



南京大學

本科毕业论文

院 系____天文与空间科学学院____

专 业____天文学____

题 目____超新星遗迹中尘埃的 X 射线辐射____

年 级____2012____学 号____111210003____

学生姓名____陈皖清____

指导老师____纪丽____职 称____博士生导师____

论文提交日期____

超新星遗迹中尘埃的 X 射线辐射

X-ray emission from dust in supernova remnants

南京大学本科生毕业论文（设计、作品）中文摘要

题目： 超新星遗迹中尘埃的 X 射线辐射

天文与空间科学 院系 天文学 专业 2012 级本科生姓名： 陈皖清

指导教师（姓名、职称）： 纪丽 博士生导师

摘要：

尘埃是星际介质（ISM）的重要组成部分。许多难熔金属，如铁，钙，硅，镁都以尘埃的形式存在于 ISM 中。当尘埃被星际间的激波瓦解时，这些原子将进入气体中。尘埃因此可以看作中性原子的储存容器，不断提供中性原子，改变等离子体中的电离度。同时尘埃有可能被热电子击穿，其中的铁原子的 K 层电子被热电子击出后，可以产生铁 $K\alpha$ 荧光。尘埃的这种可能的荧光将使等离子体光谱中铁 $K\alpha$ 轮廓发生显著变化。我们运用最新的原子数据计算了这一含尘埃的高温等离子体非电离平衡（NEI）模型的 $K\alpha$ 发射率及轮廓，发现和 Borkowski 1997 年的结果相比[2]，电子温度为 1 keV 时发射率有较大降低。10 keV 时，谱线中心的移动达到为 140eV， ~ 100 eV 的线心区别可以被目前的 X 射线光谱仪观测到。当下一代基于热量温度计的 X 射线光谱仪投入使用后， $K\alpha$ 谱线丛可以被很好的认证，尘埃的 X 射线将可能在很多高温低电离态的等离子体中被观测到，如年轻 SNR Cas A 中。

关键词：星际尘埃，超新星遗迹，荧光辐射

南京大学本科生毕业论文（设计、作品）英文摘要

THESIS: X-ray emission from dust in supernova remnants

DEPARTMENT: Astronomy and Space Sciences

SPECIALIZATION: Astronomy

UNDERGRADUATE: 2012

MENTOR: Prof. Li Ji

ABSTRACT:

Interstellar dust is a crucial component in the interstellar medium (ISM). Large amount of refractory metals like Fe, Ca, Si and Mg are locked in interstellar dust grains. When interstellar shocks heat the ISM, these metals will be released to gaseous plasmas. Therefore, dust grains can be viewed as a reservoir of neutral atoms which can change the ionization state of the plasmas in shocks. Meanwhile, dust grains can be penetrated by hot thermal electrons. In this process, the inner-shell electrons of Fe atoms locked in dust can be knocked out and K α fluorescent lines are produced. This fluorescent line will change the Fe K α profile significantly. We use updated atomic database to calculate the Fe K α emissivity and spectra using the dusty non-ionization equilibrium (NEI) model. Our results show the Fe K α emissivity at 1 keV is lower than that in Borkowski 1997 [2]. At 10 keV, the Fe K α centroid shift is more than 140 eV, which can be distinguished by present X-ray telescopes. When next generation of calorimeter-based spectrometers are available, this dust fluorescent line can be identified in many hot dusty underionized plasmas, like the young supernova remnant Cas A.

KEY WORDS: Interstellar dust, supernova remnants, fluorescent emission

目录

1 引言.....	6
2 星际尘埃：	7
2.1 星际尘埃的来源.....	7
2.2 尘埃的成分和大小分布.....	7
2.3 尘埃的生命周期及瓦解机制.....	8
3 超新星遗迹：	10
3.1 超新星分类：	10
3.2 重元素的合成.....	11
3.3 超新星遗迹中的尘埃.....	12
3.4 超新星遗迹的几个阶段:.....	13
3.5 超新星遗迹的 X 射线辐射机制.....	14
4 非电离平衡（NEI）模型和 ATOMDB.....	16
4.1 超新星遗迹的 NEI 模型：	16
4.2 ATOMDB v3.....	16
5 含尘埃的 NEI 模型：	17
5.1 尘埃导致电离态的变化：	17
5.2 尘埃对总发射率的影响：	22
5.3 尘埃对谱线中心的影响：	23
5.4 光谱形状：	24
6 含尘埃的 NEI： Cas A.....	25
7 总结及展望：	26
8 致谢：	27

1 引言

星际尘埃对天文研究有重要影响。星际尘埃广泛存在于宇宙的星际介质（ISM）中。星际尘埃虽然只占星际介质质量的 1%，但它对星际介质的物理演化，化学反应的进行，以及整个星系的能量平衡都有重要影响。同时，宇宙中难熔性金属大部分都以尘埃的形式存在于 ISM 中，当星际激波加热 ISM 的时候，星际尘埃会通过物理溅射等机制瓦解，在此过程中，难熔性金属被释放到 ISM 中。

星际尘埃的温度一般在 $10\text{K} \sim 1000\text{K}$ ，此温度下尘埃热辐射主要在红外波段，近年来随着 Herschel, Spitzer 等望远镜的投入使用，我们对尘埃的研究更加深入。星际尘埃的光学消光过程也非常重要，通过研究消光谱线，Mathis 等人得出了尘埃大小的分布规律[1]。此外，Borkowski 在 1997 年提出[2]，由于超新星的激波可以将 ISM 加热到 10^7 K 以上，在这种高温下，热电子不仅能击出气体里中性铁原子的 K 层电子，也可能击穿尘埃颗粒，进而击出固体尘埃当中铁原子的内层电子。碰撞电离产生的 K 层空穴随后将被高层电子填补，进而发生俄歇跃迁或荧光辐射。由于铁的荧光产量很高（ ~ 0.3 ），它将发出较强的 X 射线荧光辐射。

孤立的中性铁原子的 $\text{K}\alpha$ 荧光线的能量约为 6.4 keV ，固体中铁原子的荧光能量几乎和气体中相等。而等离子体中类氢铁离子的 $\text{K}\alpha$ 线的能量为 6.7 keV ，比中性铁的 $\text{K}\alpha$ 线能量高出 300eV ，如果考虑尘埃中铁 $\text{K}\alpha$ 荧光，整个等离子体 Fe $\text{K}\alpha$ 轮廓的发射率和线心都有明显的变化。本文我们用最新的原子数据，用高温下含尘埃的非电离平衡模型，计算 $\text{K}\alpha$ 的谱线，并做出 Astro-H 仪器响应后的光谱。

超新星遗迹（SNR）是富含尘埃和金属元素的高温非电离平衡等离子体。在 SNR 中很可能观测到尘埃产生的谱线。我们总结最近对银河系内的年轻 SNR Cas A 的红外及 X 射线观测，找出最有可能观测到尘埃中铁的荧光发射线的区域。下一代 x 射线光谱仪将有机会观测到含铁尘埃等离子体的特征谱线。

2 星际尘埃：

星际介质中除了气体，还混杂着大量细小的固体——星际尘埃。这些尘埃颗粒的尺度为纳米到微米量级。虽然尘埃的质量只有气体的大约百分之一，但是它们对星际介质的化学演化，恒星形成，星系能量平衡等等都起着重要影响，比如，星际介质的一些化学反应（氢原子合成分子氢）只能在尘埃表面进行，尘埃起到催化剂的作用；尘埃被紫外光子照射后通过光电效应发出电子，这些电子起到加热星际介质的作用。近年来随着空间红外望远镜的投入使用，人们对星际尘埃的认识进一步加深。本章我们简单介绍尘埃的来源成分以及瓦解机制。

2.1 星际尘埃的来源

渐进红巨星支（AGB）恒星和 II 型超新星被认为是星际尘埃的最主要“工厂”。此外其他如大质量原恒星（或称年轻星体 YSO）、Ia 型超新星等也是尘埃的产生地。现有充分观测表明 AGB 恒星产生大量尘埃。AGB 恒星的中红外光谱中，有很明显的碳化硅，氧化物，晶体硅的谱线。对陨石的研究也表明 AGB 产生了星际尘埃[3]。富含碳的尘埃基本由光球富含碳的 AGB 恒星产生，氧化物和硅尘埃多由富氧的 AGB 产生[4]。

而对于超新星，以往直接观测证据较少，但是它们也被普遍认为是尘埃的主要来源，其理由有如下：1. 陨石中含有多种超新星爆发遗留下的凝结物；2. 超新星如 SN1987A 抛射物的物理条件也非常类似 AGB 恒星；3. ISM 中有很多重元素，而超新星正是重元素的重要产生地；4. 对 $z \sim 6$ 的类星体观测表明早期宇宙（ $<1\text{Gyr}$ ）富含尘埃（ $1 \times 10^8 M_{\text{sun}}$ ），而那时低质量恒星才刚刚演化到 AGB 阶段（演化时标 $1 \times 10^8 \sim 1 \times 10^9$ 年），不足以产生如此多的尘埃，因此超新星是唯一有可能产生尘埃的源[4][5]。而且近期的数值模拟和红外观测确实表明了超新星爆发能产生尘埃。超新星产生的尘埃可能含有丰富的铁及其氧化物（见 § 3.3）。。

2.2 尘埃的成分和大小分布

红外光谱分析表明星际尘埃有很多化学组成。无定型硅和无定型碳是星际尘埃的主要组成部分。此外碳化硅，晶体硅，氧化物（刚玉等），硅酸盐（硅酸镁石等），石墨，铁，多环芳香烃（PAH）等等都是常见物质。PAH 的尺度很小，大约是大分子（纳米）的量级。本文我们关注的含铁的尘埃种类有 Fe， Fe_3O_4 ，FeO，FeS 等等。

星际尘埃吸收散射光子的过程统称星际尘埃消光。人们通过研究星际消光可以了解尘埃的化学

组成、形状和大小分布。由于不同组分与大小的尘埃反射率 $n(\lambda)$ 不同[6]，不同尘埃颗粒对光谱的吸收形成不同的吸收坑。Mathis 等人在 1977 年用球形尘埃颗粒模型拟合消光谱发现，发现尘埃颗粒大小的分布大致符合幂律分布[1]：

$$dn = a^p da \quad (a_{min} < a < a_{max})$$

对于各种尘埃组分，幂指数都为 $-3.3 \sim -3.6$ ，只不过对于石墨尘埃，尺度大小范围在 $0.005 - 1 \mu m$ ，对于其他尘埃（如铁，硅），大约在 $0.025 \sim 0.25 \mu m$ 。这就是被广泛接受的 MRN 分布。通过研究消光的极化还可以得到尘埃的形状以及表面是否有冰层（指低熔点的冰，甲烷等）覆盖等信息。

2.3 尘埃的生命周期及瓦解机制

ISM 的尘埃当中晶体硅与无定型硅的比例仅为 0.002，远远低于刚从 AGB 产生的晶体硅/无定型硅 ~ 0.05 [7]。这说明新产生的尘埃在 ISM 中经历了一系列过程结构被破坏。

刚产生的尘埃被抛入星际介质后，尘埃以很短的时标进行着在分子云间和分子团中的转化（ 3×10^7 年）。在热的分子云间，超新星爆发产生的激波会使这些尘埃通过溅射等过程瓦解，将重元素释放到气体中。相反的，在密度更高的分子云中，难熔的重元素也可能凝结到尘埃表面，尘埃也可能和其他尘埃粘合到一起结成更大颗粒。在这个循环过程中，如果尘埃存活下来了，它可能最终在某个致密的分子云中随之坍缩，重新进入到恒星或进入恒星盘中。尘埃从恒星中抛射出来到形成新的恒星的完整循环大约需要 2×10^9 年[4]。尘埃也有可能在此之内就被彻底瓦解。尘埃的瓦解机制有很多种[8]：

I. 热气化：

当尘埃的温度超过升华温度 (1000–2000K) 尘埃就会气化。如果尘埃的平衡温度超过升华温度则在很短时间内尘埃就会气化殆尽，在其寿命内发出的辐射几乎可以忽略。

II. 溅射：

溅射分为物理溅射和化学溅射，化学溅射指入射粒子与尘埃中的原子结合，产生不稳定分子，随后此分子解体并释放出粒子。这里我们主要介绍物理溅射，它是超新星激波瓦解尘埃的最主要机制[5]。

物理溅射是在高能粒子作用下将尘埃中的原子打出固体表面的微观过程。按照碰撞级联理论，一个高能的入射粒子能在固体晶格中产生一个反冲原子，这个原子又启动一系列次级和高阶的

晶格原子的反冲，如果反冲原子的能量能够克服固体的表面束缚能，它们就能脱离固体。在星际激波里面，物理溅射主要是离子的作用，因为电子通过这种作用把能量传递给靶粒子的效率非常低。

入射粒子可以按能量和质量（或级联效应的效果）分成三类[8]：低碰撞能量（ $\sim 10 \text{ eV} - \sim 1 \text{ keV}$ ）的粒子，它的能量可以被传递给几个靶原子，使它离开原来所处的晶格位置产生晶格缺陷，但不足以产生更多的级联效应；更高能量（ $\sim \text{keV} - \sim \text{MeV}$ ）的粒子，靶原子能够获得足够能量产生运动原子的级联效应，溅射可以用线性级联过程或者热钉过程描述：前者适用于低质量的入射粒子（比如 10 keV 左右的 H 核和 He 核），这时的计算可以用线性波尔兹曼输运方程；后者适用于高质量入射粒子，它可以将大量能量传递到靶粒子的一小个区域（钉区 spike volume），使此区域的所有原子都运动起来，如果能量变成局部热动的，这种过程相当于局部蒸发过程，更极端地，当钉区为整个尘埃颗粒的体积，这就变成了热蒸发过程。

溅射产量 Y 定义为平均每个入射粒子溅射出的原子个数，它可以用碰撞级联理论推导，它与入射粒子的能量、入射粒子和靶粒子的质量比，以及固体表面束缚能有关。溅射速率 R 定义为尘埃中粒子数的损失速率 dN/dt 。在两种极限下（静止尘埃的热溅射和超音速尘埃的运动学溅射），溅射速率有较简单的公式[9]：

静止尘埃的热溅射：

$$\frac{dN}{dt} = \pi a^2 n \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \int_{\epsilon_{th}}^{\infty} d\epsilon (\epsilon - \phi) e^{-\epsilon} Y_0 [E = (\epsilon - \phi) kT]$$

超音速尘埃的运动学溅射：

$$\frac{dN}{dt} = \pi a^2 n v_{gr} \left[1 - \frac{\phi}{\beta v_{gr}^2} \right] Y_0 [kT (\beta v_{gr}^2 - \phi)]$$

其中 Y_0 为溅射产量的对入射角的平均值， ϵ_{th} 为溅射阈值的无量纲量（ $\sim 4-10 \text{ eV/kT}$ ）。

同时许多工作通过实验测得溅射产量的经验公式[28][29]，被大量用于解释天体物理现象。常用的

表示溅射效应的量为溅射寿命 $\tau = N \left(\frac{dt}{dN} \right)$ ，对于 $\sim 10^6 \text{ K}$ 的气体，通常尘埃的溅射寿命为：

$$\tau(\text{yr}) \approx 1 \times 10^6 \frac{a(\mu\text{m})}{n(\text{cm}^{-3})}$$

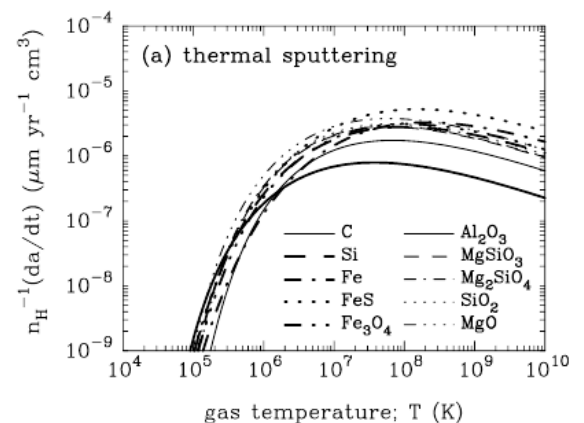


图 1: 不同尘埃的热溅射速率, 见[10].

其中 a 为尘埃的半径， n 为气体粒子密度。热溅射对所有尺度尘埃颗粒的尺度的减小作用是相同的。因此，溅射作用使得小尺度的尘埃所占比例减少。近年来数值模拟对各种尘埃的溅射速率进行了计算，Nozawa 2006 年的结果如图 1（参见文献[10]）。

3.尘埃-尘埃（g-g）碰撞

尘埃间的碰撞比较稀少，通常在高速激波中溅射比尘埃间碰撞重要很多，可以忽略其作用。而在低速激波中（ $\sim 100\text{km/s}$ ），溅射作用很弱，因为此时离子能量并不显著高于溅射阈值（ $\sim 4\text{--}10\text{eV}$ ）。g-g 碰撞的速度阈值很低，只需要 $\sim 8\text{km/s}$ 就可以使尘埃完全气化。在存在磁场的情形下 g-g 碰撞更频繁。g-g 碰撞除了导致直接气化，也可以使尘埃颗粒破碎，使尘埃大小分布函数改变[5]。

4.机械瓦解

尘埃表面上的微观离子电场的辐射可以导致小尘埃快速气化，在 10^7 K 下这将导致 2nm 以下的尘埃不复存在。当静电作用力比尘埃的抗拉强度大，尘埃也会瓦解。

3 超新星遗迹：

超新星是星际尘埃的重要来源，也是星际激波的主要来源。超新星爆发将产生巨大能量，其中有 10^{51}erg 通过激波等形式转化为热能传递到 ISM 中。一次超新星爆发将许多重元素抛射到星际空间，且产生的激波对 ISM 的演化起到关键作用。超新星遗迹是光学薄的，在各个波段都很亮，很容易被观测到，是研究超新星的重要载体。本章围绕 Fe 的 $K\alpha$ 谱，对超新星的元素合成、尘埃演化以及辐射机制进行简单介绍。

3.1 超新星分类：

早期超新星是根据光谱的吸收线和光变曲线的形状进行分类的[11]。根据光谱中是否有 H 吸收线，SNe 被分为 I 型（无氢）和 II 型（有氢）。I 型又进一步根据硅线和氦线的有无，分为 Ia 型（无 Si），Ib 型（无 Si 有 He）和 Ic 型（无 Si 无 He）。II 型又根据光变曲线的形状，星等极大值之后出现一个平台的归为 IIP 型，星等极大值之后呈现直线下降的归为 IIL 型。还有一类被称为 IIb 型，它是介于 Type II 和 Type Ib 的一种，早期有氢线然而慢慢演化它的氢线消失越来越类似 Ib 型[11][26]。

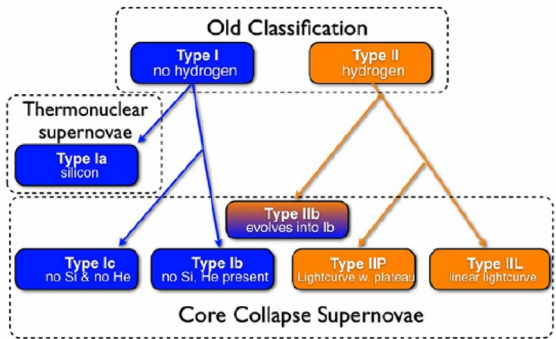
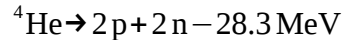
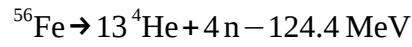


图 2: 超新星分类。Ia 型超新星即热核爆炸型超新星，其他种类超新星都认为是核塌缩型[11]。

尽管在观测上 SN 被分成了很多类，然而按超新星的爆发机制，一般认为 SN 只有两类：热核爆炸型和核塌缩型。热核爆炸型超新星指它是由碳氧白矮星核爆炸而来，现在主流观点认为它的起源有两种，一是碳氧白矮星吸积伴星物质到达钱德拉塞卡极限爆炸，二是两个白矮星并和。目前认为 Ia 型超新星无一例外都是热核爆炸而来，主要的根据是他们都没有氢线（即没有恒星常有的氢包层），并且他们很多都处在年老恒星集群内，即大质量恒星不可能是他们的前身星。Ia 型超新星光变曲线的极大值基本一样，光变曲线也比较类似，被认为是很好的宇宙标准烛光。

而 II 型超新星是来源于大质量恒星（ $>8M_{\text{sun}}$ ）的核心塌缩（CC）。大质量恒星内部核反应产生铁核之后，由于 ^{56}Fe 是最稳定的核子，不能继续发生核反应释放能量。中微子持续不断带走能量，使铁核向里收缩，同时温度升高。当温度超过 $\sim 3 \times 10^9 \text{ K}$ ，光解作用发生：



此过程吸收大量热能，星体内部再不能提供足够压强抵抗引力，从而引起引力塌缩，产生超新星爆发。引力塌缩释放的引力能达到 $\sim 10^{53} \text{ erg}$ ，大部分能量由中微子带走，约 10^{51} erg 转化成激波的动能。通常 II 型超新星爆发时还有氢壳层，所以有氢线。观测上的有一些 IIb 型超新星氢谱线的缺失可以用恒星演化时氢壳层被星风抛出解释。

3.2 重元素的合成

宇宙中除去 H，He 和少量的 Li 等元素，剩下的元素基本都是通过恒星核合成形成。恒星在燃烧阶段合成大量 α 元素（He，O，Si），在恒星死亡后可通过超新星爆发抛射到星际空间。而且除了超新星前身星本身核合成的元素，在超新星爆炸的短暂过程里也有众多 Fe 族元素合成被抛射到星际空间。

恒星在主序阶段，中心温度大约为 10^7 K ，此温度下恒星通过 pp 链或 CNO 循环（ $> 2 \times 10^7 \text{ K}$ ）将氢燃烧转化为氦，释放大量能量。氢燃烧完后，星体外层物质通过重力产生的热能点燃氦核使核继续燃烧产生碳核。之后，根据恒星质量不同，超过 $8M_{\text{sun}}$ 的恒星可以继续燃烧碳核产生氧氖镁，质量更大（ $>10M_{\text{sun}}$ ）的恒星之后还能继续燃烧硅核产生铁核。因此，大质量恒星的晚期的内部结构像一个洋葱，由一层层不同的化学物质构成[26]。

恒星核燃烧之后可能以超新星爆发结束。超新星爆发的短暂过程，是一种爆炸式的核燃烧，其温度超过 10^9 K ，在这种极端高温的条件下，将发生一系列核反应，产生大量新元素，包括硅吸收氦核形成大量 ^{56}Ni 。它后续衰变形成 ^{56}Co 最终形成 ^{56}Fe ，超新星的光度很大一部分就是这一衰变过程贡献的[26]。

通过爆炸式的核燃烧，超新星在短暂的时间可以产生大量 Fe，尤其是 Ia 型超新星。Iwamoto 1999 年数值模拟表明[12]，Ia 型超新星爆发将产生 $>0.6 M_{\text{sun}}$ 的 Fe。CC 超新星爆发时，铁核光解的吸热反应导致坍塌，激波传过星体表层使温度升高，导致爆炸性的核反应。激波后的最高温度决定了产生元素的种类，越外层温度越低，到表面可能不引起任何核反应。所以 CC 超新星抛射物的种类不仅来自爆发时的核合成，也来自于前身星的包层。Thielemann 1996 年的数值模拟得出不同质量的 II 型超新星释放的元素含量[13]， $15 M_{\text{sun}}$ ， $20 M_{\text{sun}}$ ， $25 M_{\text{sun}}$ 的超新星分别可以产生 $1.4 \times 10^{-1} M_{\text{sun}}$ ， $8.0 \times 10^{-2} M_{\text{sun}}$ ， $5.8 \times 10^{-2} M_{\text{sun}}$ 的铁。

3.3 超新星遗迹中的尘埃

天文观测和对陨石的研究表明 II 型超新星是许多尘埃颗粒的来源，如无定型硅，石墨，氧化铝，铁等。目前还没有充足的观测证据表明 Ia 型超新星爆发时产生了尘埃，但由于 Ia 型超新星爆发时产生大量铁，很多人认为 Ia 型超新星爆发时产生的铁很可能直接形成了铁颗粒。

理论预计有 $\sim 0.1-1.0 M_{\text{sun}}$ 的尘埃在 II 型超新星的抛射物中形成。许多数值模拟的研究表明 II 型超新星能产生大量尘埃颗粒，并且部分尘埃经过反射激波的冲击后能够存活下来。Bianchi 用改良的尘埃形成模型[5]，计算出 $12 \sim 40 M_{\text{sun}}$ 的超新星爆发能产生 $0.1 \sim 0.6 M_{\text{sun}}$ 的尘埃，形成的尘埃主要成分是无定形碳和 Fe_2O_3 。之后当反射激波经过时，刚形成的尘埃会被瓦解，他们的计算表明，在密度为， $1 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$ ， $1 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ ， $1 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ 的星际尘埃环境下，分别有 20%，7%，2% 的尘埃存活下来。

对超新星遗迹的红外观测也证明了 II 型超新星爆发时有新形成的尘埃。SN1987A 当中就有不少尘埃形成的证据[14]。此外，Rho 等人对 Cas A 的 Spitzer 的红外光谱测绘表明[15]，很多区域都有尘埃的连续谱。他们发现 $21 \mu\text{m}$ 的图像（表征尘埃）和 [Ar II], [O IV], [Ne II] 发射线波段的图像非常类似，由于这些元素在超新星抛射物中很多而在 ISM 中较少，他们认为这些尘埃是来自新产生的尘埃。对光谱的拟合可以得知其中有三种类型的尘埃， $\text{SiO}_2 + \text{FeO} + \text{proto-}$

Mg-silicate, $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{C}$, $\text{MgSiO}_3 + \text{Al}_2\text{O}_3 / \text{Fe}$. 他们得出的尘埃总质量为 $0.020 M_{\text{sun}} \sim 0.054 M_{\text{sun}}$ 。除了超新星抛射物中形成尘埃，被超新星激波扫过的区域也有相当多的来自 ISM 或者星周物质（CSM）的尘埃。

3.4 超新星遗迹的几个阶段:

超新星爆发时产生的抛射物速度远超过音速，将形成激波加热星际介质，形成一种星云状结构，叫做超新星遗迹。超新星遗迹的演化将经过四个主要阶段：

a. 自由膨胀阶段

超新星爆发的最初阶段，抛射物的动量极大，稀薄的星际介质的阻力几乎对其膨胀没有影响，几乎所有爆炸产生的能量转化为抛射物的动能（只有约 3% 变为热能）。抛射物的速度可以达到周围介质音速的近百倍，能产生激波。简单的能量守恒可以得到此时抛射物速度 $v_s \approx 10^4 \text{ kms}^{-1}$ ，这也约为此时激波波前的速度。当超新星激波扫过的星际介质的质量与抛射物的质量可比拟时，认为自由膨胀阶段结束，ISM 对抛射物的作用变得重要。对于典型的 ISM 密度（ 1 cm^{-3} ），自由膨胀阶段大约为 $2.5 \times 10^2 \text{ yr}$ 。SN1987a 正处在这一阶段。

b. 绝热阶段（Sedov-Taylor Phase）

当被激波扫过的 ISM 的质量超过抛射物时，SNR 到达绝热演化阶段。在此阶段虽然 ISM 对 ejecta 的作用不能忽略，但总能量还是认为是守恒的，即辐射能可忽略不计。Sedov 和 Taylor 提出的 Sedov-Taylor 自相似解是目前广泛使用求解此时 SNR 状态的理论[16][17]，绝热阶段因此又叫做 Sedov-Taylor 阶段。它假设爆发能量 E 立刻传送到均匀介质中，并且没有能量损失。Sedov-Taylor 的方法计算出 t 时刻 SNR 半径、激波速度、激波后方温度为：

$$R_s = 4 \times 10^{19} \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} [\text{cm}]$$

$$v_s = 5 \times 10^7 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-3/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} [\text{cms}^{-1}]$$

$$T_s = 3 \times 10^6 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} [\text{K}]$$

此阶段持续将近 10^4 yr ，这个阶段中，约 70% 的初始能量转化为扫过的 ISM 的热能[27]。除了向前的激波，激波经过 ISM 还会产生发射激波，向内加热 SNR 壳层。壳层的温度在 10^7 K 左右，有强烈的 x 射线辐射。

c. 辐射冷却阶段

绝热阶段之后是辐射冷却阶段(又叫雪犁阶段)。这个阶段辐射带走大量能量，温度降到 $\sim 10^5 \text{ K}$ ，激波速度降至 $\sim 200 \text{ km/s}$ ，电子和重元素（O，C 等）复合产生大量紫外辐射，成为此时重要的制冷因素。

d. 融合阶段

这是超新星遗迹的最后阶段，当激波速度和激波后温度变得和 ISM 的湍流速度（ $\sim 10 \text{ km/s}$ ）和温度相当时，超新星遗迹被认为完全融合进星际介质。SNR 的寿命通常在 10^6 yr 以上。

3.5 超新星遗迹的 X 射线辐射机制

超新星遗迹在自由膨胀和绝热的过渡阶段，激波将气体加热到 $\sim 1 \times 10^7 \text{ K}$ ，此时 SNR 将通过辐射损失大量能量。超新星遗迹的等离子体特点是高温（ $\sim 1 \text{ keV}$ ）、低密（ $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ ）、光学薄，离子处在非电离平衡状态。SNR 的 x 射线谱是连续谱加上各种元素的发射线。其主要的连续谱辐射机制是韧致辐射。此外如果超新星爆发留有脉冲星，电子在其强大的磁场下运动还会产生明显的同步加速辐射。谱线方面，因为超新星遗迹有很多元素的谱线被观测到其中铁 $\text{K}\alpha$ 线非常显著。这里我们按连续谱和线谱介绍，并重点介绍铁 $\text{K}\alpha$ 线丛。

超新星遗迹的连续谱一般被认为是韧致辐射主导的。对于实际的超新星遗迹，其中还有非热的韧致辐射成分，但是由于热电子与非热电子的作用能使电子的低能尾巴很快趋向热平衡，非热韧致辐射只有在电离时标很小（ $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ ）的情况下才体现出来，而且目前的探测仪器灵敏度可能还不能观测到[11]。除了韧致辐射，复合辐射、双光子辐射和同步加速辐射也是重要的连续谱辐射机制，尤其是在富金属的年轻 SNR 中。当等离子体中的高电离态金属离子（如 OVII,OVIII）很多，温度又不是太高（ $\sim 1 \text{ keV}$ ），电子很容易与它复合并发出光子，这种情况下电子复合产生的辐射复合连续谱就非常重要了。双光子辐射发生在亚稳态能级，由于直接跃迁到低态是禁忌的，它通过发射两个光子的过程跃迁，并产生能量不同的光子。同步加速辐射通常与脉冲星的磁场有关，本文不详述。

SNR 中的谱线来源于激发态的离子（碰撞激发或复合产生）的辐射跃迁。离子最容易被碰撞激发的是上层电子，但是，Fe 等金属离子的内层电子可能被热电子打出，随后这个内层空穴将导致一系列俄歇跃迁或荧光发射线。在 SNR 中这是很重要 Fe 的发射机制。

SNR 中铁含量丰富，有非常明显的铁线。其中 $\text{K}\alpha$ 由其明显，因为它落在 $6.4 \sim 6.7 \text{ keV}$ 处，而

SNR 谱线在 4–9keV 处几乎没有除铁之外的特征谱线。K α 线指电子从 $n=2 \rightarrow n=1$ 跃迁产生的谱线，包括共振线，半禁线，禁线。类氢离子的 K α 线又叫 Lyman α ，能量在 6.97keV 附近，距离其他铁离子的 K α 线相距较远，本文讨论 K α 轮廓时把它排除在外。类氢铁原子的 K α 线在 6.7 keV 处。在高温下类氢离子较多(2keV 时电离平衡下占 64%)，这根线很明显，它也是判断等离子体温度和电离参数的重要诊断工具。

SNR 等离子体中铁的内层电子电离过程也很重要。K 层电子被碰撞电离后留有空穴，上层电子将填补这个空穴，多余的能量可能导致电子的俄歇跃迁，或者产生荧光。荧光所占的比例（荧光产量）随 Z 的增大而增大，对于中性铁 Fe 产生的 K 层空穴，荧光产量达到 34%（Si 5%，O 0.8%）。由于这时还有很多外层电子存在，等效电荷减小，产生的荧光能量（如中性 Fe 的 K α ）将比相应的类氢离子的谱线低很多，在 6.4keV 左右。随着电离程度的增大等效电荷增大，荧光能量缓慢升高。由于铁的金属丰度较大，荧光发射率高，只要 SNR 的温度足够高（> 2keV）几乎各个电离态的 Fe 都能发出能量不同的 K α 线。通过测量线心位置，可以判断出等离子体的电离状态。

除了气体状态的铁能产生 x 射线，处在 \sim keV 温度下的尘埃里的铁也可能被热电子打出内层电子形成 K 层空穴从而产生 x 射线荧光辐射[2]。研究表明[18], 能量 \sim 5keV 的热电子可以穿透 0.17 μm 的硅尘埃，而硅尘埃的直径平均只有 0.05 μm 。 \sim 5keV 的电子穿透尘埃能量损失也非常小（<10%），因此对于高热的电子来说尘埃几乎是透明的。在热电子穿入尘埃颗粒的同时，它可能将尘埃当中铁原子的内层电子击出，形成空穴，并和中性铁原子一样发出荧光辐射。Beigman 给出了麦克斯韦分布下铁 K 层碰撞电离的速率公式[19]：

$$\langle v\sigma \rangle = 1.13 \times 10^{-7} (\text{ryd}/I)^{3/2} \beta^{1/2} \times \exp(-\beta) / (\beta + 0.4) \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$$

其中 1 ryd=0.0136 keV，I 为铁的 K 层电离势 7.112 keV。产生荧光的速率还需乘以铁的荧光产量。尘埃的固态效应对荧光能量的影响很小（最多 1eV [20]），因此尘埃发出的荧光和铁原子的荧光能量大致相同，均为 K α_1 =6.404keV 和 K α_2 =6.391keV。由于星际介质中 95%的铁都在尘埃中以固体的形式存在，理论上尘埃发出的荧光是很可观的。而且尘埃发出的荧光能量比高电离态铁离子的 K α 线能量低很多，会对等离子体铁的 K α 轮廓产生较大影响。我们将在第五章具体计算出含 95%尘埃铁情况下 NEI 模型下尘埃产生的荧光。

4 非电离平衡（NEI）模型和 ATOMDB

4.1 超新星遗迹的 NEI 模型:

研究 SNR 等离子体常用模型是碰撞电离的非电离平衡模型 (NEI)，而且由于 SNR 的密度相对较低，可以运用日冕星云近似：所有离子都认为处于基态；碰撞降激发与辐射相比很小被忽略。而且一系列时标有如下关系[21]：

$$\tau_g \sim \tau_m \gg \tau_o \gg \tau_a \gg \tau_{ee}$$

从左到右的时标分别是基态离子、亚稳态离子、普通激发态、自电离态百分比变化时标，以及电子碰撞达到热平衡的时标。可以看出当激发态的离子发生上千次跃迁的时间里，基态离子和亚稳态离子的百分比仍然几乎不变，可以认为当离子被激发后立即通过辐射回到基态，也就是说电离复合过程和谱线产生过程可以分开计算。

NEI 中，某种离子的电离态百分比通过以下常微分方程组确定：

$$\frac{1}{n_e} \frac{dF_i}{dt} = \alpha_{i-1} F_{i-1} - (\alpha_i + R_{i-1}) F_i + R_i F_{i+1}$$

其中 α 和 R 为粒子的电离速率和复合速率。当还没有达到电离平衡时，方程右边不为零，离子百分比不断演化。在真实情况下，随着时间增加，等离子体的 T 和 n_e 会改变，但人们认为改变量并不明显，且在改变范围内电离速率与温度的依赖不大。因此 n_e 常被移到 t 的微分里， $n_e t$ 称为电离参数 τ 。

4.2 ATOMDB v3

为了求出等离子体的理论谱线，原子数据和计算程序是不可少的。目前广泛使用的 Plasma Code 有：主要用于计算碰撞等离子体的 Mekal/SPEX¹, CHIANTI², APEC³和主要用于计算光致电离等离子体的 XSTAR⁴, Cloudy⁵。

其中 ATOMDB 是 Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics 开发维护的，它由 Raymond-Smith code 发展而来，适合高分辨率的理论谱线模拟。ATOMDB 的原子数据库叫做 APED，计

1 <http://www.sron.nl/divisions/hea/spex/>

2 <http://www.solar.nrl.navy.mil/chianti.html>

3 <http://www.atomdb.org>

4 <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/xstar/docs/html/node1.html>

5 <http://www.nublado.org/>

算好的理论光谱叫做 APEC。APEC 包括了碰撞电离、辐射复合、双电子复合等数据，每个离子的能级结构，非常精确且详细。APEC 的理论光谱由理论计算并与实验核对，并且不断更新，目前是第三版。APEC 被广泛用在各种 X 射线波段拟合光谱的软件（`xspec`，`sherpa`）中，适用于拟合（碰撞电离主导）的光学薄的等离子体的 x 射线谱。

APEC 考虑了如下连续谱发射过程：韧致辐射，辐射复合，双光子过程；以及线谱发射机制：单电子跃迁辐射，双电子复合卫星线，内层电子电离荧光。它省略了以下过程：1 双光子激发和其他三体过程（因为这要求密度很高，而 APEC 的计算只考虑光学薄极限），电荷交换过程（因为这种过程通常产生于高温高电离态离子，比如裸核金属离子，和中性氢/氦之间，对于接近平衡的高温等离子体，中性 H 和中性 He 一般和这些离子不共存）；光致激发和电离过程，因为考虑的是碰撞主导等离子体。

AtomDB 现在已经更新到第三版，和第二版相比，第三版更侧重于计算非电离平衡的光谱。而且，谱线信息里面多加了 `ion_driv` 一栏，它对卫星线的计算更准确。比如类氦离子 $n2 \rightarrow n1$ 线的小能量段内的发射强度，既有基态类氦离子被碰撞激发后辐射跃迁的贡献，又有类氢离子辐射复合后辐射跃迁的贡献，甚至有类锂离子荧光过程的贡献，此时计算辐射强度应该分别用每条线的发射率乘对应离子的百分比，而在以往的版本中没有把每个过程分开考虑，而是全部乘以类氦离子的百分比，不够准确。新的版本改善了这一点，同时它还考虑了低电离态的荧光辐射等，使计算更加精确。

5 含尘埃的 NEI 模型：

5.1 尘埃导致电离态的变化：

x 射线光谱拟合软件，如 `xspec`，所用的 NEI 模型都是只考虑气体，然而如前文所述，尘埃在 SNR 激波中会不断被瓦解，中性原子将进入气体，降低总体的电离程度，Itoh 曾讨论过考虑尘埃瓦解的 NEI 模型[22]。

我们假设辐射由 ISM 主导。在 ISM 中我们假设常用的 MRN 尘埃大小分布：

$$dn = a^{-3.5} da$$

最大颗粒半径取 $0.25 \mu\text{m}$ ，最小半径为零（小尺度尘埃占的质量比例非常小，取零和几纳米差别不大）。

在激波中物理溅射过程能使尘埃的直径以几乎同样的速率减少。数值模拟表明[10]，当温度达到 $1 \sim 10\text{keV}$ 时，铁尘埃物理溅射速率为 $r=10^{-6}\mu\text{m yr}^{-1}\text{cm}^3$ 。假设尘埃颗粒质量分布均匀，存留下来的尘埃的质量百分比就为：

$$f(\tau)=\int_0^{a_{\max}-r*\tau}\frac{4}{3}\pi a^3dn/\int_0^{a_{\max}}\frac{4}{3}\pi a^3dn$$

代入数据可得：

$$f(\tau)=1-3.2\tau_{13}^{1/2}+3\tau_{13}-\tau_{13}^2+0.2\tau_{13}^3$$

其中 τ_{13} 为 $1\times 10^{13}\text{cm}^{-3}\text{s}$ 。

将这一结果加进 NEI 模型，即在 Fe 离子中再加一维尘埃：

$$dn_0/d\tau=n_i\times df/d\tau$$

$$dn_1/d\tau=-n_i\times df/d\tau-\alpha_1n_1+R_1n_2$$

.....

添加尘埃后，由于尘埃束缚大量铁，使等离子体中达到电离平衡的时间延后了。如下图，在没有尘埃的情况下，大约 $\tau\sim 1\times 10^{12}\text{cm}^{-3}\text{s}$ 就达到电离平衡，然而加入尘埃后，尘埃瓦解的时标为 $1\times 10^{13}\text{cm}^{-3}\text{s}$ ，所以在这之前等离子体都处于非电离平衡状态，一旦尘埃完全瓦解，等离子体也迅速达到电离平衡。

图 4 为不同温度下的离子百分比随电离参数 τ 变化图。左为无尘埃，初始所有粒子都是铁原子，左图为含 95%尘埃，5%铁原子。95%是常见的 ISM 中尘埃内的铁的百分比。可以看到，不考虑尘埃的情况，离子百分比变化较快，在 $1\times 10^{12}\text{cm}^{-3}\text{s}$ 时已经达到了电离平衡。而且在任意时刻，总有一个主导的气体离子成分，占据总离子数的 20%以上。但是如果考虑尘埃，由于尘埃在 $1\times 10^{12}\text{cm}^{-3}\text{s}$ 之前被瓦解的非常缓慢，尘埃铁在这段时间一直是等离子体内最多的成分。它的存在让一些本来在电离参数 $\sim 1\times 10^9\text{cm}^{-3}\text{s}$ 迅速下降的低电离态离子减少的相对缓慢，因为它不断的向气体内注入少量的原子。 $1\times 10^{12}\text{cm}^{-3}\text{s}$ 之后，尘埃铁已经由于物理溅射变得只剩小颗粒尘埃，很快在 $1\text{e}13$ 时完全消失，由于气体铁只需要 $\sim 1\times 10^{12}\text{cm}^{-3}\text{s}$ 就能达到电离平衡，比尘埃瓦解时标快很多，整个等离子体在尘埃瓦解完毕之后迅速达到电离平衡。

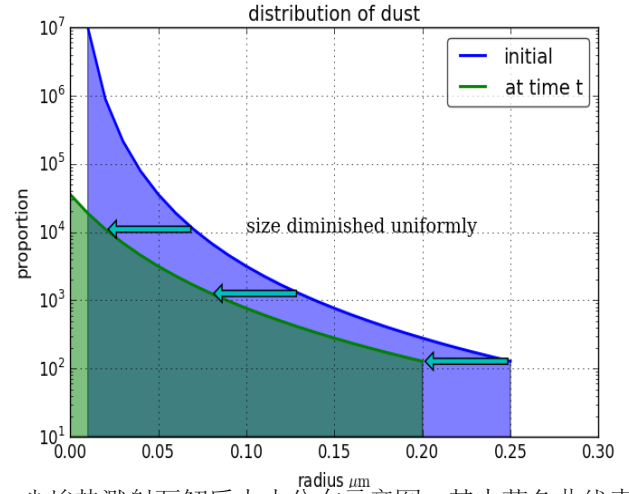
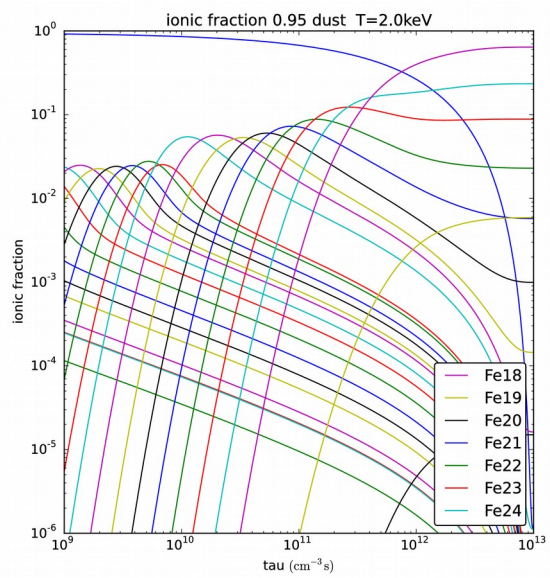
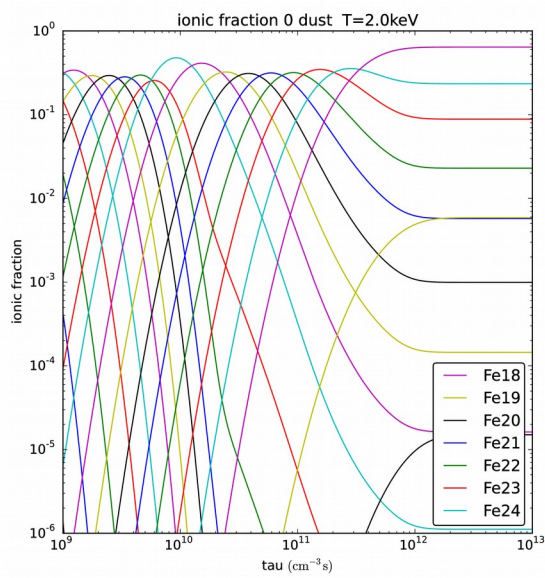
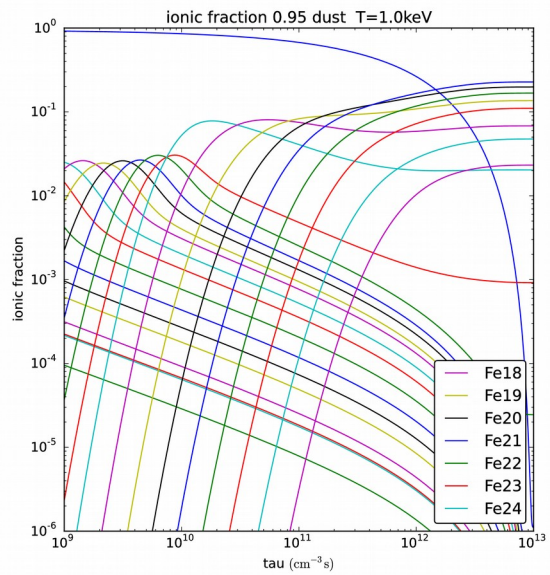
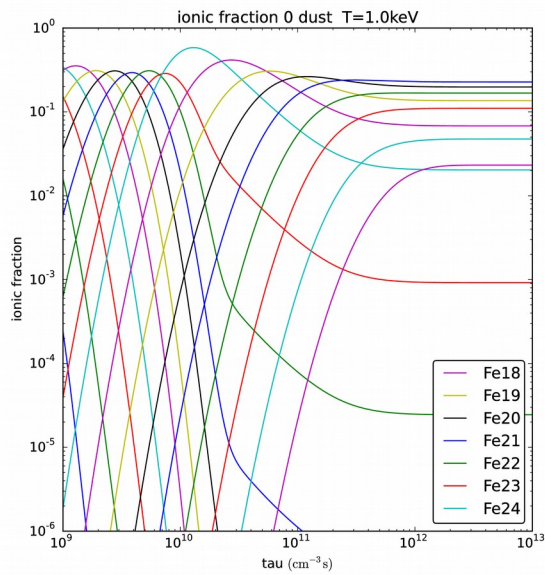


图 3: 尘埃热溅射瓦解后大小分布示意图。其中蓝色曲线表示初始分布函数，绿色表示 t 时的分布函数，它是蓝色曲线向左平移得到，因为对不同大小的尘埃颗粒溅射速率都一样。



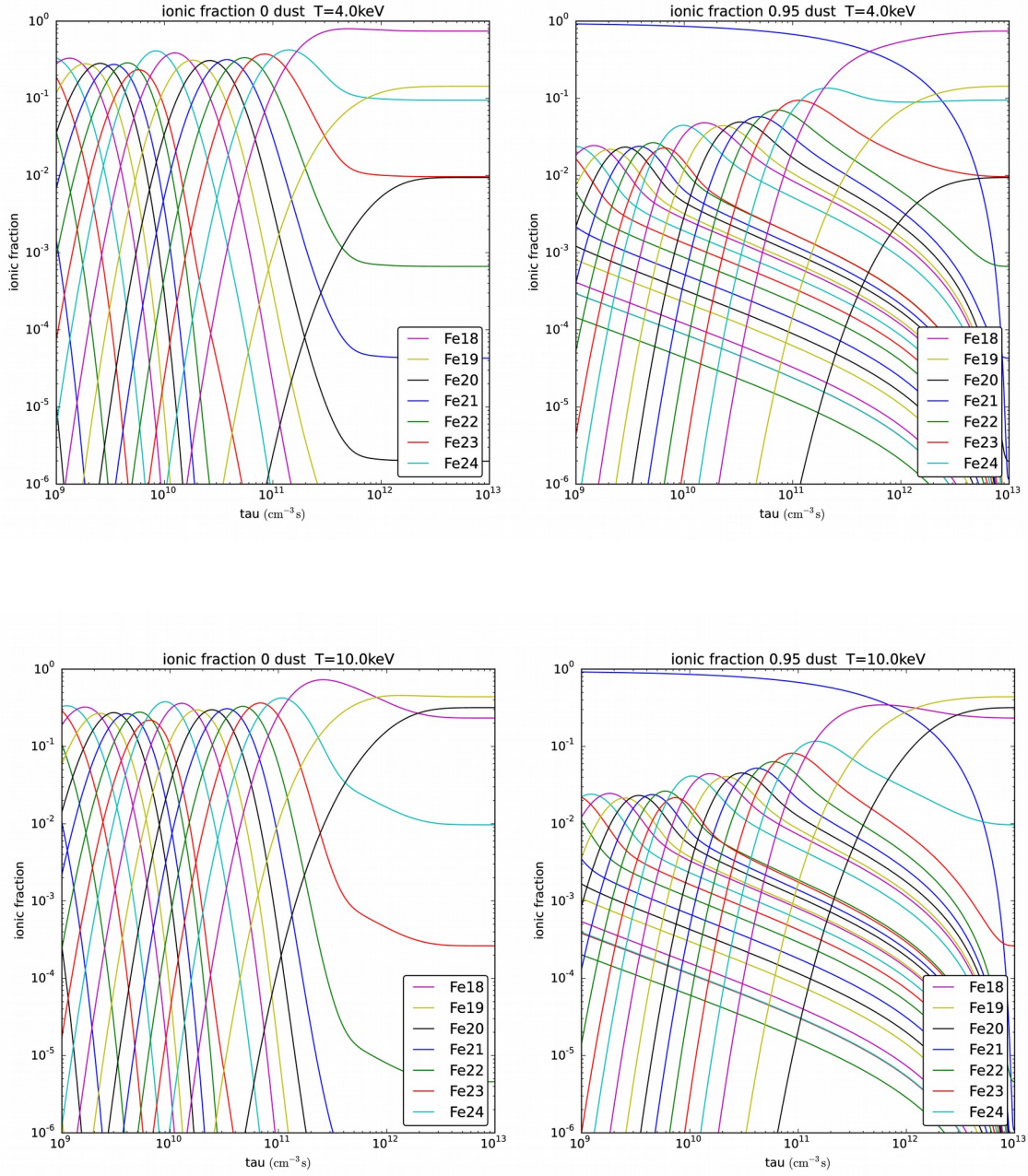


图 4: 不同电子温度下 (从上至下: 1, 2, 4, 10 keV) 离子百分比随电离参数 τ 的变化。左边为不含尘埃 NEI 模型的结果, 初始条件所有铁都为气态中性铁, 右边为含尘埃 NEI 模型的结果, 初始 95% 的铁在尘埃中, 5% 的铁为气态中性铁。

5.2 尘埃对总发射率的影响：

由于尘埃的存在，原本发射率较大的气体中的离子的含量降低，导致总发射率减少。如果尘埃不能发出任何 X 射线辐射，则若 95% 的铁都在尘埃上，当电离参数较小时 ($< 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$)，整个等离子体几乎没有 $K\alpha$ 辐射（见右图点线）。但是如 § 3.5 所述，尘埃也类似中性原子可以发出荧光。这样，总的发射率还会维持在不含尘埃相同的量级。图 5 为等离子体在不同温度下 6.35 keV–6.75 keV 能段里铁的总发射率随电离参数演化的图，这里的总发射率包括所有 $n=2 \rightarrow n=1$ 跃迁的辐射（类氢离子谱线除外，包括所有碰撞激发后跃迁下来的，和辐射复合后跃迁下来的卫星线），以及贡献很小的连续谱（见下文的谱线图）。可见在 $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 之前，含尘埃的模型的发射率完全由尘埃主导，其数值和不含尘埃的相近。

尘埃对总发射率的影响最显著的是在 $1 \times 10^{10} \sim 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ ，此时没有尘埃的情形下，发射率很大的 $\text{FeXVIII} \sim \text{FeXXIV}$ 已经是主导离子。然而在含尘埃的情形下，此时多数 Fe 还是在尘埃中，尘埃的发射率和气体的发射率相近（右图交点都在 $1 \times 10^{10} \sim 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 之间）。显然这导致了这个电离参数下，尘埃的效果是将总发射率降低。

在 $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 之后，尘埃的百分比下降到一半以下，到 $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 时已经小于气体中主导离子的百分比。因此，在 $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 之后含尘埃的模型总发射率由气体主导，而且在 $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 之后两种模型的发射率接近相等，到 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 时两种模型都为电离平衡态，发射率也完全相同。

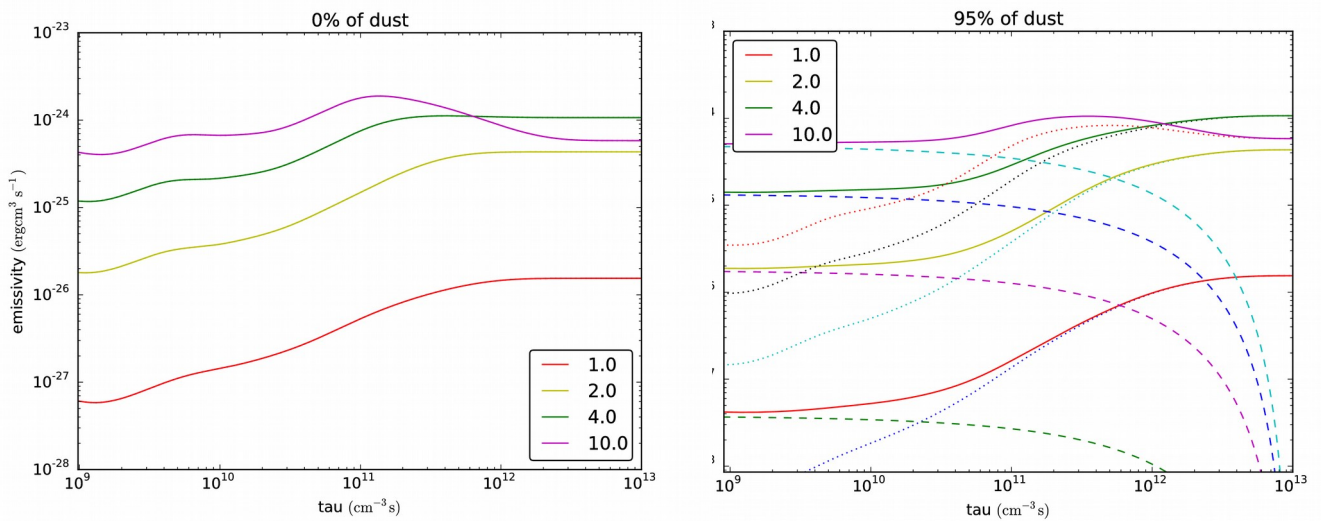


图 5: $K\alpha$ 总发射率在不同温度下随电离参数的变化。左图是无尘埃 NEI 模型，右图是初始 95% 铁为尘埃的模型，实线表示总发射率，虚线表示尘埃荧光发射率，点线表示气体总发射率。

5.3 尘埃对谱线中心的影响：

除了对总发射率的影响，由于每种铁离子等效核电荷不同以及结构上差异，它们的 $K\alpha$ 跃迁产生的光子的能量也不同。从上文可见，尘埃对离子百分比有很大影响，尤其当电离参数为 $10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ ，又因为尘埃本身也能发出较强的低能量的荧光，可以预计含尘埃的模型对谱线中心也将产生影响。我们取理论光谱（见图 5.4）中所有较强的线（强度为最强谱线 1% 的线）的线心做加权平均，得到不同温度下线心随电离参数的变化。

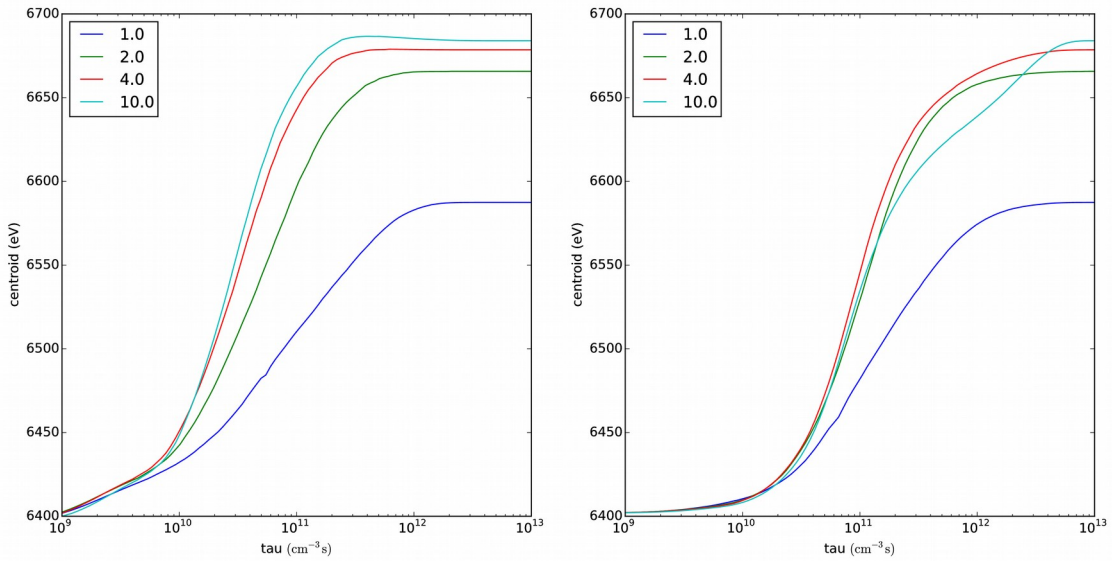


图 6: 不同温度的无尘埃模型和有尘埃模型 $K\alpha$ 谱线中心随电离参数的变化。

图 7 是无尘埃模型和有尘埃模型的线心能量差。可以看出，在 $10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 之间，含尘埃模型的谱线中心与无尘埃相比有了明显的降低。尤其当 $\tau \sim 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 的时候，线心位移达到最大，且温度越高位移越明显，在电子温度为 2keV 时最大位移约为 80 eV，10 keV 时最大位移超过 140 eV。这种线心的差别可以被目前的 CCD 光谱仪分辨出我们用 simx⁶ 软件做出理论上无谱线加宽机制下，XMM-Newton EPN 得到的 $K\alpha$ 谱线，再用 powerlaw+gauss 进行拟合，得到的线心位置的位移和以上结果一致。

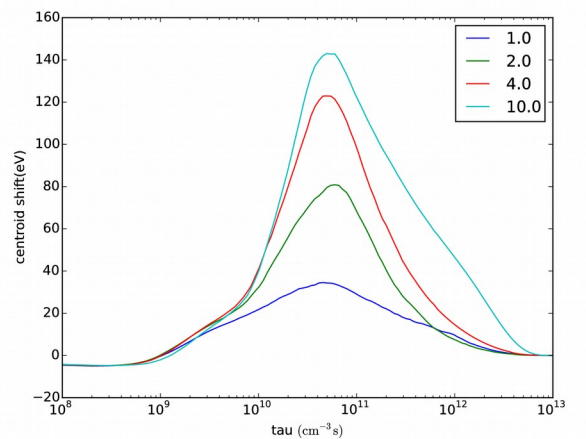


图 7: 不同温度下无尘埃模型谱线中心与有尘埃模型谱线中心之差。

5.4 光谱形状：

下一代基于热量温计的 X 射线光谱仪的能量分辨率可以达到 1eV 量级，铁 K α 波段的谱线有望被细致得观测。为此我们将无尘埃与有尘埃模型的光谱计算出来，并通过 `simx` 做出仪器响应后光谱的形状。由前文可看出，电离参数 $10^{10} \sim 10^{12} \text{cm}^{-3} \text{s}$ 之间谱线中心差异最大，我们比较这时 $1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3} \text{s}$ 两种模型光谱差异：

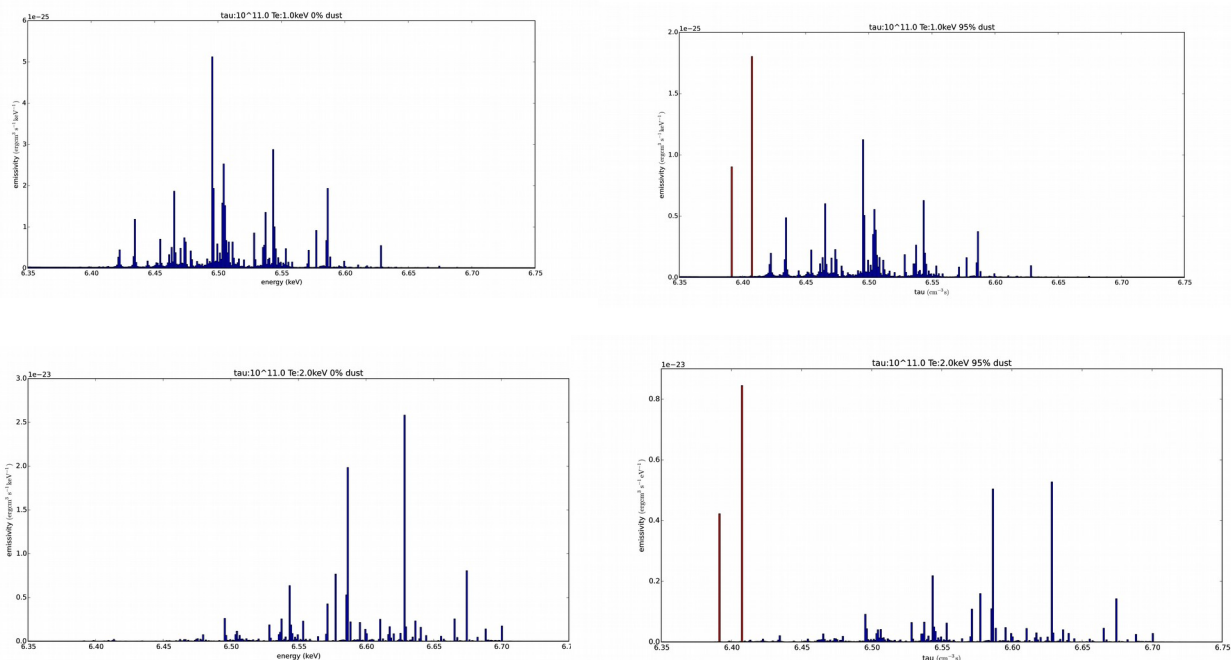


图 8: 电子温度 1 keV（上）和 2 keV（下），电离参数 $1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3} \text{s}$ 时铁 K α 波段光谱形状。

下一代基于热量温计的光谱仪能量分辨率可以达到 1eV 量级。我们用 `simx` 的 `AstroH` 的 `SXS` 得出它的谱形，发现尘埃荧光线能够很容易被区分出来：

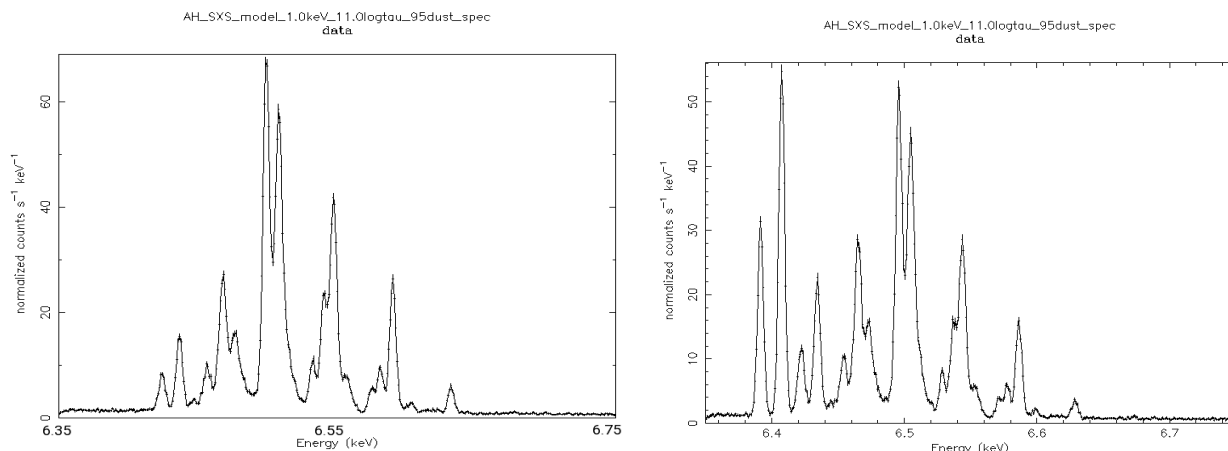


图 9: 电子温度 1 keV，电离参数 $1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3} \text{s}$ 下，用 `simx` 模拟出的经过 `Astro-H SXS` 观测到的铁 K α 光谱，左图为无尘埃模型，右图是有尘埃模型，右图低能量的尘埃荧光线非常明显。

6 含尘埃的 NEI: Cas A

SNR 是最典型的非电离平衡的等离子体，而且如前文所述，很多 SNR 中有来自尘埃的 IR 辐射。如果尘埃能够像理论预计那样产生足够的荧光辐射，在这些含尘埃的年轻的高温 SNR 中很可能观察到。本章介绍银河系内年轻的 SNR Cas A 的观测，下一代 X 射线量温计光谱仪有可能发现其中尘埃的铁荧光。

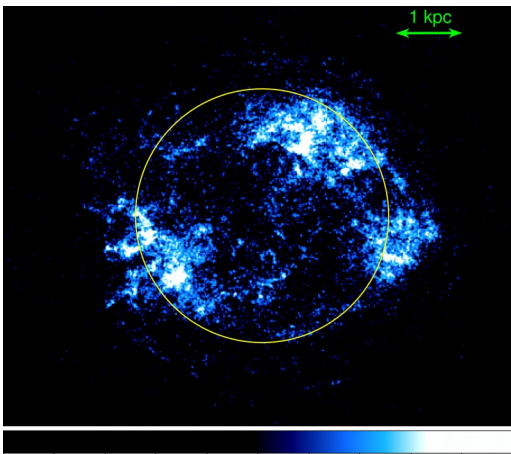


图 10: Chandra 观测到的 Cas A $K\alpha$ 波段的图像 (ObsID 114)，可见有三块区域有明显的辐射。黄色圆表示抛射物和 ISM 的分界 [24]。

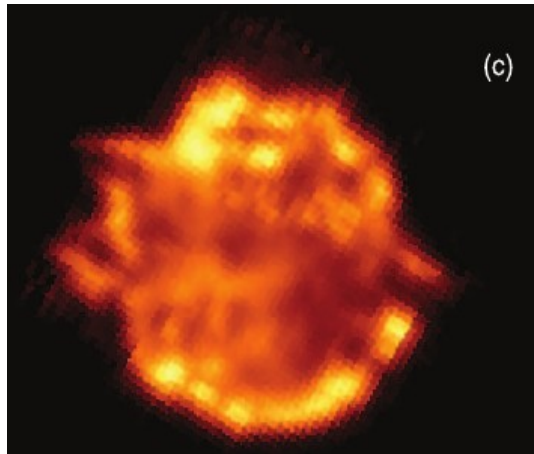


图 11: Spitzer 观测到的 Cas A $26\mu m$ 波段 ([O IV] 和 [Fe II] 发射线) 的图像。可见其北部和南部环上辐射非常明显。见[15]。

Cas A 为 Type II 型超新星，是银河系内最年轻的 SNR (AD 1681 年左右爆发[23])，它的前身星被认为是富含 N 的大质量 Wolf-Rayet 星，它也是银河系内唯一的有充分证据表明其抛射物中有尘埃形成的 SNR。它的激波目前还在扫过刚形成的尘埃。Cas A 的观测图像中抛射物和扫过的 ISM 之间有明显的结构上的区别，两者的界线在大约 2.6 pc 处 (假设 Cas A 距离我们 3.4 kpc)。

Hwang 通过用 vps shock 模型拟合 Cas A 的 X 射线光谱，得出 Cas A 壳层激波加热后的平均电子温度约 2.2 keV，电离参数 $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ [24]。这样的温度和电离时间恰好是我们含尘埃 NEI 模型与普通 NEI 模型谱线差别很明显的情况。

最近 Spitzer 对 Cas A 进行了几次长暴光的观测，Rho 分析 IRS 光谱[15]，发现其抛射物中有 Ar, Ne, S, Si, O 和 Fe 的强发射线以及不同的连续谱成分。他们对 Cas A 做 mapping 之后选取了几种区域的特征光谱，发现有些区域很明显的 [OIV]+[Fe II] $26\mu m$ 发射线的成分，见下图。可见在 Cas A 壳层的北部和南部铁尘埃很丰富。

Herschel 提供了比 Spitzer 更长波段的信息。Arendt 利用 Herschel 和 Spitzer 数据研究了 Cas A 内尘埃的种类和分布[25]。X 射线数据表明有三个区域有明显的 Fe K α 辐射，在此区域内，红外数据表明有明显的冷的硅尘埃，可能还有 Mg 和 Fe 的硅酸盐成分。Cas A 壳层南部以及激波扫过的 ISM 区域的谱型虽然和 X 射线发射区的谱型不一样，但是尘埃种类可能很相似。

由此可见，Cas A 中尘埃最明显的区域在南部的环上，是正在被加热的物质，可能有抛射物和 ISM 铁尘埃的双重贡献，它的 X 射线波段 Fe K α 贡献不足，可能是多数铁还处在尘埃中没有释放进入气体。因此，这个区域很可能是富含铁尘埃的高温低电离气体，适合用含尘埃 NEI 模型解释。随着下一代 X 射线热量温度计光谱仪的使用，很可能在这个区域能发现 6.4 keV 处铁尘埃的荧光发射线。

7 总结及展望：

我们用最新原子数据计算了含尘埃 NEI 模型的铁离子百分比及 K α 谱线，发现尘埃在 $10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ 时拉低了等离子体的发射率。同时，由于此时尘埃没有完全瓦解，会发出能量明显低于气体离子铁 K α 线的 6.40 keV 的荧光。年轻 SNR 是富含尘埃的高温等离子体，银河系中的 Cas A 是观测尘埃线的理想源，目前有充分的观测证据表明 Cas A 的壳层有充分的尘埃和铁，随着下一代能量分辨率 $\sim 1 \text{ eV}$ 的 X 射线光谱仪投入使用，这种荧光很可能被直接观测到。如果尘埃的荧光被直接分辨出，我们对尘埃在 SNR 中的形成和瓦解过程的理解将会有很大突破，进而对 SNR 的物理性质有更新的认识。例如，通过研究尘埃荧光的强度可以了解尘埃在 SNR 的空间分布。此外，通过研究尘埃线的多普勒致宽，可以了解尘埃在 SNR 壳层中的运动，对了解尘埃动力学有重要意义：尘埃很可能和气体之间有相对运动，带有电荷的尘埃在 SNR 磁场中的回转运动将导致较大的多普勒致宽，这有助于我们了解 SNR 激波附近的磁场。此外，由于尘埃被认为在宇宙线粒子加速的过程中起重要作用，这对我们研究宇宙线等课题也必将起到推动作用。

8 致谢：

本论文在纪丽老师的悉心指导下完成。在此我真诚地感谢纪丽老师两年多来对我的关照和鼓励。在这项研究进行的过程中，老师一直对我非常耐心，给我提供帮助，在我低落的时候给我激励。我还要感谢纪老师组里的学长学姐们，尤其是牛书、张水乃、孙玮，不厌其烦的帮助我。本科最后两年里我们结下了深厚的友谊，在此非常感谢大家。此外，我还要感谢南大的各位老师，尤其是我的导师李志远

参考文献:

- [1] Mathis, J., S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. 1977, *ApJ*, 217, 425
- [2] Borkowski, K. J. & Szymkowiak, A. E. 1997, *ApJL*, 477, 49
- [3] Nittler, L. R., Alexander, C. M. O' D., Gao, X, Walker, R. M., & Zinner, E. 1997, *ApJ*, 483, 475
- [4] Tielens, A. G. G. M., Waters, L. B. F. M. & Bernatowicz, 2005, *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, ASP Conference Series, Vol. 341
- [6] Lequeux, J., Falgarone, E., Ryter, C., *The Interstellar Medium*, Chapter 7, Interstellar Dust
- [7] Kemper, F., Vriend, W. J., & Tielens, A. G. G. M. 2004 *ApJ*, 609, 826
- [8] Dwek, E. & Arendt, R. 1992, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 30, 11
- [9] Draine, B. T. , Salpeter, E. E. 1979. *ApJ*. 23 1 : 77–94
- [11] Vink, J., 2012, *Astron Astrophys Rev*, 20, 49
- [12] Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., Kishimoto, N., Umeda, H., Hix, W. R., & Thielemann, F.–K 1999, *ApJS*, 125, 439
- [13] Thielemann, F.–K., Nomoto, K., & Hashimoto, M.–A. 1996, *ApJ*, 460, 408
- [10] Nozawa, T. & Kozasa, T. 2006, *ApJ*, 648, 435
- [14] McCray, R. 1993, *ARA&A*, 31, 175
- [15] Rho, J. et. al. 2008, *ApJ*, 673, 271
- [16] Sedov, L. I. (1959) *Similarity and dimensional methods in mechanics*. Similarity and dimensional methods in mechanics. Academic Press, New York
- [17] Taylor, G. (1950) The formation of a blast wave by a very intense explosion. I. Theoretical discussion. *R Soc Lond Proc Ser A* 201:159 – 174
- [18] Dwek, E. 1987, *ApJ*, 322, 812
- [19] Beigman, I. L., Shevelko, V. P., & Tawara, H. 1996, *Phys. Scr.*, 53, 534
- [20] White, E. W., & Johnson, Jr., G. G. 1970, *ASTM Data Series DS 37A*, X–Ray Emission and Absorption Wavelengths and Two–Theta Tables (Philadelphia: ASTM)
- [21] Foster, A. R., Ji, Li., Smith, R. K. & Brickhouse, N. S. 2012, *ApJ*, 756, 128
- [22] Itoh, H. 1989, *JSAP*, 41, 853

- [24] Hwang, U. & Laming, J. M, ApJ in press, arXiv: 1111.7316
- [25] Arendt, R. G. et. al., 2014, ApJ, 786, 55
- [26] Yamaguchi, Hiroya. 2008, PhD thesis submitted to Kyoto University
- [27] Chevalier, R. A. 1974, ApJ, 188, 501
- [28] Silk, J., Burke, J. R. 1974, ApJ, 190, 11
- [29] Seab, C. G. 1987. In *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach, H. A. Thronson, Jr., pp. 491–512. Dordrecht: Reidel