

オリオン領域の星間塵

木村 博*

オリオン領域の星間吸収の異常が指摘されたのは既に30年以前のことである。以来多くの観測がなされ、他の領域との比較やいくつかの星間塵モデルに基づく計算との比較が行われてきた。しかしなおオリオン領域の星間塵についてはっきりしたイメージが得られているとは言えない。これはオリオンに限らず星間塵一般の性質についての議論が確定していない現状では当然のこととも言えるが、逆に領域によって星間塵の様相が異なるという事情は星間塵の正体を明らかにするための一つの有力な手がかりでもある。

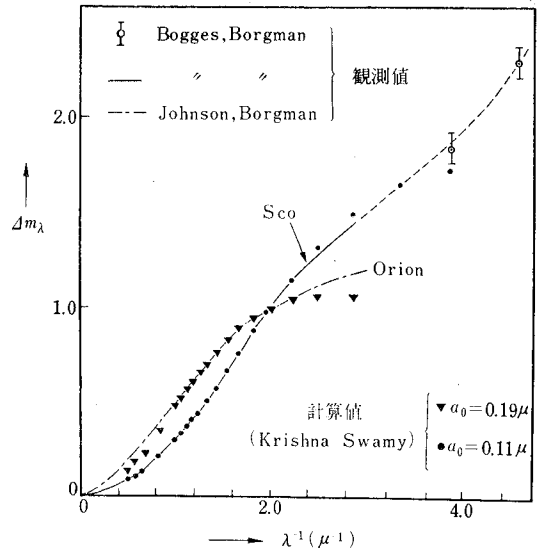
オリオンは若い星の集っている領域として代表的なものであるが、星間吸収の異常から推測される星間塵の特性は、この領域のどのような条件によってどのように支配されているのだろうか。またそれはこの領域の迎ってきた歴史(進化)や或いは構造をどのように反映しているだろうか。この意味でオリオン領域の星間塵の研究から、星の形成過程という問題に関して興味ある知見を得ることもまた期待される。

しかし残念ながら現在の所、これらの問題に解答を与えることはできない。本稿の目的はオリオンのダストに関する情報を他の領域との比較においてまとめ、いくらかの模索的な議論をつけ加えることに限定されている。

星間減光

星間塵について論ずる場合、最も基本的な材料とされてきたのは星間減光の観測データである。減光度は主として星間塵(以後単に「ダスト」と呼ぶ)の存在量に関わり、減光度の波長依存性(減光曲線の形)はダストの性質(組成、構造、大きさなど)によると考えられる。平均の減光度は $A_V \sim 1$ 等級/kpc の程度であるが、ダストの空間分布は著しい不規則性を示している。これに対して減光曲線は減光度の大小にかかわらずどの空間領域でもほぼ同じ特性をもつとされてきた。どんな領域にあってもダストの性質に大きな違いはないらしいというのである。

例外はオリオン領域であった。Baade 及び Minkowski¹⁾ は全吸収 A_V と色超過 E_{B-V} の比 (R) の値がオリオンでは一般の領域にくらべて異常に大きいことを指摘し、その後多くの観測が更にくわしくオリオンの異常を確認している^{2),3)}。オリオン領域の減光曲線は白鳥座やさそり座のような“正常な”領域にくらべて第1図の



第1図 星間減光曲線(その1)

ような特徴を示し、それは大きな粒子が相対的に多い領域であるためと理解された。例えば Krishna Swamy⁵⁾ は後に述べる H モデルの立場から van de Hulst のサイズ分布

$$n(a) = n(0) \exp[-0.69(a/a_0)^{2.6}]$$

にもとづいて減光曲線を計算し、オリオンに対しては(粒子の大きさ) $a_0 = 0.2 \mu$ 、さそり座など一般の領域に対しては $a_0 \approx 0.11 \mu$ をとれば観測とのかなりよい一致が得られることを示している。

ところが最近の観測では、減光曲線の“領域による違い”が、オリオンに限らず、むしろ一般的現象として強調されるようになってきた⁶⁾。これは観測データの精度向上と観測波長域の拡張の結果である。そしてこれまで“正常”とされてきた領域のいくつかで減光データに大きな改訂が加えられ、同時にオリオンの“特異さ”もその意味内容をかえたようにみえる。

とくに重要なのは Johnson (1965)⁷⁾ が得た遠赤外のデータを含む結果である。彼はいくつかの星団について相補う二つの方法を用いて減光曲線の正しい形を求めようと試みた。第一の方法は同じスペクトル型で減光度の異なる星の色を比較して、いろいろな波長での減光度を相対的にきめるものである。これを CD 法 (Color Difference Method の略) と呼んでおこう。この場合減光の絶対量或いは減光曲線のゼロ・レベルは(星までの

* 東京大学教養学部

H. Kimura: Interstellar Dust in the Orion Region.

距離がわかっていけばきまるが)一般には求められない。波長 (λ) が十分長い所で減光曲線は λ^{-4} に比例して 0 に近づく (レーリー散乱になる) という予想に立って観測波長域から外挿するのが一つの解決策であった。しかしこのやり方の根拠は余り確かとはいえない。どこまでスムーズに外挿してよいか、またどこからレーリー散乱的になるか、は十分波長の長い所まで精度のよいデータが得られない限りははっきりしないからである。Johnson のデータは従来の観測より更に長波長側まで拡張されているが、それでもなお外挿法の適用は困難であり、むしろ彼の得た結果は外挿法の危険を示すものであった。(第 4, 6 図参照)

第二の方法は、比較的遠距離にある星団を利用した R (全吸収と色超過の比) の統計的決定法であり、ここでは VE 法 (Variable Extinction Method の略) と呼ぶことにする。 R は減光曲線の形に関しては部分的表現でしかないが、 R の決定は即ち上に述べたゼロ・レベルの決定を意味しており、それは CD 法からの外挿にくらべてより直接的な方法であるといえる。

星のみかけの明るさ (実視等級 V) とスペクトル型からきまる絶対等級 M_V の差は、星までの距離 D (パーセク) と星間減光度 A_V によってきまる。

$$V - M_V = 5 \log D - 5 + A_V$$

$R = A_V / E_{B-V}$ という関係を使って上の式は

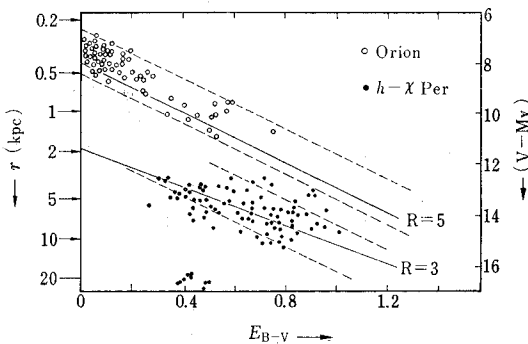
$$V - M_V = R \cdot E_{B-V} + 5 \log D - 5$$

と書き直せるが、この式から直ちに分るように D 及び R が一定であれば ($V - M_V$) と E_{B-V} の間には直線関係が成立つ。 E_{B-V} を横軸にとり、($V - M_V$) をたて軸にとった図を VE 図と呼ぼう。 D 一定の条件を満たすサンプルとして一つの星団に属する星 (複数) を選び、VE 図上にプロットしてやる。もし R がほぼ一定であるならそれらの星はほぼ一つの直線に沿って分布するであろう。この直線の傾きが星団内部で起る減光に対応する平均の R 値を与える。更に星団と地球の間の空間で生ずる減光も星団内部と同じ R 値をもつとすれば、直線の延長が $E_{B-V} = 0$ の軸を切る点によって星団までの距離がきまる。

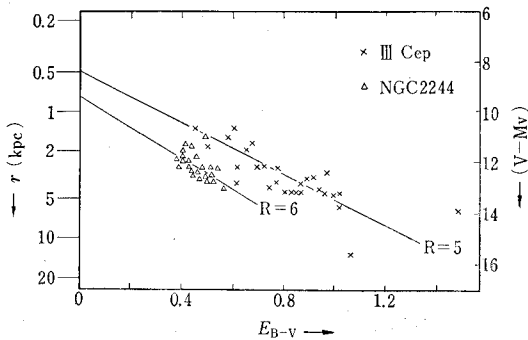
実際にいくつかの星団に属する星を VE 図に書き込んだものが第 2, 3 図である。見られる通り、星団毎の星の分布は必ずしもきれいな直線状ではない、このばらつきは R や距離 D のばらつきだけを反映しているわけではなく、その原因には更に星団の成員でない星や特異なスペクトルをもつ星の混入などがあげられる。h- χ Per (二重星団) の場合とくにばらつきが大きい、これに

第 1 表 VE 法による R の値

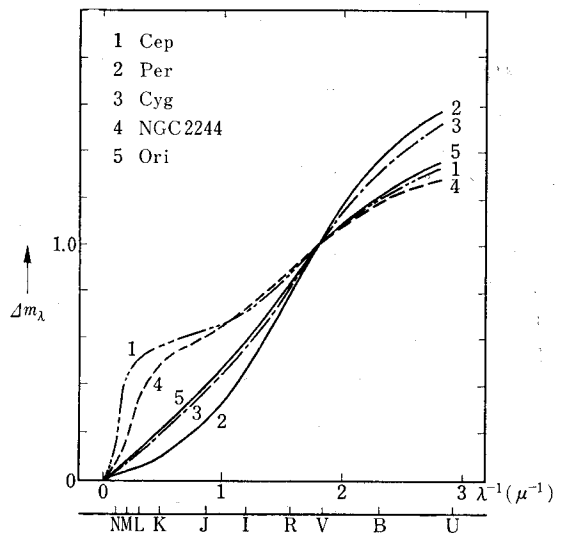
領 域	R (文献 7)	R 訂正值 (文献 9)
h- χ Per	3.0	5.6
III Cep	5.4	4.8
I Ara	6.6	—
Orion Belt	4.8	—
Orion Sword	5.7	—
NGC 2244	6.0	—



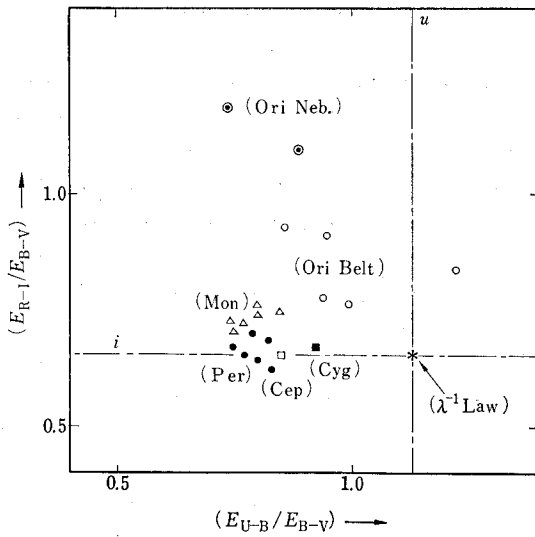
第 2 図



第 3 図



第 4 図 星間減光曲線 (その 2)



第 5 図

は距離の多少異なる二つの星団を一まとめに書いたことも影響しているだろう。

CD 法と VE 法をつき合せて Johnson の得た結果が第 4 図である。第 1 図との比較で言えば Per 及び Cyg は“正常な”曲線 (Sco) に対応しているが、Cep 及び NGC 2244 (ばら星雲に関連した星団) は大きな改訂を受けていわば新たな

特性を持ち込むことになった。オリオンはほとんどそのままである。

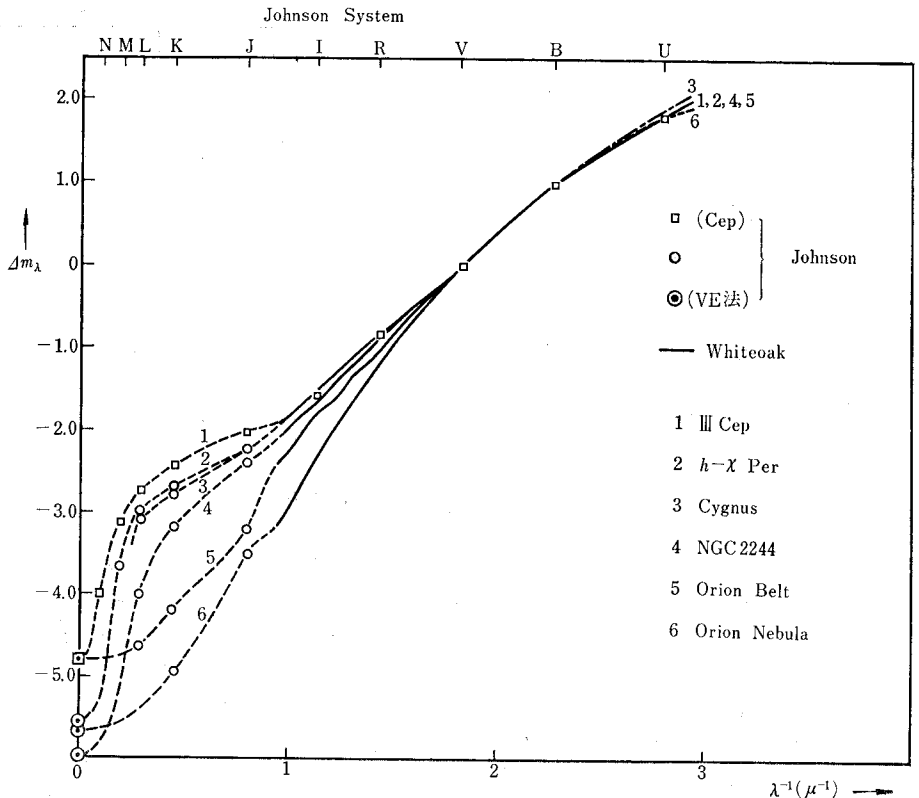
CD 法でカバーされた波長域は 0.36μ から 3.5μ までであるが、Cep 領域だけは更に 5μ 及び 10μ のデータが得られていること、また Cyg 領域については VE 法による R 値の決定がなく、CD 法からの外挿できめたゼロレベル ($R \approx 3.5$) が採用されたことを注意しておきたい。

Johnson が第 4 図の結果を与えて

から更に次のような補足訂正が必要となっている。

(1) Johnson と同じ領域を対象として $\lambda=0.34 \sim 1.05\mu$ の波長範囲で分光測光を行なった Whiteoak⁹⁾ は、大体において Johnson と一致する結果を得た。しかし彼は、少なくとも 1μ 以下の波長域で Cep と Per の一致が極めてよいという事実から、第 4 図に示された遠赤外を含む Johnson の結論には疑問を提出している。彼のデータによれば Cep, Per, Cyg, が一つのグループをなし (Cyg は紫外の様子がやや異なるが)、他方の極端なケースとしてオリオン星雲領域があり、その中間に NGC 2244 とオリオン・ベルト領域が入るのである。これは各領域の平均値の比較であるが、それぞれの領域で個々の星からのデータが示すばらつきは小さく、領域間の違いはかなりはっきりしている。第 5 図に 4 つの領域の個々の星の減光特性を赤外、可視、紫外部における減光曲線の勾配の比を使って示しておいた。但し Cep と Cyg の平均値をこれに加えてある。減光曲線が U から I まで直線 (λ^{-1} law) であれば、それは図中の * 印の点に対応する。

(2) Whiteoak の指摘は当たっていた。Johnson 及び Mendoza⁹⁾ は $h-\lambda$ Per の観測を繰返してデータの改訂を行なったが、波長 5μ での測定が加えられた結果、 $h-\lambda$ Per もまた Cep に似た特性を示すことがわかったのである。



第 6 図 星間減光曲線 (その 3)

第6図はこの2つのことを考りよに入れ、 1μ 以下の波長域は主として『Whiteoak』のデータを採用し、遠赤外は Johnson らのデータを使ってかかれたものである。但し各領域の減光曲線を V ($\lambda=0.55\mu$) と $\lambda=\infty$ の2点で合せて比較するかわりに、第6図は V と B ($\lambda=0.44\mu$) の二点で合せて比較している。上の事情からすれば、このほうが R 値の確かでない Cyg 領域を合わせ書き込むに適當と考えたからである。

こうして、かつての Krishna Swamy の結論は或る意味で逆転されてしまった。Cep などは赤外の減光に効く大きな粒子の存在を示すのに対し、オリオンはその様な大きな粒子が極端に不足している領域ということになるからである。

星雲からの散乱光

オリオン領域の星間塵の様子を別の方面から探る試みが O'Dell 等¹⁰⁾によってなされた。星の光の減光はダストによる散乱又は吸収の結果であるから、オリオン星雲の光の中にもダストからの散乱光の寄与がある筈である。

O'Dell らはこれを検出して、いくつかの興味ある議論を展開している。

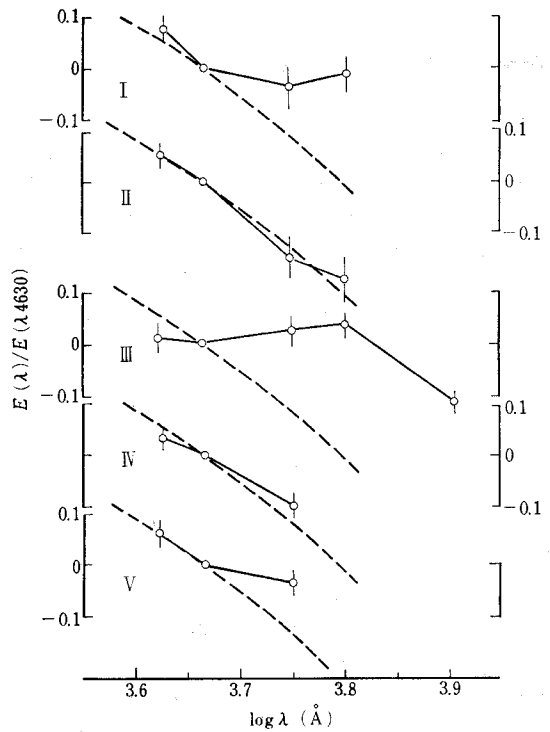
第2表

場所	ϕ (min. of arc)	$f(\lambda 4630)/F(H\beta)$		
		T (観測値)	A (原子からの寄与)	D ($T-A$)
I	1.5	1.76	0.68	1.08
II	1.8	2.12	0.70	1.42
III	5.0	5.57	0.77	4.80
IV	12.8	5.21	0.85	4.36
V	19.5	11.10	0.90	10.20

データの一部を第2表に示した。測定は他に $\lambda 4230$, $\lambda 5620$, $\lambda 6300$ についても行なわれた。 ϕ は星雲の中心星 ($\theta^1 Ori$) からの角距離、 T はバルマー ($H\beta$) 輝線強度に相対的な連続光強度の観測値、 A はそれへの原子成分からの寄与(の推定値)であり、残りの部分 $D(=T-A)$ はダストからの散乱光に対応すると考えられる。 A の計算はガスの温度 $T_e=8000^\circ K$ 、密度分布は Menon¹⁶⁾ の電波観測による分布をとって行なわれている。

上のデータからダストの散乱特性及びダストの(ガスに相対的な)存在量が、場所的にどう変化しているかが推定された。

まずダストの散乱特性は散乱光の色に強く反映されている。ダスト散乱光の色を励起星 ($\theta^1 Ori$) の色と比較して求めた色超過を第7図に示した。点線はオリオン領域の星間減光データから予想される(散乱光の)色超過曲線である。この図は、星の光や散乱光が星間減光を受けて生ずる色の変化を補正して描かれているが、ダストが星から受ける光も既に減光を受けて(星の色より赤くなって)いる筈だという事情は考慮されていない。その効



第7図 ダストによる散乱光の色超過オリオン星雲(本文参照)

果は外側の領域程著しいから、IVやVは実際には第7図に示されるものにくらべ、長波長側で小さく短波長側で大きい散乱効率をもつと考えてよいだろう。そこで O'Dell 等に従えば、全体的な傾向として内側では赤い光が比較的強く散乱され外側へゆくに連れ散乱光は青味を帯びてくる、と言えなくはない。但し領域IIIはとくに濃い吸収層が存在するので一応別扱いにされている。

しかし中心星からの距離でいえばIとIIに大きな違いはないことや、一方IとIIIとの様子がかなり似ていることから、IとIIIのように比較的赤くみえる部分はむしろ局所的な特徴のあらわれであり、II, IV, Vはほぼ減光データからの予想に一致していると思倣することもできそうである。この辺のところはなおあいまいさが多分に残されていることを注意しておきたい。

次にダストのガスに対する存在比について考えよう。ダスト粒子の空間数密度を N_d 、平均の散乱断面積を A_d とすれば、第2表のデータから ($\lambda=4630 \text{ \AA}$ に対して) 次の結果が得られる。

$$N_d A_d / N_{gas} = 0.07 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \quad (\phi = 1' \sim 2')$$

$$= 2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \quad (\phi \approx 20')$$

一般の星間雲については

$$N_d A_d / N_{gas} \approx 10^{-21} \text{ cm}^2$$

とされているから、オリオン星雲の中心部では(ガスに相対的に)ダストの数または大きさが減少しているこ

第3表 ダスト・モデル

略称	粒子の種類 (組成)	特徴的な 粒子半径(Å)	形成の場所	文献
H	水 (H ₂ O, CH ₄ , NH ₃ など)	2000	星間雲	11
C	グラファイト (C)	600	炭素星の表面	12
HC	複合粒子 (C核+氷の外被)	1000	核は星の表面, 外被は星間雲	13
M	金属粒子 (Fe)	500	星間雲 (?)	14
P	プラット粒子 (O, N, C, H)	10	星間雲	15

を考えるか、或いはHCモデルのような複合モデルをとることが必要になると思われる。HCモデルではグラファイト核を包む、氷の外被の厚みが環境によって異なり、その違いが減光特性に反映するという考えに立つ。いずれにせよ、可能な議論はダストの

とになる。しかしダストの空間質量密度 ρ_D が減少しているとは限らない。

大ざっぱにダスト粒子を球と考え、半径 a 、密度 S 、散乱の効率因子を Q_s とすると

$$A_s = \pi a^2 Q_s$$

$$\rho_D = (4\pi/3) a^3 S N_d$$

従って $\rho_D/N_H = (4aS/3Q) (N_d A_s/N_H)$ と書ける。もし散乱光の色の結果から、星雲の中心部程赤い光の散乱効率がよいと解釈すれば、そしてそれは粒子の平均サイズが大きいためだと考えれば、 $(N_d A_s/N_H)$ の中心付近での減少は (N_d/N_H) の減少によることになる。 (ρ_D/N_H) の増減は、 a の増大と $(N_d A_s/N_H)$ の減少、更に (S/Q) がどう変わるかの兼ね合いでできる。 (S/Q) がどう変わるかは難しい問題であるが、一般には a の増大ともなってやはり増大すると思われる。

ダスト・モデル

現在少なくとも4つないし5つのダストモデルが提出されている。その概略を第3表にまとめた。いずれもかつての“正常な”減光曲線の一つの手がかりとし、減光を生ずるに十分な量の存在が可能であるかどうかの検討を加えて成立したものである。領域による減光特性の変化は、乱立するこれらのモデルの適否を判定する更の一つの手がかりを提供している。

Hモデル及びPモデルでは主としてダスト粒子の大きさ(サイズ分布)の変化が減光特性の変化をもたらす、という立場で議論が展開されることになる。サイズ分布は各領域におけるガスの温度、密度、組成及び輻射(光、粒子)の強さによって支配されるが、おそらく環境の辿ってきた時間的変化(歴史)まで含めて考えなければならぬだろう。ダストの運動やその生成(成長)、崩壊(退化)の時間的スケールは環境の変化のそれにくらべて小さいとは限らないからである。

一方CモデルとMモデルは、それだけでは領域による変化を説明するのはむづかしく、他の種類の粒子との共存

サイズ分布の変化を軸として各領域の比較を行なうということになるであろう。

オリオン領域のダストの振舞いについて、まず前述のO'Dell等によるHモデルの立場からの議論を簡単に紹介しておこう。

O'Dell等はオリオンについて、その中心部では散乱光が赤みを帯びているという観測事実から、中心付近のダストは比較の大きな粒子として特徴づけられること、一方 $(N_d A_s/N_H)$ 比が小さいのであるから、ダストの量は少ないことを結論した。従って星雲中心部のダストのうち、小さな粒子がいかんして減少したか、という問題が立てられる。3つの可能性が検討された。

- (1) 輻射圧による掃き出し
- (2) 星からの直接の輻射による蒸発
- (3) 星雲内に閉じ込められている Lyman α 輻射による蒸発

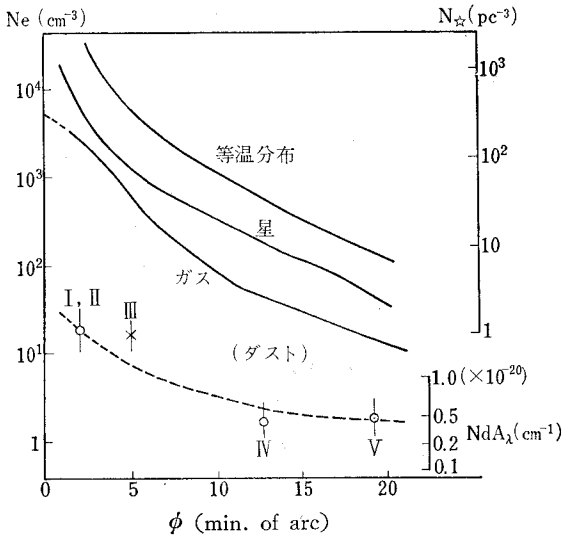
輻射圧による加速は小さなダストほど有効であるから、それによって大小ダストの空間的な分離が起り得る。輻射圧による加速と、ガスの抵抗による減速との兼ね合いから、分離に要する時間は 10^6 年程度となるが、この値は励起星の年齢 $\sim 10^4$ 年にくらべて長すぎる。

輻射の吸収に伴う蒸発については、次のような推論が行われた。小さなダストは熱放射の効率がわるいから、温度上昇は急速であって、蒸発も激しく、従ってHII領域では或る限界半径より小さいダストは存在しない。いくつかの星雲中心部(HII領域)に対し、H₂O, NH₃, CH₄ のそれぞれのみからなるダストについて 10^4 年程度の時間のスケールで計算されたこの限界半径の数値例が

第4表

	$(N_d A_s/N_H)^*$	② $a_{\min}(\text{H}_2\text{O})$	③ $a_{\min}(\text{H}_2\text{O})$	$S(H\beta)$
NGC 1976 (Orion)				
中心部 ($\phi' = 1' \sim 2'$)	$0.7 \times 10^{-22} \text{cm}^2$	34 Å	18700	0.195
外縁部 ($\phi' \approx 20'$)	20	—	—	0.00006
NGC 6514	25	2	150	0.00159
NGC 6523	5	360	100	0.00105
NGC 6611	5	2100	110	0.00110

* 波長 $\lambda 4861$ に対する値



第8図 オリオン星雲の密度分布

第4表にある。星からの直接の輻射のみで考えると(②の欄)、各領域での a_{\min} と N_dA_λ/N_H の値の対応はよくないが、Lyman α 輻射の吸収の効果を入れると(③の欄)かなり対応がよくなるようにみえる。第4表の最後の欄に示した H_β 線の表面輝度が L_α 輻射強度を示すめやすである。

だがこの様な推論にはいくつかの疑問がある。ひとつはダストの成長過程が考慮されていないことであり、また可視光に対する散乱係数 N_dA_λ がそのままダストの密度 ρ_d に対応するかのようには扱われていることである。例えばオリオンについてガスや星の空間分布とダストのそれを比較してみる(第8図)。 N_dA_λ は中心からの距離にほぼ反比例する形であるが、もし中心へ向うほど粒子の平均径が大きく、可視域での散乱効率(=有効断面積/質量)が悪くなるとすれば、 ρ_d の分布はむしろ星の分布に似た形を示すことが予想される。即ちダストはむしろ初期分布の形をなすとどめており、ガスの分布が大きく変化したのだという可能性がある。

また輻射による蒸発だけでは、各領域の全体的な特徴が第3図に示されるような系列をなすという事情を説明できない。全体的な特徴ではオリオン星雲領域はむしろ小さな粒子が卓越している。

ダストの存在量やサイズ分布を支配する諸過程について考えてみよう。星間空間は大体において過飽和の状態にある。熱平衡状態が実現すれば、H, Heなどを除く大部分の元素は固体として存在する。実際には星間空間は極端な非平衡状態であって、平衡状態へ向う過程の進行の速さがダストの量をきめる。粒子の成長はガスの温度が或る程度高く、密度の大きい場所ほど速い。もちろん温度が高すぎると、平衡に達するのは速いがダストの量は少ないことになる。ダストが成長するには成長核が存在しなければならぬが、ガスからの成長核の造成はきわめて遅い過程であって、これが主としてダストの量

を制限してしまう。成長核の量と成長の速さがダストの量やサイズ分布をきめる基本的なパラメーターとなるが、更に高エネルギー粒子による叩き壊し(放射損傷)のような非熱的過程が重要な役割を果す可能性がある。この過程は成長を抑えると同時に一方では成長核の増殖をもたらす。放射損傷の重視はPモデルの立場に結びついている。これによって各星間領域のダストの振舞いを解釈する試みはまだないが、定性的な議論は次のようになるであろう。

一般の星間雲内のダストは熱平衡にはないが、高エネルギー粒子強度との釣合いできまる或る種の定常分布をとる。星の形成に至る星間雲の収縮段階でダストの成長は急速に進み、とくに星雲中心部に大きなダストがふえる。おそらくダストの融合などの過程を経て太陽系に存在する彗星程度の大きな固体も作られるであろう。星が生れるとその輻射(光と粒子)の影響があらたに加わり、大きな固体から小さなダストへ、更にガスへという過程が始まる。ダスト退化の開始時の条件の違いと、星の数やスペクトル型による退化の速さが各領域の現在のダスト分布の特徴を与える。

オリオンや NGC 2244 は若い領域であるけれども、すでにかなり退化が進んでいると考えられる。単に小さなダストが失なわれてゆくというだけでなく、大きなものの退化に伴うダストの生成と、各々のサイズの粒子寿命とのかね合いでサイズ分布は支配されること、オリオンにみられる領域内での変化は星の形成と共に始まったガスの膨脹や、輻射圧による掃き出しのような運動による影響がやはり無視できないことなどを含めて、定量的な吟味はなお将来の問題であるが、太陽系における彗星、流星、黄道光等の研究が別の側面からの手がかりとして役立つと思われる。

本稿では省略した星間偏光や各種の星間吸収線などの観測データも、ダストについての情報として重要である。とくに未同定の吸収線 $\lambda 4430$ の振舞いは、減光曲線との対応を示して興味深い(文献17参照)。

文 献

- 1) W. Baade, R. Minkowski ; Ap. J. **86**, 123 (1937)
- 2) J. Stebbins, A. E. Whitford ; Ap. J. **98**, 20 (1943), **102**, 318 (1945)
- 3) H. L. Johnson, J. Borgman ; BAN. **17**, 115 (1963)
- 4) A. Boggess, III, J. Borgman ; Ap. J. **140** 1636 (1964)
- 5) Krishna Swamy ; PASP **77**, 164 (1965)
- 6) J. Wampler ; Ap. J. **134** 861 (1961), **136**, 100 (1962)
- 7) K. Nandy ; Roy Obs. Edinburgh **3**, 142 (1964)
- 8) H. L. Johnson ; Ap. J. **141**, 923 (1965)
- 9) J. B. Whiteoak ; Ap. J. **144**, 305 (1966)
- 10) H. L. Johnson, Mendoza ; Ann. d'Ap. **29**, 525 (1966)
- 11) C. R. O'Dell, W. B. Hubbard ; Ap. J. **142**, 591 (1965)
- 12) K. S. Krishna Swamy, C. R. O'Dell, Ap. J. **147**, 529 (1967)
- 13) J. H. Oort, H. C. van de Hulst B. A. N. **10** 187 (1946)
- 14) F. Hoyle, N. C. Wickramasinghe M. N. **124**, 417 (1962), **126**, 401 (1963)
- 15) N. C. Wickramasinghe M. N. **125**, 87 (1962), **126**, 99 (1963)
- 16) N. C. Wickramasinghe M. N. **131**, 177 (1965)
- 17) K. Nandy, Wickramasinghe ; Pub. Roy. Obs. Edinburgh **5** (1965)
- 18) N. Schalen Arkiv. f. Astr. **4** (1965)
- 19) J. R. Platt ; Ap. J. **123**, 486 (1956), Lowell Obs. Bull. **4**, 278 (1960)
- 20) B. Donn ; Lowell Obs. Bull. **4**, 273 (1960)
- 21) H. Kimura ; PASJ **14**, (1962)
- 22) T. K. Menon Trans. I. A. U. **12B**, 455 (1966)
- 23) E. J. Wampler Ap. J. **144**, 921 (1966), **64**, 296 (1966)