世 界 名 著

太空物理學

ROBERT JASTROW 著

張 桐 生 譯

國家科學委員會補助

國立編譯館出版
世界書局印行

世界名著

太空物理學

ROBERT JASTROW 著
張桐生譯

國家科學委員會補助

國立編譯館出版
世界書局印行

中華民國六十一年十二月初版

世界名著 太空物理學（全一册）

精裝本基本定價叁元玖角正
平裝本基本定價貳元玖角正

著者：ROBERT JASTROW
譯者：張桐生
漢譯權所有人：國立編譯館
補助機關：國家科學委員會
發行人：吳開先
內政部登記證內版臺業字第〇一八八號
出版者：世界書局
印刷者：世界書局
發行所：世界書局
臺北市重慶南路一段九十九號

序

譯者於去年初，承美國天文學會行星組第一屆年會的邀請，前往舊金山參加該年會。年會討論的主題有四：(1)月球岩石，(2)火星照相術，(3)火星大氣，(4)行星光譜學。譯者在會中發表"火星高空大氣的組態過程"一文（註）。

會後趁便前往紐約，並訪問哥達德（Goddard）太空研究所。該所特惠贈 1969 年版"**太空物理講義**"（Lectures on Space Physics）"一册，著者**詹斯屈**（Robert Jastrow）博士是該所所長。詹斯屈所長歷年來在哥倫比亞大學太空物理暑期研習班兼任班主任及"太空物理"課程的講習，本書是他爲這一課程所作，用於這一課程的講義。

原書因求適應逐年的修訂，用複印活頁。其 1969 年版，計七章 325頁。第一章討論太陽系的起源，其餘六章是就次第的演證步驟與個別的主題，討論行星大氣的結構。地球是我們最熟知的行星，所以討論的方式是用我們對於地球的了解，推論到其他行星——關於行星大氣以及其他可以推知的行星物理。

這書的特點，是就基本物理過程闡述近代觀測結果，是採用專題討論式，不是百科全書式，用深入淺出的寫法，掌握着太空物理學的主題，娓娓道來，使一本太空物理學的專門著作，如此般，可以爲一般大學理工科學生欣然接受，實在可喜。

譯者曾於民國 55 年，前往美國馬歇爾太空中心，參與該國所擬 1973 年**旅行者**（Voyager）太空船飛往火星探測，有關太空物理方

面的研究工作，歷時年餘，見聞良多。甚以爲太空物理工作是太空事業的基礎，可以在我國開展。祇以返國後事冗，未有甚多作爲。這次譯述詹斯屈書，介紹給國內讀者，也可算是在這方面努力的一事。

太空物理學是一新興科學，譯筆疏漏之處，尙乞讀者隨時指教，以待再版時更正之。

張　桐　生　謹　誌

成功大學理學院，60年6月

譯者今春在美國時，復承該所同仁惠贈本書1970年版。故此譯本於送來校樣時，已悉照1970年版一一修訂，幸讀者垂察。

張　桐　生　謹　誌

成功大學理學院，61年10月

註：全文載成功大學物理學刊 第三期，民國58年6月。另有摘要刊Bulletin of American Astronomical Society, Vol.2. No.3, July 30, 1970.

目　　次

第一章 引 言

此課程所討論者，是天文學與地球物理學中關係於太陽系起源與進化的問題，以及行星體與行星空氣的物理學。處理這些問題，是根據於一球形自引體（spherical self-gravitating body）結構的基本方程組作研究。這方程組中包括有表述質量不滅，動量不滅，與能量不滅三定律的三個方程式，以及三個補充關係式，表述狀態方程式，能源與能量傳送的機構。在這些方程式中的各能源，與能量傳送的重要機構，是隨所討論的特殊問題而變，所以必須先就每一情況分別考量，然後再就方程式積分。不過，就研究行星物理與大氣物理言，至少在原理上，都從這相同的基本方程組着手。

在此引言中，我們先討論我們認爲是形成恒星與行星的一些過程。想來這些大事件的歷史，首先是從瀰漫於外太空的氣體與塵埃中，有天文規模的大團氣雲（gas cloud）發生收縮。此項收縮可能起因於星際介質的廻旋與亂流，引起密度的偶然振蕩所致。如果在空間某一體積中的一些氫原子因如此的偶然振蕩而引近，則在此體積中各氫原子間的引力即大於全介質的引力平均值，於是更加壓縮氣體。這種收縮的趨勢，亦因該濃密區氣體有較大的抗壓力而抵擋不少，但是如果氫原子很多，由於引力爲一種長距作用力，引力作用終佔優勢。斯時，此氣雲即可以一引力束縛系統（gravitationally bound system）而存在。

一大團氣雲能因其原子間之引力束縛在一起，此氣雲團應有多大？意即應有多少個原子？這種計算亦甚易爲。產生引力束縛的狀況是氣雲中一原子的平均熱速度，應較該原子能自此氣雲團引力場逃逸所

需的速度爲小。

使一原子的動能等於每原子的平均熱能，即得平均熱速度，$\overline{v}$：

$$\frac{1}{2}m\overline{v}^2=\frac{3}{2}kT$$

故

$$\overline{v}=\sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

而逃逸速度 v_e 爲

$$v_e=\sqrt{\frac{2MG}{R}},$$

式中m爲組成此氣雲的原子的質量，$\overline{v}$爲原子的平均速度，k爲波爾茲曼常數（Boltzmann constant，$k=1.4\times10^{-16}$ 厘米-克-秒制單位），T爲愷氏溫度，M爲氣雲團的總質量，R爲其半徑，G爲萬有引力常數($G=6.7\times10^{-8}$ 厘米-克-秒制單位）。

欲得引力束縛系統，應有

$$\overline{v}<v_e, \quad 即 \quad \sqrt{\frac{3kT}{m}}<\sqrt{\frac{2MG}{R}},$$

我們因得臨界質量的公式爲

$$M>10^{23}\frac{T^{3/2}}{\overline{\rho}^{1/2}} \qquad (1-1)$$

在這公式中，我們引用平均密度，$\overline{\rho}$，$\overline{\rho}$由下式命訂之，

$$M=\frac{4\pi R^3}{3}\overline{\rho}$$

在宇宙間物質的平均密度爲10^{-5} 質子／（厘米）^{3}。溫度的數量級當爲10^4°K 或較高，此因星雲際（intergalactic）氫氣的氫原子多爲游離態之故。溫度10^4°K乃相當於1伏特的平均熱能量，如果溫度比10^4°K低甚多，游離態氫即不會佔大比率。

取這密度值與溫度值作爲星雲際介質合理的情況並代入式（1－1），我們即得臨界質量約爲10^{44}克，即太陽質量的10^{11}倍。如此大小的質量，

應是從瀰漫宇宙氣體中可以收縮成氣雲團的最小質量。這也正是實際上觀測星雲質量所得到的典型觀測值。

當收縮繼續進行，密度繼續增加，即會遇到一個小於前擧質量的臨界質量，我們即可預料到原前質量將分裂爲次星雲（subgalactic）質量，此可成爲許多個別的恒星，亦可成爲星羣（clusters of stars）。

爲估計次星雲凝聚的質量，我們取用我們自己星雲的星際（interstellar）氣體密度作爲計算值，這約是 1 質子／（厘米）^{3} 。我們以 100°K 作溫度的計算值，因爲星際氣體在 21 厘米波長的明亮溫度（brightness temperature）爲 100°K，量出這溫度所循的方向，是在星雲的平面上並星際氣體對 21 厘米波長的電磁波有大值的光厚度（optical thickness）者。

將此兩數字代入式（1－1），即得臨界質量爲幾百個太陽質量，此即爲銀河平面中星群質量的典型值。此種星群稱爲雲狀星羣（galactic clusters）。

我們自己的星雲中也有另一種星群，稱爲球狀星羣（globular cluster），多居星雲平面的外方。由於球狀星群有更進化的構成份，知球狀星群比雲狀星群年老得多。因此想到我們的星雲分裂形成球狀星群時，應在星雲凝結的甚早階段，可能當時還是一個大圓球，所佔的空間比目前所佔者大 10 倍或 10 倍以上。支持這一假說的，就是球狀星群在空間的分佈情形，試看球狀星群是如何散布在銀河平面的四週，圖 I-1。我們應可想到在那個時候星雲大氣團的密度與溫度應是介乎星雲際與星際的中間值。準此，我們如假設溫度爲 300°K，密度爲 0.1 質子／立方厘米，我們卽得一臨界質量是 10^6 個太陽質量。這就是我們星雲中球狀星群總質量的典型觀測值。

從雲氣團分裂成一般恒星大小的質量，如太陽的質量卽是一般恒星球的質量，那麼收縮的質子氣團密度應約爲 10^6 質子／（厘米）^{3} 。

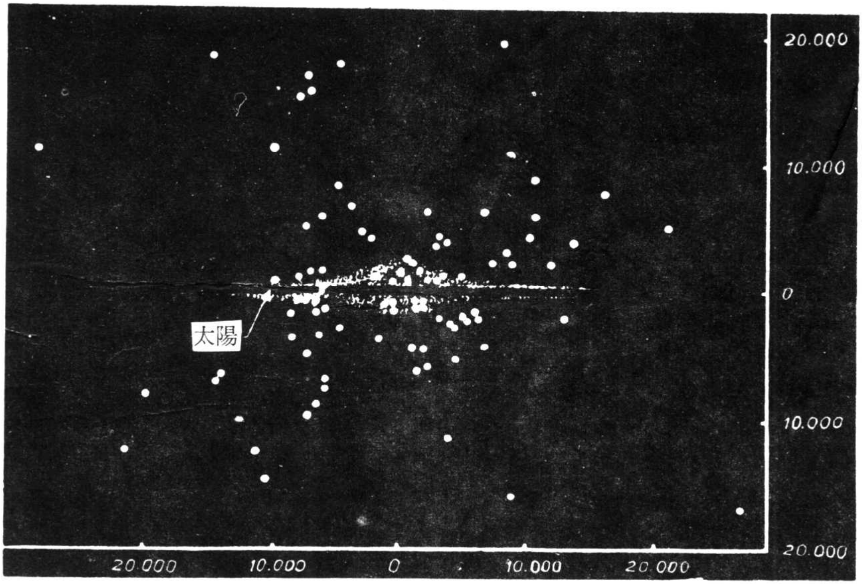

圖 I-1 球形星球分布於銀河平面四週的情況

我們現在討論個別恒星的凝結。在如此恒星雲氣中的所有一切原子，均因引力作用而被吸向雲氣團的中央。當某一原子向中央“落進”時，卽得加速。此原子所得到的加速度，則又因與鄰近其他原子的碰撞而傳給其它原子，結果所及，氣團獲得加熱，溫度上升。因此，氣團溫度的上升，顯見全是引力作用所使然。

我們應用一個近似關係式，稱爲**均功定理**(virial theorem)者，即可估計經由引力收縮作用所產生的溫度增加。欲演證此定理,我們先就雲氣團中單一原子寫下牛頓運動定律：

$$\vec{F_1} = m \frac{d^2\vec{r_1}}{dt^2}$$

式中m是這原子的質量，$\vec{F_1}$ 是作用於這原子的總力，$\vec{r_1}$是表示這原子位置的向量。

將此式兩邊各乘以$\vec{r}_i$，並取雲氣團中全體N個原子如此值的和，即得

$$\sum_{i=1}^{N}\vec{r}_i\cdot F=m\sum_{i=1}^{N}\vec{r}_i\cdot\frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2}$$

但因

$$\frac{d^2(\vec{r}_i)^2}{dt^2}=\frac{d}{dt}\left[2\vec{r}_i\cdot\frac{d\vec{r}_i}{dt}\right]=2\left(\frac{d\vec{r}_i}{dt}\right)^2+2\vec{r}_i\cdot\frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2},$$

故

$$\sum_{i=1}^{N}\vec{r}_i\cdot\vec{F}_i=\frac{1}{2}\frac{d^2}{dt^2}\sum_{i=1}^{N}m\vec{r}_i^{\,2}-\sum_{i=1}^{N}m\left(\frac{d\vec{r}_i}{dt}\right)^2$$

寫明速度，$\vec{V}_i=\frac{d\vec{r}_i}{dt}$，並記清$\Sigma m\vec{r}_i^{\,2}$ 爲雲氣團對一點的轉動慣量I，我們因得

$$\sum_i\vec{r}_i\cdot\vec{F}_i=\frac{1}{2}\frac{d^2I}{dt^2}-\sum_i mV_i^2=\frac{1}{2}\frac{d^2I}{dt^2}-2K \qquad (1-2)$$

式中$K=\sum_i\frac{mV_i^2}{2}$爲這系統的動能。

當作用於原子的力祇是引力的時候，F_i 即是雲氣團中第 i 個原子所受全體其它原子作用於其上的平方反比引力，此即，

$$\vec{F}_i=\sum_{j=1}^{N}\frac{m^2G\vec{r}_{ij}}{|\vec{r}_{ij}|^3},\quad j\neq i\cdot$$

於是

$$\sum_i\vec{r}_i\cdot\vec{F}_i=\sum_i\sum_j Gm^2\frac{\vec{r}_i\cdot\vec{r}_{ij}}{|\vec{r}_{ij}|^3}$$

$$=\frac{1}{2}\sum_i\sum_j Gm^2\left[\frac{\vec{r}_i\cdot\vec{r}_{ij}}{|\vec{r}_{ij}|^3}+\frac{\vec{r}_j\cdot\vec{r}_{ji}}{|\vec{r}_{ij}|^3}\right]$$

$$=\frac{1}{2}\sum_{i}\sum_{j} Gm^2 \frac{1}{|\vec{r}_{ij}|} \equiv V\cdot \qquad (1-3)$$

式中V爲此系統的引力位能，因數$\frac{1}{2}$是因每一 i－j 交互作用會計數兩次。故

$$\frac{1}{2}\frac{d^2 I}{dt^2} = 2K + V\cdot \qquad (1-4)$$

如果收縮作用很慢並很穩定，$\frac{d^2 I}{dt^2}$ 可以免計，於是

$$2K+V=0,$$

即

$$K=-\frac{1}{2}V\cdot \qquad (1-5)$$

我們試對一質量爲M半徑爲R的氣雲應用這定理，爲簡單起見，我們假設氣雲內部的密度ρ與溫度T都是常數。於是引力位能即是

$$V=-\frac{3}{5}\frac{M^2 G}{R},$$

動能即是

$$K=\frac{3}{2}NkT\cdot$$

故

$$\frac{3}{2}NkT=\frac{3}{10}\frac{M^2 G}{R}$$

若令$N=M/\mu$, μ是每一質點的平均質量，即得

$$T=\frac{1}{5}\frac{\mu}{K}\frac{MG}{R}\cdot \qquad (1-6)$$

故用此近似方法處理的結果，得平均溫度與收縮氣團的半徑成反比。

所請注意者，均功定理亦得此系統總能量的算式如次：

$$E=K+V=\frac{1}{2}V=-\frac{3}{10}\frac{M^2G}{R} \qquad (1-7)$$

故

$$\frac{dE}{dt}=\frac{3}{10}\frac{M^2G}{R^2}\frac{dR}{dt}. \qquad (1-8)$$

這一套方程式的含義如次：當氣團繼續收縮時，R繼續減小，於是釋出引力能量。這種釋出的引力能量，有一半是傳到雲團的表面上向四週空間輻射，於是降低雲團的總能量；另一半即用作增加雲團份子的動能，於是增加雲團的平均溫度。尤有言者，式（1－8）中dR/dt與dE/dt的關係表示此雲團收縮的速率，祇能同此雲團散去能量的速率一般快。如果這雲團對於向外方發散能量阻礙很大，使因收縮所釋出的能量困在氣團內部，使這雲氣團不能經其表面向四週輻射能量，這雲氣團的收縮現象就中止了。還有，即雖因收縮而釋出的能量可以自由傳到雲氣團的表面並發散到四週空間，如果雲氣團內部有一能源，可以支援E值，補償因表面輻射所耗失的能量，也可使雲氣團的收縮現象中止或緩慢下來。

如果雲氣團中的質點，適用古典力學的處理方式，那麼雲氣團的凝縮可以繼續不綴，達到無限高的抗壓力與無限高的溫度。不過，依照雲氣團中原子與核的構造，在收縮過程中有兩種不同的發展對於雲氣團的結局有深重的影響。第一、當溫度上昇到約10,000°K　時，相鄰氫原子間的碰撞很激烈，使氫原子的電子剝落，原爲一對氫原子者，現在變成兩個質子與兩個電子，相互穿行。第二、當溫度繼續上昇到10^7°K，質子間的碰撞更激烈，於是貫穿庫侖障壁，達到核力的範圍，這個現象，請參閱圖 I－2 的p－p位能圖。

此時，兩質子由於彼等間的核引力作用，即相向加速。終至相互碰撞，融成一個重核，而釋出新核的束縛能散至四週。

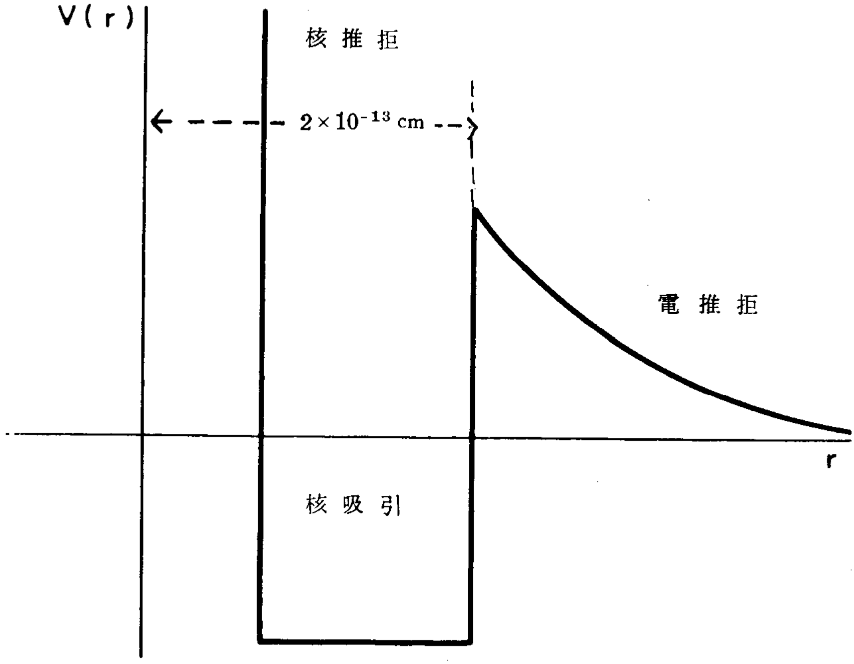

圖 I-2 兩質子間的位能(v)與它們間隔(r)的關係

這些核反應的開始，即是表明一個新恒星的誕生。核融合所釋出的能量足可抵擋此新星因引力而繼續收縮，於是此新星以後的歲月，即生存在內向的引力與放釋核能所產生的外向壓力，兩方相互平衡的狀態中。

如果有一雲氣團，其質量為一個太陽質量，其溫度已昇高到引燃熱核熔合的溫度，我們試用均功定理計算這雲氣團的半徑應當收縮到什麼程度？假設$M=2\times10^{33}$克，$T=10^{7}$°K，$\mu=\frac{1}{2}m$(氫)$=0.8\times10^{-24}$克(因為大部份的氫原子已游離，所以每質點的質量應為電子質量與質子質量的平均值)，我們從式(1-6)，即得

$R=1.4\times10^{10}$ 厘米

這數值雖略較太陽半徑小些，但是仍然接近恒星半徑的典型值。這數值較太陽半徑小些的原因，是因爲我們認定雲氣團內部的溫度是一千萬度，均勻一致。實際上，就核融合講，祇須假設雲氣團的中心溫度爲一千萬度。如果假設中心溫度爲一千萬度，那麼雲氣團的平均溫度應是幾百萬度。如以平均溫度是二百萬度代入式（1－6），所得星球半徑即與太陽半徑的觀測值相同。

我們可見一個恒星對於它的半徑，有保持不變的功能。在平衡狀態時，它正收縮到某一半徑，有一相當的體內溫度，使所釋出的核能正與從表面經輻射所散出的能量相等，從而 dE/dt 與 dR/dt 都是零。如果該星再多收縮一些，那麼從均功定理知中心溫度以及核能的放釋率必須上昇。因之，dE/dt 爲正，此星膨脹。同理如果膨脹而超過平衡半徑，則中心溫度與所釋的核能必定降低，此星即收縮。

核合成（nucleosynthesis）與**星進化**一團有太陽質量大小的雲氣團從原始狀態收縮，使其中心溫度到達一千萬度，大概需時幾千萬年。在一千萬度時，如果這雲氣團的質量不大於太陽質量，那麼雲氣團中由於質子－質子循環，氫核變爲氦核，每形成一個 He^4 核即釋出 26.2 百萬電子伏特（Mev）。如果雲氣團的質量大於太陽的質量，並有較高的中心溫度，反應程序即與以上者不同而以碳作爲將質子合成爲氦的中心角色，不過所釋出的能量仍約爲相同。

現在將這兩不同循環中的反應程序，列示如次：

(一) 質子－質子循環

反應	放釋能	反應時間
(1) $p+p\rightarrow d+\beta^{+}+\nu$（0.26Mev）	+1.44Mev	1.4×10^{10}年
(2) $d+p\rightarrow He^3+\gamma$	+5.5 Mev	6秒
(3) $He^3+He^3\rightarrow He^4+2p$	+12.85Mev	10^6 年

請注意反應(2)應先發生兩次，才可進行反應(3)。釋出的總能 $E=2(1.44+5.5)+12.85-2(0.26)=26.2$ Mev. 能源 $\propto T^{4.5}$ 爾格／（厘米）^{3}／秒。

㈡ 碳-氮循環

反　　應	放釋能(Mev)	反應時間
(1) $C^{12}+p\rightarrow N^{13}+\gamma$	+1.95	1.3×10^7 年
(2) $N^{13}\rightarrow C^{13}+\beta^{+}+\nu$ (0.7Mev)	+2.22	7分
(3) $C^{13}+p\rightarrow N^{14}+\gamma$	+7.54	3×10^6 年
(4) $N^{14}+p\rightarrow O^{15}+\gamma$	+7.35	3×10^5 年
(5) $O^{15}\rightarrow N^{15}+\beta^{+}+\nu$ (1Mev)	+2.7	82秒
(6) $N^{15}+p\rightarrow C^{12}+He^4$	+4.96	10^5 年
	25.0 Mev.	

能源 $\propto T^{16}$ 爾格／（厘米）^{3}／秒

最近十年發展所得的結論，以為在新生星中所進行的這些反應是一種烹調過程的第一步，這種烹調過程即是熔合，從基礎構造基元的氫合成宇宙間所有一切元素。當熔合在幼星中心繼續進行時，幼星中的氫逐漸被氦所替代，直到氦成為幼星中的主要組成份。既然在這種核反應中，氫是燃料，氦是灰燼，當造成大量氦後，熔合的速率即降低，能量的產生也降低，那麼這個星體又會因引力的作用而開始再收縮。收縮的效果，就是使星體中心的溫度上昇，到溫度上昇至 10^8 °K 時，氦開始燃燒。氦一經燃燒，星體中心處的能量即獲得補充，因之又抵擋了引力的收縮。

氦的熔合是將三個氦核結合成一個較重的碳核：

$$\alpha+\alpha\rightarrow Be^8$$

$$Be^8+\alpha\rightarrow C^{12}+\gamma$$

能源 $\propto T^{30}$ 爾格／（厘米）^{3}／秒

氦核熔合成碳，也釋出大量能量，當不少量的氫已變成碳時，次一階段的燃燒又開始了，其反應爲 $C^{12}+\alpha\rightarrow O^{16}+\gamma$，依照如此方式，從原始的氫次第造成較重的各元素。

當造成臨界的鐵元素時，這樣遞造元素的過程卽停止了。鐵核在自然界中約居最輕元素與最重元素的中途,也是全體元素中最穩定的元素。

當形成鐵時，核能源終於熄滅，星球又開始收縮，使溫度上昇至 10^9 °K 以上。由於物質在這段溫度時有一特殊的性質，星球的溫度不能無限上昇。當溫度約爲 8×10^9 °K 時，鐵有一改變，在此改變中，鐵核破裂爲氦核。這是一種收熱反應，從星心吸收能量，於是降低星心溫度與壓力，加速收縮，直至演成一種無控制的自由陷落。

不過，在許多星體中,從星體中心移出能量另有完全不同的過程，牽涉到一種無電荷、無質量、並且幾乎無交互作用的質點，稱作**微中子**（neutrino）。能量如成光量子的形式，會因星體物質不透明而困陷在星體中；能量如成微中子的形式，一經形成卽逃逸出星體。在星體內部光量子吸收的平均自由路線是 1 厘米；而在星體內部微中子交互作用的平均自由路線則是 10^{18} 厘米，達太陽直徑的 10^8 倍。

在一星體中產生微中子首先發生於前擧質子 - 質子反應,但在此方式下逃逸的能量甚少，遠不可與能量產生的總値相頡頏。不過,如果溫度的數量級達幾十萬萬度，光量子的密度，從而正子 -電子偶的密度，卽因以下的平衡反應變爲甚大：

$$\gamma \leftrightarrows e^+ + e^-$$

由是再經以下的反應產生微中子：

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \overline{\nu}$$

因爲微中子瞬卽逃逸，而使星體中心的能量迅速失去,結果星體卽在引力作用下內陷破裂。