束流传输的能量损失与能谱演化具有重要意义。

本章主要介绍太阳大气中的高能电子束流及束流-回流系统。第二章将阐述太阳耀斑中束流-回流系统的反常电阻与硬 X 射线谱。关于太阳大气中高能电子的能量损失和幂律谱演化，将在第三章中做详细讨论。最后，我们做了简单的总结和展望。

1.1 太阳大气中的高能电子束流

1.1.1 太阳及其大气概况

太阳是一颗普通的恒星。同其他恒星一样，它是一个在自引力作用下聚合而成的含有巨大质量的等离子体球。太阳的主要成分是 H (90%) 和 He (10%)，除此之外还包括少量的 C、N、O 等其它元素（仅占 0.1%）。太阳的内部是不可见的，我们仅能观测到太阳大气，因此目前只能根据模型的理论计算得到太阳内部的结构。图 1.1 给出的是太阳总体结构的示意图[1]。

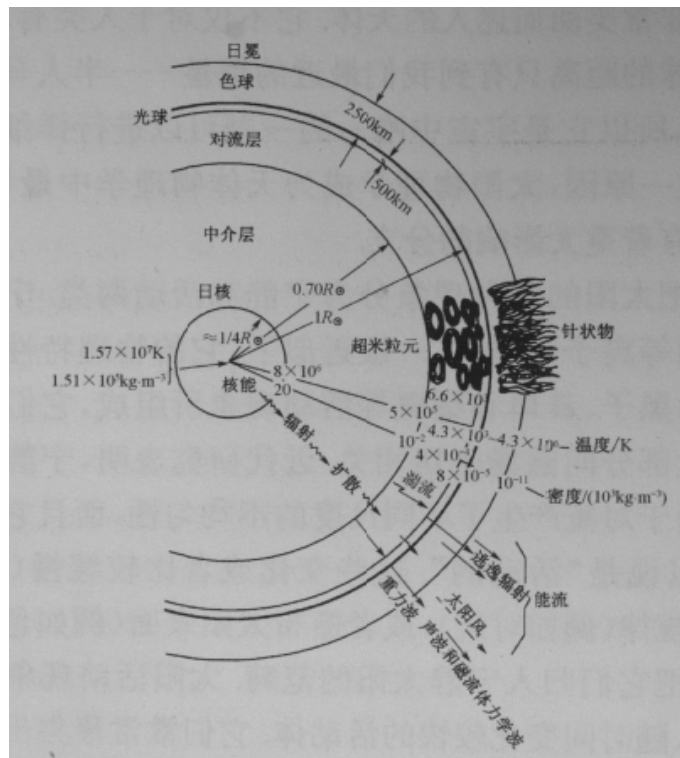


图 1.1: 太阳总体结构的示意图[1]

太阳内部主要分为三个区域，即核心区、中介层（辐射层）和对流层。最里面的核心区尺度仅有太阳半径的四分之一，体积约为太阳的 1/64，质量却为太阳总质量的一半。核心区温度约为 $1.6 \times 10^7 \text{ K}$ ，密度约 $1.6 \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$ ，这使得热核反应成为可能。核心区内部的氢聚变成氦的核反应（主要是质子-质子反应，部分是碳氮循环）提供了太阳总能量的 99%，这些能量主要以高能 γ 射线的形式向外释放。核心区外面直到约 0.71 个太阳半径的区域是辐射层。

在辐射层中，温度由内向外迅速降低。 γ 射线光子在辐射层内发生剧烈的碰撞（包括吸收和再辐射），这使得核心区产生的高能 γ 射线的波长变长。经过多次的吸收和再辐射，高能 γ 光子由内向外依次变为 X 射线、极紫外、远紫外、紫外、以及可见光光子，在经过大约 10^7 年后最终以可见光和其他形式于太阳表面辐射出去。在离太阳中心超过 0.71 个太阳半径的区域内，温度和密度进一步降低，电子同其他粒子发生复合并形成新的离子，这导致光子更容易被吸收，同时辐射传导率也随之降低。当温度梯度过大以至于静态平衡不能维持时，将发生对流不稳定性，从而形成对流层。在对流层内，物质上下径向的对流运动十分剧烈，大部分能量通过这种机械传输的方式被转移到光球底层，并通过光球向外辐射。根据发电机理论，对流层也是太阳磁场产生的主要区域。

对流层往外，便是太阳大气。大气层根据物理性质的不同分为光球、色球和日冕层。光球是位于对流层之上的首个区域，太阳核心产生的能量主要在这里辐射。紧挨光球层的是密度远比光球层低的色球。日冕是太阳大气的最外层，且可以延展到地球大气附近甚至更远的地方。色球和日冕的可见光辐射很少，因此我们平时看不到它们，仅在日全食时才能被看到。图 1.2 是宁静太阳大气模型 VAL 给出的温度分布图[134]。

通常定义波长 500 纳米处光学厚度为 1 的地方为光球底部。光球的温度从其底部的 6600 K 逐渐减小到顶部的 4300 K。光球层的数密度典型值约为 10^{22} m^{-3} ，厚度达到 500 公里。它形成了太阳的光学表面，也就是我们肉眼直接观测到的太阳圆面。然而，光球层并不像我们看到的那样平静，而是存在着剧烈的活动。望远镜观测的结果表明：光球层表面存在许多颗粒状结构，这种颗粒状结构被称为米粒组织。米粒组织是超出对流层的对流胞的顶部。米粒组织持续时间为 8 – 15 分钟，直径可达 700 – 1500 公里。此外，光球的磁场并不是简单的偶极场，而是由一系列拖曳在一起且迅速变化的磁元组成。这些小磁元可以构成一些大的磁场结构，例如：太阳黑子、光斑、谱斑等。

在达到极小值 4300 K 后，温度沿着太阳半径开始上升。温度缓慢上升的区域叫做色球层，它的厚度约为 2500 公里，数密度的典型值为 $10^{17} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。在日全食发生时，太阳边缘发出五颜六色的光线，因而得名色球。这些光线的波长主要位于可见光和紫外波段。色球层是很不均匀的，呈现各种复杂的结构和活动现象，包括色球网络、针状物（日芒）、冲浪、日珥等。在色球层和日冕层之间还存在一个狭窄的过渡区，它的厚度只有几十到上百公里，数密度典

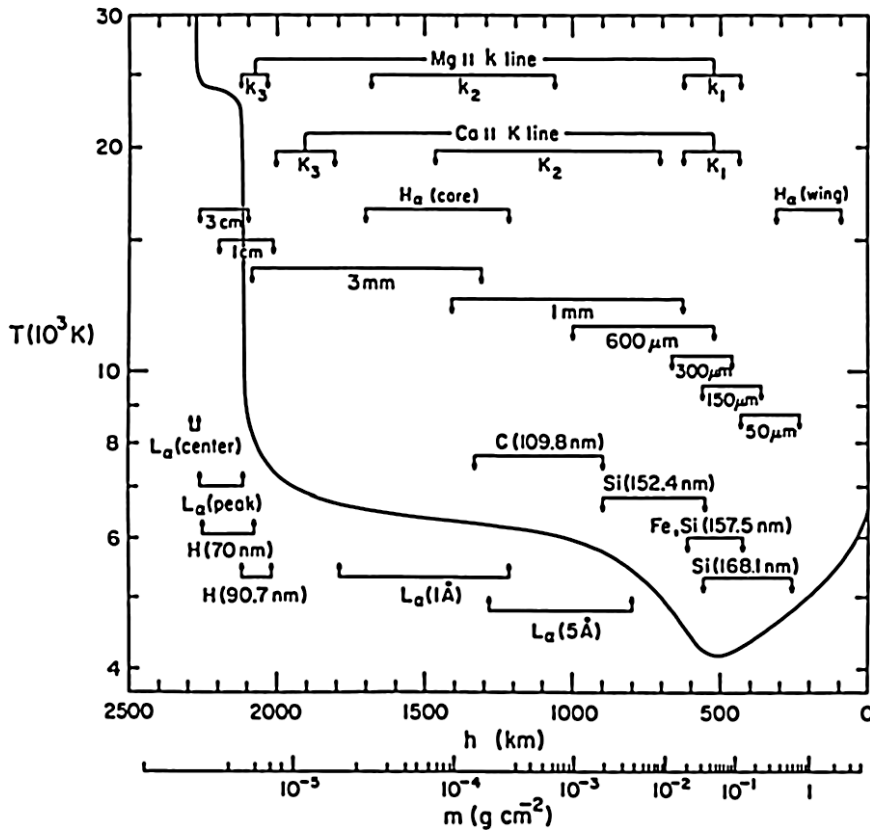


图 1.2: 平均宁静太阳大气温度分布图[134]

型值约为 10^{15} m^{-3} 。温度经过过渡区后从色球层顶部的 $2 \times 10^4 \text{ K}$ 急剧上升到日冕的 10^6 K 。过渡区主要产生极紫外辐射。

日冕位于太阳大气的最外层，密度比色球更低，数密度典型值为 10^{15} m^{-3} ，而温度却比色球高，可以达到几百万度。由于日冕的高温，等离子体不断向外膨胀运动从而形成太阳风，以后温度开始缓慢下降。日冕的形状与太阳周期有关：太阳活动极大年时，日冕呈现圆形；太阳活动极小年时，日冕只在赤道方向延展。日冕辐射覆盖的波段很广，因此我们可以在多个波段对其进行观测，例如 X 射线、光学和微波等。在软 X 射线观测中，日冕中存在相对暗黑区域，这些区域被称为冕洞。冕洞中的等离子体密度较典型的背景日冕密度低，同时冕洞还与开放的磁力线有关。此外，日冕的磁场和热压非常不均匀，时常伴随着大尺度高能事件，例如耀斑、日冕物质抛射（CME）等。

1.1.2 太阳大气中的束流观测证据

在 1.1.1 节提到的多种太阳活动现象中, 耀斑是太阳系内观测到的最激烈的活动之一, 同时也是太阳高能物理中重要的研究对象。耀斑是太阳大气局部区域迅速变亮的现象。耀斑爆发时, 在 $10^2 \sim 10^3$ s 的短暂时间内, 可释放出 $1 \times 10^{23} \sim 1 \times 10^{26}$ J 的能量, 相当于整个太阳辐射的 1%。同时, 耀斑爆发释放出大量粒子 (电子、质子和中子), 并伴随着全波段辐射增强。太阳极大使者 (SMM) [109]、Yohkoh[102]、SOHO[50]、TRACE[57] 和 RHESSI[84] 卫星等空间探测器的上天和地面观测技术的发展, 为耀斑研究提供了大量观测资料。

耀斑大体上可以分为三个阶段:

(1) 前相。前相的持续时间几分钟。在此阶段, 软 X 射线 (< 10 keV) 和 EUV 射线辐射已经开始增强。

(2) 闪相。典型时标为 5 分钟, 有时也能达到一个小时。其特征是各种辐射的强度和区域迅速增加, 其中, 硬 X 射线和微波爆发表现为脉冲型突然增强, 并随后较快衰减, 持续时间仅有几分钟。

(3) 主相。各种辐射的强度开始降低, 典型持续时间为一个小时。

通常认为硬 X 射线和微波爆发是由耀斑爆发加速的束流电子产生的, 同时它们也是电子束流在太阳大气中存在的两个直接证据。

在日冕中, 束流的第一个观测证据来源于用动态频谱仪观测到的米波射电爆发。米波爆发是指频率在 $f \lesssim 300$ MHz 内观测到的射电爆发, 其最明显的特征显示在其动态频谱上。按照米波爆发的频率漂移率[142, 141, 140]大致可以分为 I 型爆发、II 型爆发、III 型爆发、IV 型爆发和 V 型爆发。在这些米波爆发中, III 型爆发具有最大的频率漂移速率。它以 $df/dt \approx -Af$ 的频率漂移速率从高频向低频漂移, 其中 A 的典型值为 0.2, 米波段频率漂移速率 df/dt 约为 100 MHz/s, 分米波段约为 400 MHz/s。Wild[140]认为 III 型爆发是由日冕中以速度 $2 \times 10^4 - 10^5$ km s⁻¹ 向外传播的扰动产生。这个扰动被广泛认为是由沿着开放磁力线向外运动的高能电子引起的[107, 131, 91]。在地球轨道附近的行星际空间中也观测到 III 型爆发[83, 36], 并且产生 III 型爆发的非热高能电子束流的特性能够被直接实地测量。“U”型爆发的产生机制同 III 型爆发类似, 只是非热高能束流电子沿着封闭的磁力线运动。除 III 型和 U 型爆之外, 其他一些微波爆也表明束流存在, 例如 II 型爆发的“鱼骨”精细结构 (herringbone structure) [101]、“S”型爆发[43]等。

太阳硬 X 射线的观测始于上个世纪 60 年代的气球观测和航天器[69]，随后主要来源于空间探测器。第一次对硬 X 射线的详细观测[48] 提供了入射电子能谱的资料。这些 X 射线能谱表明入射电子的能量位于 10–100 keV 范围之间。在这个能量范围内，耀斑环境中主要的辐射机制是高能电子的碰撞韧致辐射[78]。X 射线偏振观测[129]表明太阳耀斑中存在非热高能电子束流，自 Brown[16]之后，一般认为硬 X 射线是由耀斑爆发加速的非热高能束流电子沿着耀斑环进入到低层较密大气时同背景等离子体发生韧致辐射产生的。此外，太阳耀斑中 $H\alpha$ 、紫外线和软 X 射线辐射广泛认为是产生硬 X 射线的电子在太阳大气中的二次现象。

1.1.3 束流引起的不稳定性

III 型爆发因快速的漂移引起人们的研究兴趣。一般认为 III 型爆发是具有典型速度为 $c/3$ 的束流电子沿着开放磁力线产生的。非热高能电子束流产生 III 型爆发的过程通常分为三个阶段。第一个阶段是电子束流在背景等离子体里激发朗缪尔波湍流。第二个阶段是朗缪尔波湍流在非线性作用下将其能量转移到逃逸的横波之中。第三个阶段是朗缪尔波同反向朗缪尔波产生两倍等离子体频率的二次谐波。其中，第一个阶段通常与双流不稳定性有关，而后面两个阶段同束流的非线性作用联系在一起。

双流不稳定性是最常见的等离子体不稳定性。这种不稳定性是由于速度分布函数具有双峰而产生的。当电子束流在等离子体里传播时，束流电子使背景等离子体分布函数在 $v = v_b$ 处引起一个附加的峰。当背景等离子体电子的平均速度与背景等离子体离子的速度不同时，等离子体电流也会使电子与离子联合速度分布中产生双峰。

考虑最简单的物理模型，即电子束流在平衡态的冷等离子体中平行于背景磁场 B_0 输运。密度、速度和电磁场可以线性化表示为：

$$n_j = n_{j0} + n_{j1}, \quad v_j = v_{j0} + v_{j1}, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_1, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1, \quad (1.1)$$

因此，流体的连续性方程和动量方程可以写为

$$\partial_t n_{j1} + \nabla \cdot (n_{j0} \mathbf{v}_{j1} + n_{j1} \mathbf{v}_{j0}) = 0, \quad (1.2)$$

$$\partial_t \mathbf{v}_{j1} + (\mathbf{v}_{j0} \cdot \nabla) \mathbf{v}_{j1} = \frac{e}{m_e} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_{j0} \times \mathbf{B}_1), \quad (1.3)$$

其中, n_{j0} 表示数密度零阶量, n_{j1} 表示数密度扰动量, \mathbf{v}_{j0} 表示速度零阶量, \mathbf{v}_{j1} 表示速度扰动量, $j = b, e$ 分别表示束流电子和背景电子, \mathbf{E}_1 和 \mathbf{B}_1 分别表示电场和磁场扰动量, m_e 是电子质量。当仅考虑纵波, 即 $\nabla \times \mathbf{E}_1 = 0$ 时, 将不会出现扰动磁场 \mathbf{B}_1 , 因此仅需要用泊松方程,

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_1 = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_j en_{j1} \quad (1.4)$$

完备方程组。

将扰动量写为平面波形式, 即 $A = A_k e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$, 其中 A 表示密度, 速度或电场扰动量, \mathbf{k} 表示波的波矢, ω 表示波的频率。利用扰动电场可以将速度扰动量和密度扰动量改写为

$$\mathbf{v}_{j1} = \frac{ie\mathbf{E}_1}{m_e(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0})}, \quad (1.5)$$

$$n_{j1} = n_{j0} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j1}}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0})} = \frac{iek \cdot \mathbf{E}_1}{m_e(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0})^2} n_{j0}. \quad (1.6)$$

将式 (1.6) 带入泊松方程 (1.4) 可得

$$\sum_j \frac{n_{j0} e^2}{m_e \varepsilon_0} \frac{1}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0})^2} = \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0})^2} = 1, \quad (1.7)$$

其中, $\omega_{pj}^2 = n_{j0} e^2 / m_e \varepsilon_0$ 表示平衡态的束流电子等离子体频率 ($j = b$) 或背景电子等离子体频率 ($j = e$)。式 (1.7) 描述了电子束流在未磁化冷等离子体中产生的纵波的色散关系。如果束流电子和背景等离子体电子的速度都为零, 该色散关系回到纵向朗缪尔振荡的色散关系 ($\omega^2 = \sum_j \omega_{pj}^2$)。

束流在等离子体里传播时会产生感应电场, 该感应电场驱动背景电子运动形成回流[132]。回流同电子束流方向相反, 并且以 $j_r = j_b$ 的形式中和束流, 其中 j_r 是回流电流密度, j_b 是束流电流密度。当束流-回流达到稳态时, 回流电子的漂移速度为 $v_d = n_r v_b / n_e$, 其中 n_b 是束流电子数密度, v_b 是束流电子的速度, n_e 是背景电子的数密度。回流的形成将在下一节详细介绍。当 $n_b \ll n_e$, 即弱束流入射时, 回流电子以缓慢速度漂移运动 ($v_d \ll v_b$), 此时可以忽略 v_d 。由式 (1.7) 可知, 弱束流在等离子体里产生的纵波的色散关系表示为

$$\frac{\omega_{pb}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - kv_b)^2} = 1. \quad (1.8)$$

式 (1.8) 可以改写为

$$(\omega^2 - \omega_{pe}^2) [(\omega - kv_b)^2 - \omega_{pb}^2] = \omega_{pe}^2 \omega_{pb}^2, \quad (1.9)$$

其中, 等号左边表示四支线性波 (两支正常模, 一支朗缪尔波, 还有一支是电子束流模), 等式的右边表示这些模的耦合。

为了得到不稳定性激发的条件, 我们可以令

$$F(v_p) = \frac{\omega_{pe}^2}{v_p^2} + \frac{\omega_{pb}^2}{v_p - v_b} = k^2 \quad (1.10)$$

其中, $v_p = \omega/k$ 。当 $dF/dv_p = 0$, 可以得到波矢的临界值

$$k_c = \frac{(\omega_{pe}^{2/3} + \omega_{pb}^{2/3})^{3/2}}{v_b} = \frac{\omega_{pe}}{v_b} \left[1 + \left(\frac{\omega_{pb}}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \right]^{3/2}. \quad (1.11)$$

当 $k < k_c$ 时, 不稳定性能够发生。

在弱束流条件下, 不稳定性发生时, 电子束流模 $\omega = \omega_{pe} \pm \omega_{pb}$ 同朗缪尔波 $\omega = \omega_{pe}$ 发生耦合作用, 而 $\omega = -\omega_{pe}$ 被分离出来。令 $\omega = \omega_{pe} + \Delta\omega$, $k = \omega_{pe}/v_b$, 并保留至一阶项 ω_{pb}/ω_{pe} , 此时式 (1.8) 改写为

$$\Delta\omega(\Delta\omega - v_b\Delta k)^2 = \omega_{pe}\omega_{pb}^2/2. \quad (1.12)$$

当 $v_b\Delta k = \omega_{pe} - kv_b = 0$ 时, 该不稳定性具有最大增长率

$$\gamma_{\max} = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{n_b}{2n_e} \right)^{1/3} \omega_{pe}. \quad (1.13)$$

在电子束流激发的双流不稳定性中, 能量从束流电子转移到朗缪尔波中, 此时朗缪尔波以指数持续增长。在准线性阶段, 反常耗散 (朗道阻尼) 导致阻尼, 朗缪尔波达到饱和, 此时束流在背景等离子体分布函数中的峰变为平台, 即 $\partial f(v)/\partial v \approx 0$ 。

1.2 太阳大气中的束流-回流系统

1.2.1 束流传播的阿尔文-劳森极限及其回流问题

在 1.1.2 节中已知高能带电粒子形成的束流是各类天体活动现象中最常见的产物之一, 太阳硬 X 射线[16, 20, 149]、射电 III 型暴[140, 54, 128] 和微波尖

峰暴[35, 13]等太阳活动现象都由高能粒子束流直接产生。由于束流存在的普遍性，因此对束流的产生、输运和耗散等问题的研究一直是天体物理研究领域的热点课题。

Alfvén[3]在研究高能带电粒子（宇宙线）组成的束流在等离子体里传播问题时，注意到束流本身产生的磁场会对束流粒子的运动产生作用，并研究了束流粒子在束流激发的磁场（束流磁场）中的运动规律。根据安培环路定理可知，半径为 r_0 、电流密度为 j_0 的高能带电粒子束流 ($I_0 = \pi r_0^2 j_0$) 在空间中产生的磁场为：

$$B = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r_0^2} r = \frac{\mu_0 j_0}{2} r, \quad r < r_0; \quad (1.14)$$

$$B = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r} = \frac{\mu_0 j_0 r_0^2}{2r}, \quad r > r_0. \quad (1.15)$$

式 (1.14) 和 (1.15) 分别描述了在束流内部 ($r < r_0$) 和外部 ($r > r_0$) 的磁场分布。在 $r < r_0$ 的束流内部：离对称轴越近，磁场越小；离对称轴越远，磁场越大。而在 $r > r_0$ 的束流外部：离对称轴越远，磁场越小。在束流内部 ($r < r_0$)，初始速度为 v_b 的束流粒子在束流磁场作用下做回旋运动的回旋半径为：

$$\rho = \frac{\gamma m v_b}{qB} = \frac{2\gamma m v_b}{q\mu_0 j_0} \frac{1}{r}, \quad (1.16)$$

其中 γ 、 m 和 q 分别是高能带电粒子的洛伦兹因子、静止质量和电荷电量。式 (1.16) 描述了 $r < r_0$ 区域内高能带电粒子回旋半径的特征：离对称轴越近，回旋半径越大；离对称轴越远，回旋半径越小。图 1.3 描述了离对称轴 z 轴不同距离且遵循式 (1.16) 的束流粒子的运动轨迹。从图 1.3 可知，当 $\rho \gtrsim r_0$ 时，高能带电粒子沿着类似 $aa'a''$ 、 $bb'b''$ 、 $cc'c''$ 和 $dd'd''$ 等路径运动，此时它们的运动趋势没有发生改变且仍然是束流的组成部分；当 $\rho \lesssim r_0$ 时，高能带电粒子沿着类似 $ee'e''$ 和 $ff'f''$ 等 8 字形路径运动，即沿着束流反方向运动，此时束流的传播受到严重抑制。

不久，Lawson[82]也发现相对论性束流通过等离子体传播时存在一个电流极限值，并指出该结果可以从 Bennett[11]于 1934 年发表的关于束流受到磁自聚焦效应一文中的式 (12) 直接得到。后来，研究者将这个在等离子体里传播的束流极限值称为“阿尔文-劳森极限” (Alfvén-Lawson limit)，即

$$I_A \approx 17\,000\beta\gamma \text{ A}, \quad (1.17)$$

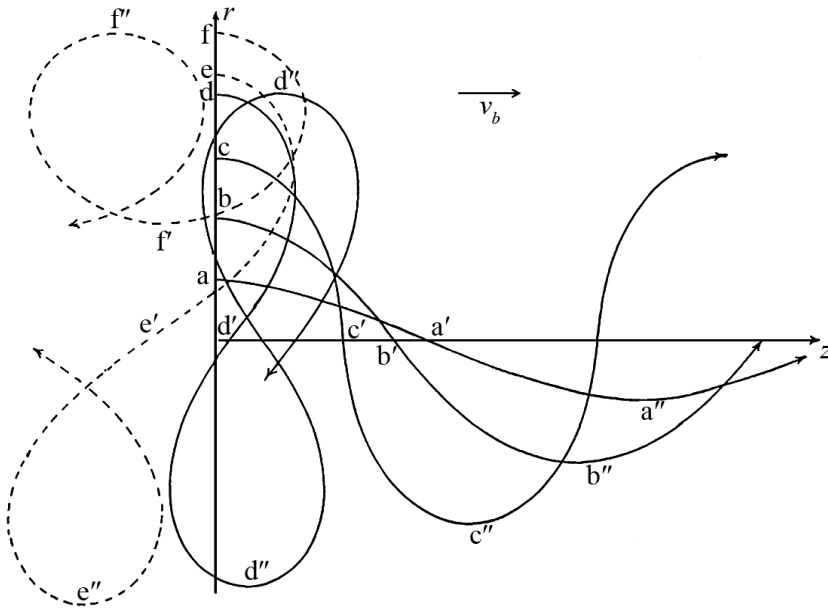


图 1.3: 离对称轴不同距离且遵循方程 (1.16) 的束流电子的运动轨迹[3]

其中, $\beta = v_b/c$ 。

可是, 利用高压脉冲技术在实验室中产生的相对论性等离子体电流 ($I = 5 \times 10^4$ A)[55, 26, 89, 27, 4]和基于太阳光球层的矢量磁场观测得到的电流 ($I = 2 \times 10^{11}$ A)[98] 都远大于阿尔文-劳森极限 ($I_A = 17\,000$ A)。另外, 通常认为太阳耀斑硬 X 射线是由通量为 $10^{34} \sim 10^{36} \text{ s}^{-1}$ [86, 68, 112, 115, 61, 114] 的非热高能 ($\gtrsim 20$ keV) 电子同背景等离子体发生韧致辐射产生的, 如此大通量的电子束流对应的电流值为 $10^{15} \sim 10^{17}$ A, 该值远远大于 $I_A \approx 5 \times 10^3$ A ($\beta \approx 1/3$)。这些实验和观测结果表明当束流在等离子体中传播时, 有某种其他抑制或抵消束流磁场作用的过程或机制存在。

Hammer 和 Rostoker[56]提出电流值超过阿尔文-劳森极限的束流在以下两种情况下仍然可以传播:

(1) 如果束流在等离子体传播时存在磁场强度远大于束流磁场的背景磁场, 此时背景磁场对束流电子的影响远大于束流磁场。

(2) 如果背景等离子体形成同束流大小相等、方向相反的回流, 此时束流-回流系统达到电流中性, 净余电流为零, 即 $I_{\text{net}} = 0$ 。在电流中性状态下, 束流激发的磁场被回流产生的磁场抵消, 此时束流传播不受束流磁场的抑制。