

1. イントロ

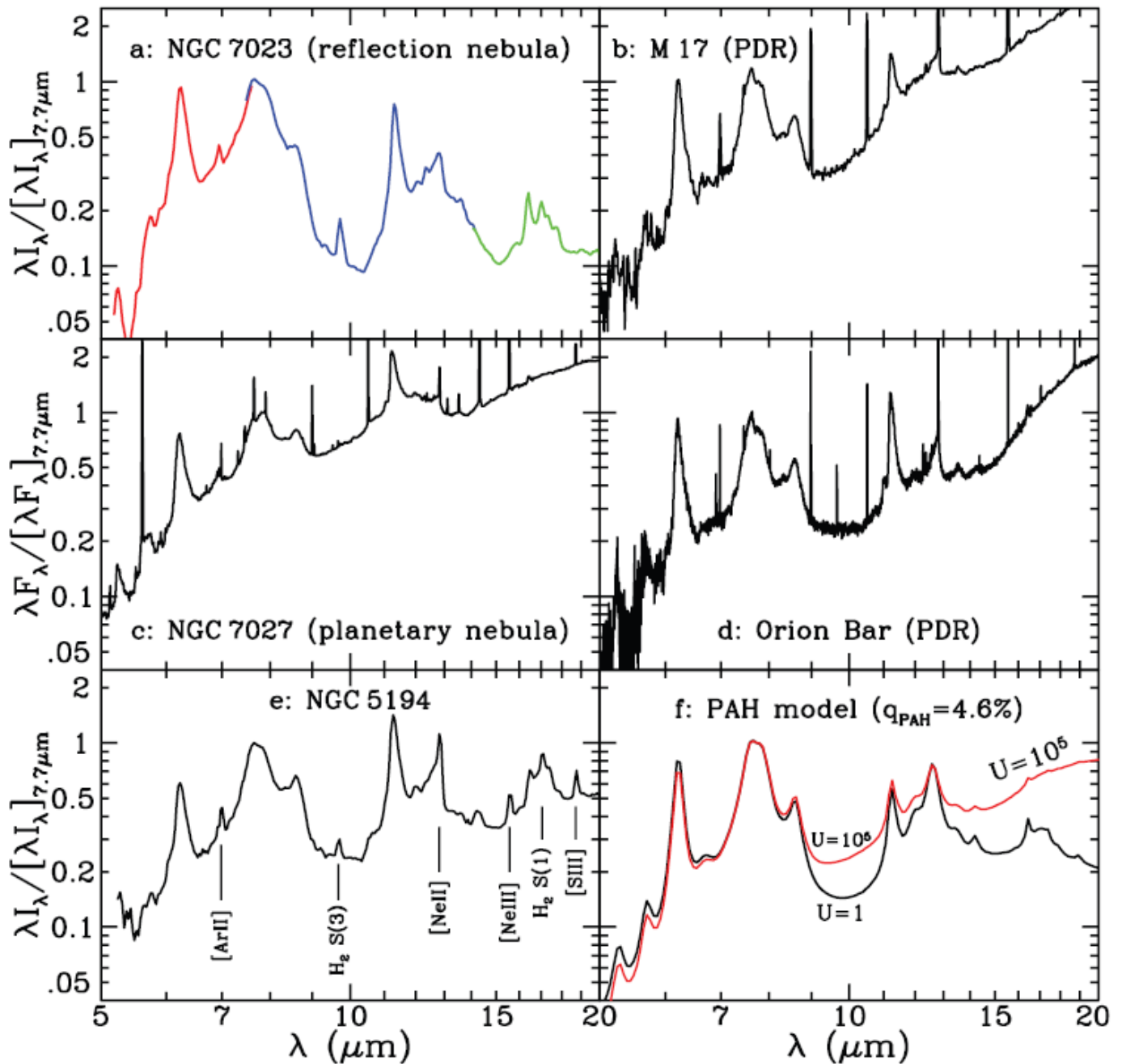


図1 Spitzerスペクトルと $U=1, 10^5$ に対する  $q_{\text{PAH}}=4.6\%$  のモデルスペクトル

これまで提案されたダストモデル

(1) シリケート・グラファイト、シリケート・グラファイト・PAHモデル

Mathis et al 1977, Draine.Lee 1984, Kim et al 1994

Siebenmorgen,Krugel 1992, Li,Draine 2001, Weingartner,Draine 2001

(2) シリケートコア+炭素質マントル

Desert et al 1990, Jones et al 1990, Li,Greenberg 1997

9.7 $\mu$  mバンドが偏光しているのに、3. 4 $\mu$  m脂肪族バンドの偏光がない点が問題。

(3) 合成モデル=炭素質、シリケート微粒子の低密度集合体

Mathis, Whiffen 1989, Mathis 1996, Zubko et al 2004

Mathis, Whiffen モデル(80%が真空)ではFIR放射率がフラット過ぎる。(Draine 1994)

改良 Mathis モデル1996では真空率を45%に下げて、Cの有効利用を図ったが、Dwek1997はFIRで放射が強くなりすぎると指摘した。

ここでは(1)モデルを採用する。

「アストロPAH」の吸収率は Smith et al 2007 が求めた銀河の輻射と合致する。

PAHイオンの近赤外吸収率の実験室データ(Mattioda et al 2005 と Spitzer の新データからPAHの Cabsを更新して再計算した。

## 2. PAHの吸収断面積

Lorentz型: Boulanger et al 1998 これがNGC7023, p OhpのPAH放射にフィットする。

Drude型 : Lorentzと似ているが、こっちが古典的減衰振動子に期待される型なので採用。

$$\Delta C_{\text{abs}}(\lambda) = N_C \sum_{j=1}^{30} \frac{2}{\pi} \frac{\gamma_j \lambda_j \sigma_{\text{int},j}}{(\lambda/\lambda_j - \lambda_j/\lambda)^2 + \gamma_j^2}, \quad (1)$$

$\lambda_j$ =ピーク波長、 $\gamma_j \lambda_j$ =FWHM、 $\sigma_{\text{int}} = \int \sigma_{\text{abs}} d\lambda^{-1}$

(1) 電離PAHに対しては Mattioda et al 2005 に基づき、下の連続成分を加える。

$$\frac{\Delta C_{\text{abs}}(\lambda)}{N_C} = 3.5 \times 10^{-19-1.45/x} \exp(-0.1x^2) \text{ cm}^2 \quad (2)$$

$x = (\lambda / \mu\text{m})^{-1}$  電離PAHは $\lambda < 0.8 \mu\text{m}$ で強い吸収を仮定しているので

この付加項は $\lambda < 0.8 \mu\text{m}$ では影響ゼロである。Exp(-0.1x^2)は長波長でゼロにしただけ。

(2) 電離PAHの近赤外補正

$\lambda = 1.05, 1.26 \mu\text{m}$ の共鳴、 $1.8-2.0 \mu\text{m}$ で負吸収(ここでの吸収を抑えるため)

(3) 小さな変更  $\lambda_j = 6.20 \rightarrow 6.22 \mu\text{m}$   $\gamma_j = 0.032 \rightarrow 0.0284$

$11.9 \rightarrow 11.99 \mu\text{m}$ ,  $0.025 \rightarrow 0.050$

$12.7 \rightarrow 12.61$   $0.024 \rightarrow 0.0435$

(4)  $3.3 \mu\text{m}$ 帯の $\sigma_{\text{int}} = \int \sigma_{\text{abs}} d\lambda^{-1}$  は中性PAHで1.5倍、電離PAHで2倍にした。

(5)  $6.22 \mu\text{m}$ の $\sigma_{\text{int}}$ はLD01の50%

(6)  $7.7 \mu\text{m} = 7.417 + 7.598 + 7.850$ に分解

(7)  $8.6 \mu\text{m}$ の $\sigma_{\text{int}}$ は $8.330$ と $8.610 \mu\text{m}$ に分ける

(8)  $11.3 = 11.23 + 11.3$

(9)  $12.7 \mu\text{m}$ の $\sigma_{\text{int}}$ は0.63倍

(10)  $5.70, 6.69, 13.60, 14.19, 15.90, 18.92 \mu\text{m}$ に弱いバンドを足す。

(11)  $5.25 \mu\text{m}$ の弱いバンドを足す。

(12)  $16.4$ は0.14倍

(13)  $17 \mu\text{m} = 17.038 + 17.377 + 17.873$ を足す。

(14)  $21.2$ と $23.1$ は実験室であったので表に載せたが、見つからないので削る。

(15)  $\lambda_j = 26, \gamma_j = 0.69, \sigma_{\text{int}} = 18 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 / \text{C}$

$\rightarrow \lambda_{27} = 15, \gamma_{27} = 0.8, \sigma_{\text{int}} = 50 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 / \text{C}$

表1 PAHの共鳴パラメター

$$\sigma_{\text{int},j} \equiv \int \sigma_{\text{abs},j} d\lambda^{-1}$$

$j$	$\lambda_j$ ( $\mu\text{m}$ )	$\gamma_j$	Neutral ( $10^{-20}$ cm/C)	Ionized ( $10^{-20}$ cm/C)	TENTATIVE IDENTIFICATION
1.....	0.0722	0.195	$7.97 \times 10^7$	$7.97 \times 10^7$	$\sigma \rightarrow \sigma^*$ transition in aromatic C
2.....	0.2175	0.217	$1.23 \times 10^7$	$1.23 \times 10^7$	$\pi \rightarrow \pi^*$ transition in aromatic C
3.....	1.050	0.055	0	$2.0 \times 10^4$	Weak electronic transition(s) in PAH cations
4.....	1.260	0.11	0	0.078	Weak electronic transition(s) in PAH cations
5.....	1.905	0.09	0	-146.5	?
6.....	3.300	0.012	394(H/C)	89.4(H/C)	Aromatic C-H stretch
7.....	5.270	0.034	2.5	20	C-H bend + C-H stretch combination mode
8.....	5.700	0.035	4	32	C-H bend + C-H stretch combination mode
9.....	6.220	0.030	29.4	235	Aromatic C-C stretch (in-plane)
10.....	6.690	0.070	7.35	59	?
11.....	7.417	0.126	20.8	181	Aromatic C-C stretch
12.....	7.598	0.044	18.1	163	Aromatic C-C stretch
13.....	7.850	0.053	21.9	197	C-C stretch + C-H bending
14.....	8.330	0.052	6.94(H/C)	48(H/C)	C-C stretch + C-H bending?
15.....	8.610	0.039	27.8(H/C)	194(H/C)	C-H in-plane bending
16.....	10.68	0.020	0.3(H/C)	0.3(H/C)	C-H out-of-plane bending, solo?
17.....	11.23	0.012	18.9(H/C)	17.7(H/C)	C-H out-of-plane bending, solo
18.....	11.33	0.032	52(H/C)	49(H/C)	C-H out-of-plane bending, solo
19.....	11.99	0.045	24.2(H/C)	20.5(H/C)	C-H out-of-plane bending, duo
20.....	12.62	0.042	35(H/C)	31(H/C)	C-H out-of-plane bending, trio
21.....	12.69	0.013	1.3(H/C)	1.3(H/C)	C-H out-of-plane bending, trio
22.....	13.48	0.040	8.0(H/C)	8.0(H/C)	C-H out-of-plane bending, quartet?
23.....	14.19	0.025	0.45	0.45	C-H out-of-plane bending, quartet?
24.....	15.90	0.020	0.04	0.04	?
25.....	16.45	0.014	0.5	0.5	C-C-C bending?
26.....	17.04	0.065	2.22	2.22	C-C-C bending?
27.....	17.375	0.012	0.11	0.11	C-C-C bending?
28.....	17.87	0.016	0.067	0.067	C-C-C bending?
29.....	18.92	0.10	0.10	0.17	C-C-C bending?
30.....	15	0.8	50	50	...

$\rho$  (シリケート) = 3.5 g/cm<sup>3</sup>、 $\rho$  (炭素質) = 2.0 g/cm<sup>3</sup>

$N_c$  (炭素質粒子中のC原子) =  $460 \cdot (a/10 \text{ \AA})^3$       最小のPAHで  $N_c = 20$

H/C = 0.5       $N_c < 25$

0.5(25/ $N_c$ )<sub>1/2</sub>       $25 < N_c < 100$

0.25       $100 < N_c$

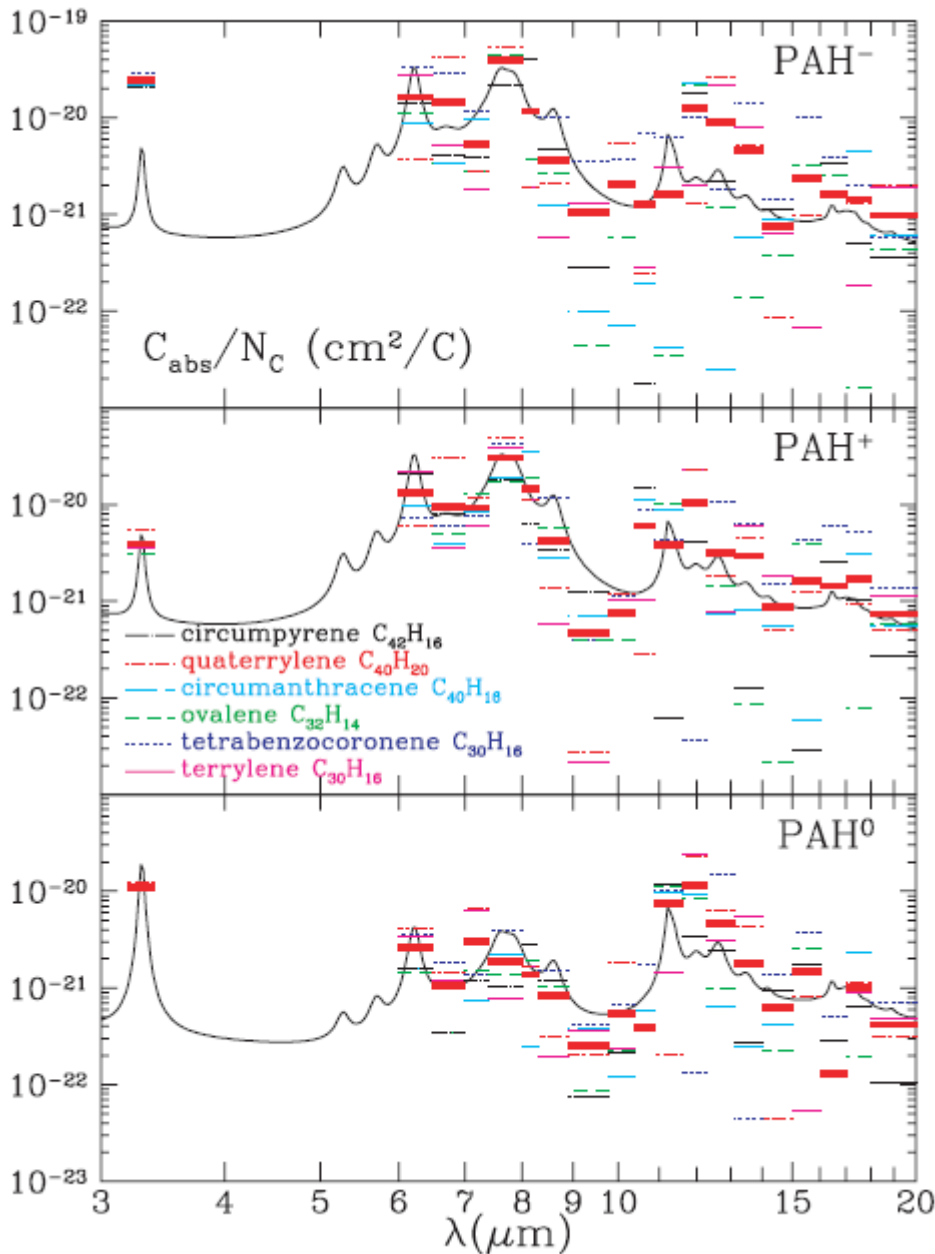


図2 実線:  $C/H=3.2(C_{64}H_{20})$  に対し、(5)式で求めた $C_{abs}$   
 横線: Mallocci et al 計算による分子の吸収  
 太い横線: 6分子の平均

上図では $C_{abs}$ の計算があるいくつかのPAHに対してその平均値も横バーで示している。注目すべきはPAH間での値の幅の広さである。Lin/Drain2001と同様に、C数が大きくなるとPAHからグラファイト的に移行すると仮定した。

$$C_{abs}(\lambda) = (1 - \xi_{gra}) C_{abs}(PAH, N_C) + \xi_{gra} C_{abs}(graphite, a), \quad \xi_{gra} = 0.01 \text{ for } a < 50 \text{ \AA} (N_C < 5.75 \cdot 10^4)$$

$$\xi_{gra} = 0.01 + 0.99 \left[ 1 - \left( \frac{50 \text{ \AA}}{a} \right)^3 \right] \text{ for } a > 50 \text{ \AA}$$

この様にする理由は、2-5  $\mu$  mに連続放射があり、3.3  $\mu$  mバンドでは賄えない。

——>  $a < 50 \text{ \AA}$  でも1%グラファイト的にした。

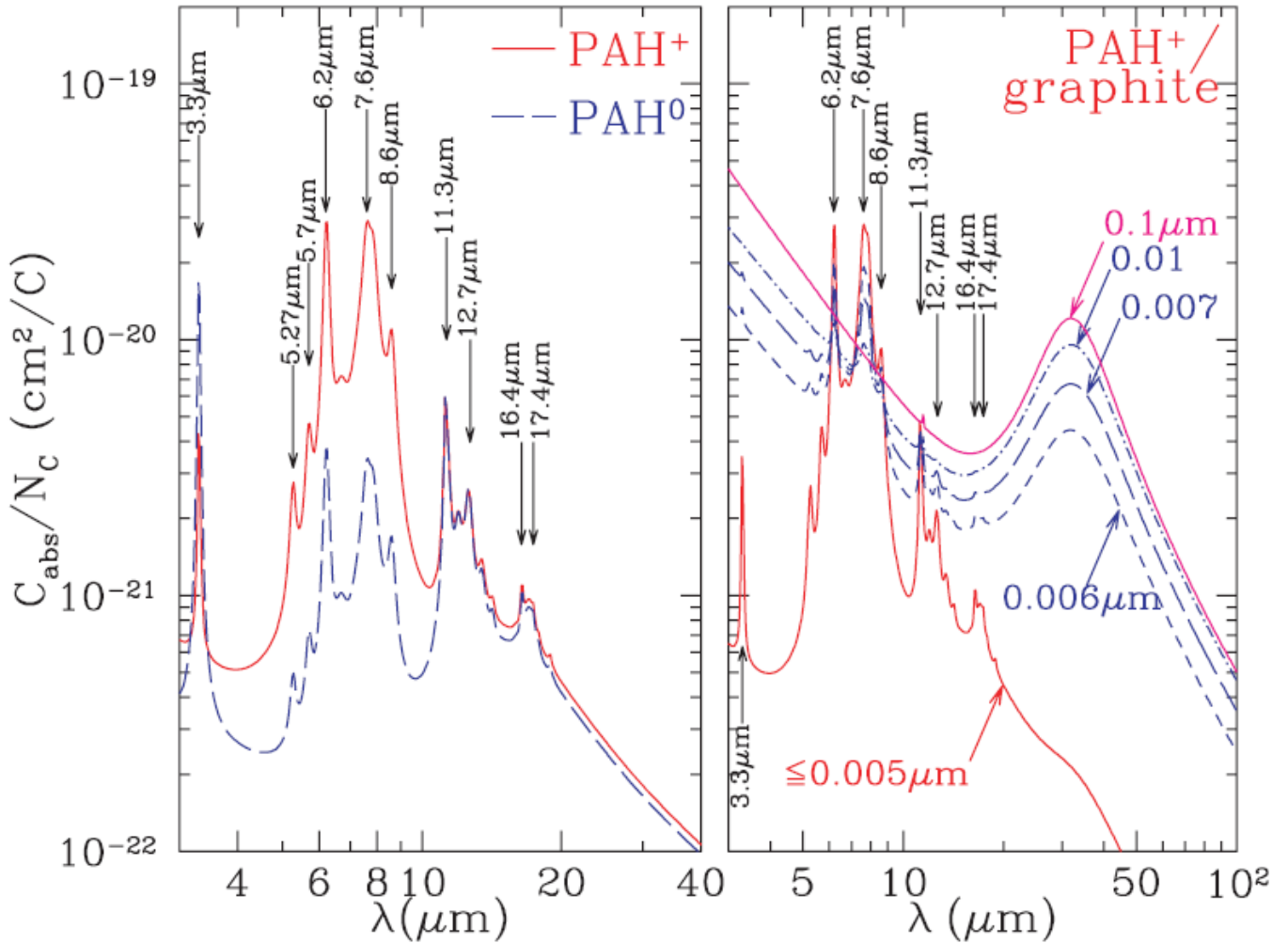


図3 吸収断面積 左: 電離、中性PAH 右: 電離炭素質粒子、グラファイト

グラファイト

1μ < λ < 20μ  
λ > 30μ

面方向がランダムな球では、吸収は面方向に動く自由電子が担う。  
平面伝導率が大き過ぎ、吸収は軸方向の小さい伝導率が担う。  
自由電子の軸方向誘電率への寄与は30μ 吸収ピーク(Draine/Lee 1984)を産む。  
その結果Td > 100K では a > 60Å グラファイト粒子による30μ 放射バンド

3. ダストの加熱

輻射場を下のよう仮定する: U=強度ファクター、 uMMP83=Mathisetal1983 の太陽近傍星間輻射

$$u_\nu = U u_\nu^{\text{MMP83}}, \quad (8)$$

<E(T)> = 温度Tで熱平衡の粒子の平均振動エネルギー  
T(E) = 振動エネルギーがEの粒子に与える仮想温度  
dP = φ(T) dT = 粒子が温度Tである確率

粒径aが大の時: φ(T) = δ(T - Tss(a)) Tss(a) = 粒子平衡温度

aが小の時: φ(T) = ストカスティックな加熱に伴う確率分布 Draine/Li 2001

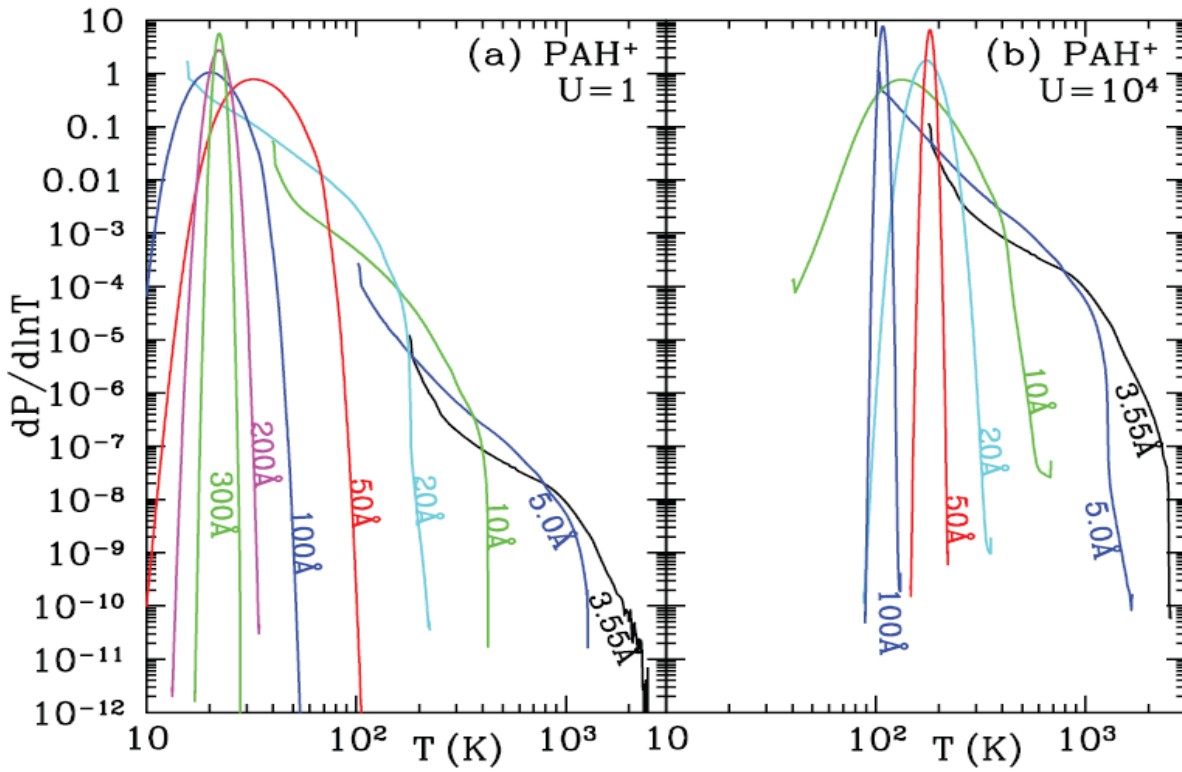


図4 温度確率 $\phi(T) = dP/dT$  粒径大でデルタ関数的になる。粒径小で高温側に伸びる。  
 $U$ が大きいと(右図) 小さい(50Å)粒子でも一定温度に落ち着く。

#### 4. 単一粒子のスペクトル

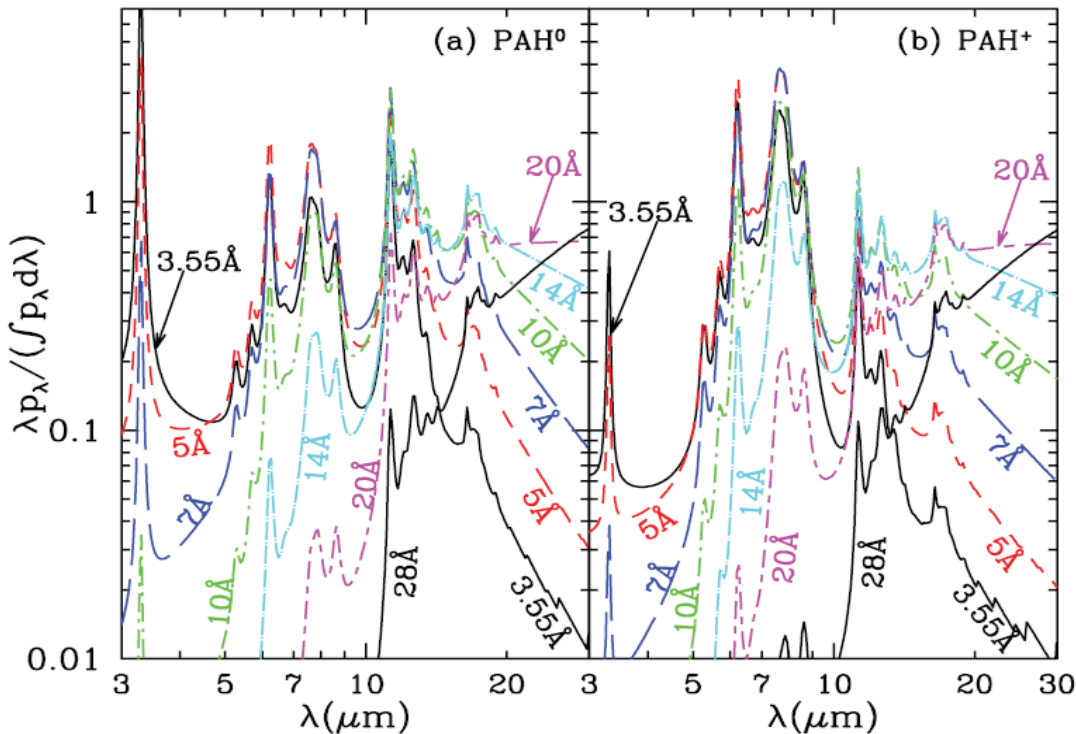


図5 星間輻射場 $U < 10^4$ の時の、様々なサイズのPAH粒子平均放射スペクトル。左: 中性、右: 電離  
 $p_\lambda$  は粒子の総(全方向)放出スペクトル

$$p_\lambda = \int 4\pi \cdot C_{abs}(\lambda) \cdot B_\lambda(T) \cdot \phi(T) dT$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}$$



予想される通り、短波長スペクトルは小さい粒子のみが放射している。  
 逆に、長波長側は大きい粒子が受け持っている。 PAHの各バンド強度を図6に示す。

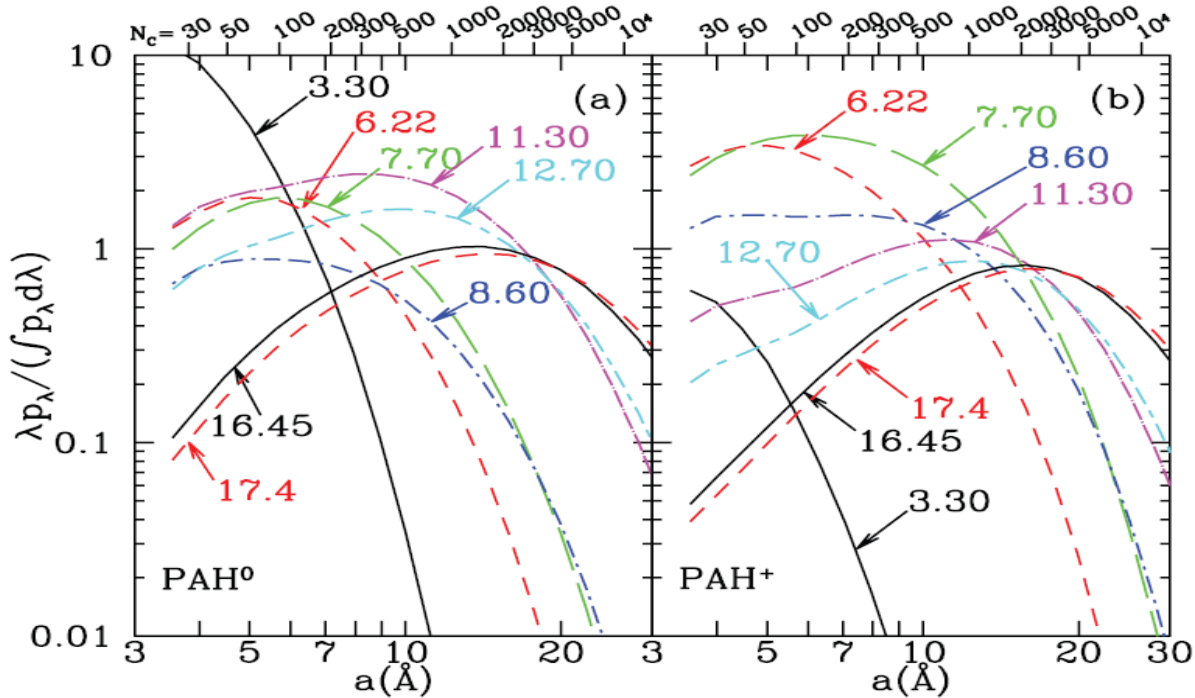


図6 バンド放射の効率 左: 中性PAH、右: 電離PAH

図からはっきり分かるように、3.3μ帯は $a < 6\mu$ が主体、一方12Åサイズは7.7μ帯に有効。  
 図5、図6は  $a < 30\mu$ 、 $U < 10^4$ ではUに無関係である。もっと大きい粒子でかつU大になると放射スペクトルにUが効いてくる。例えば、 $\lambda > 30\mu$ で $Q \propto \lambda^{-2}$ の時、 $p = \int p d\lambda \propto T^6$ で、放射ピーク $\lambda p \propto U^{-1/6}$ となる。

PAHの電離度は $T_{gas}$ ,  $N_e$ ,  $U$ (UV)で決まる。Lin/Draine2001

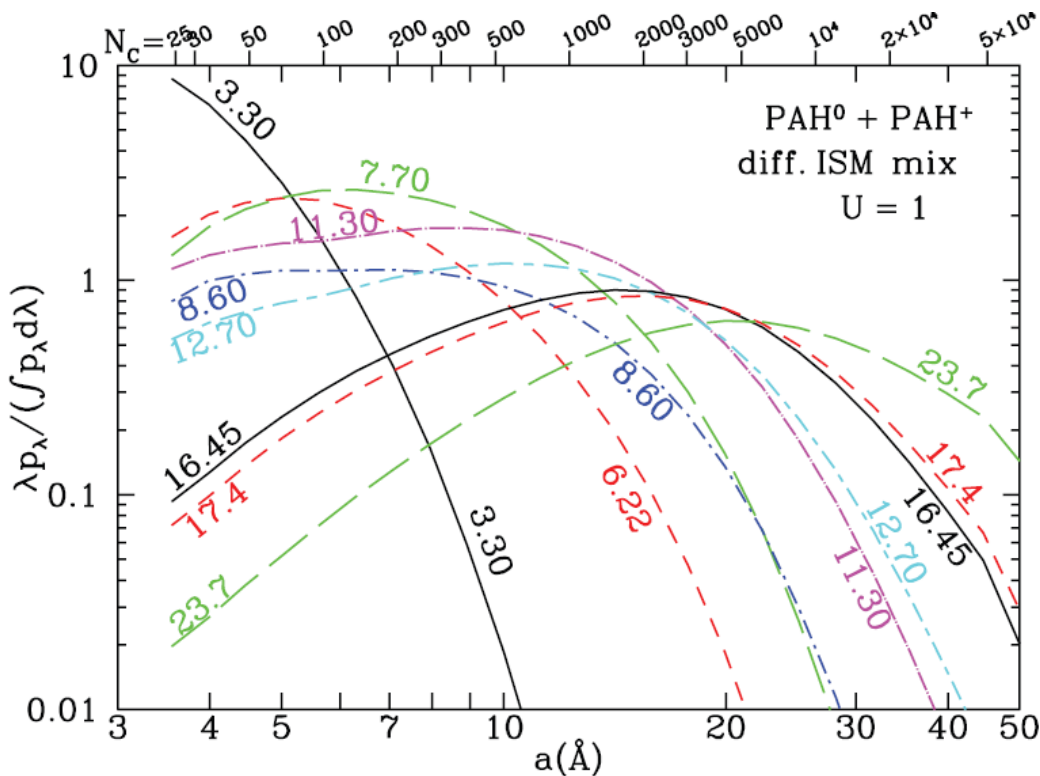


図7 冷たい、暖かい、電離域の電離バランスを平均し、中性、電離PAHを加算したバンド強度

図9, 10には炭素質、非晶質粒子のスペクトルを示す。

予想される通り、 $\lambda_{\text{peak}} = 100 U^{-1/6} \mu$  である。しかし、 $U=10^6, 10^7$ に対して  $a > 60 \text{ \AA}$  炭素質粒子は二つピークを持つ：一つは  $100 U^{-1/6} \mu$ 、もう一つは  $30 \mu$  でグラファイト起源である。これが星間ダストに適用可能か疑問。

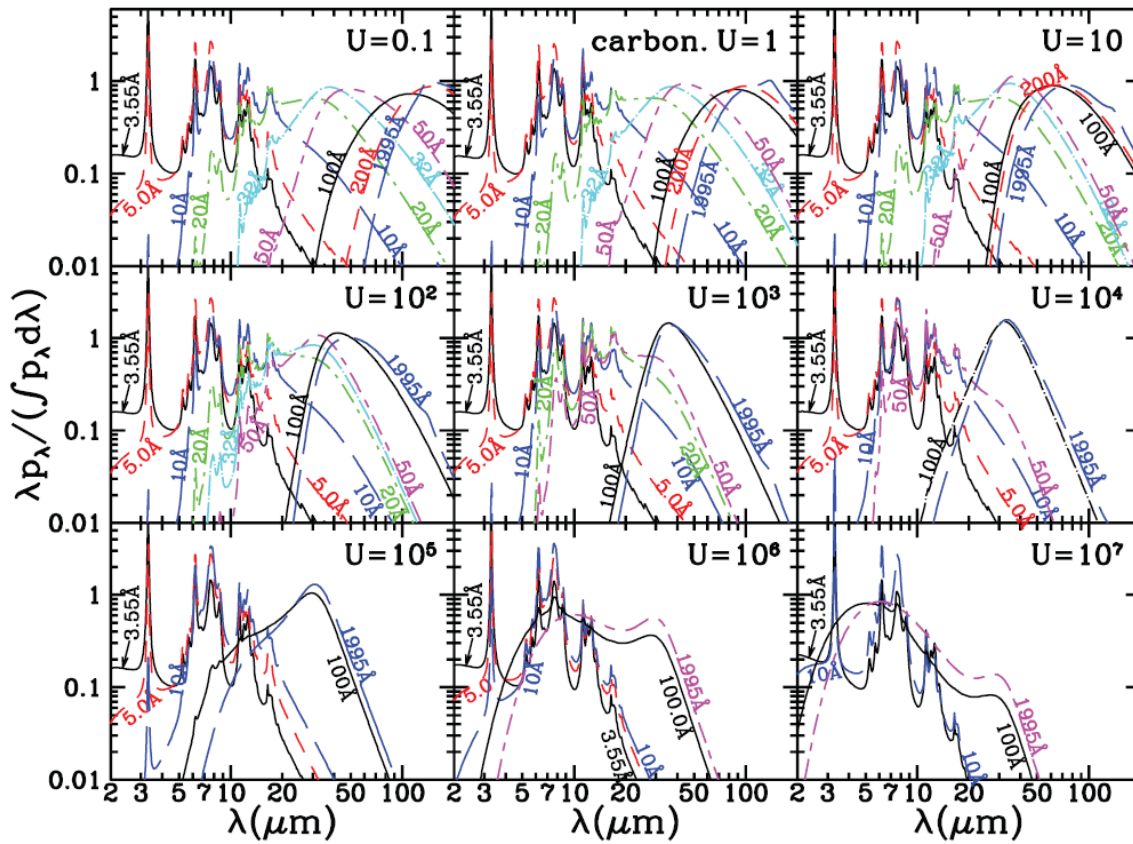


図9 炭素質ダストの放射スペクトル

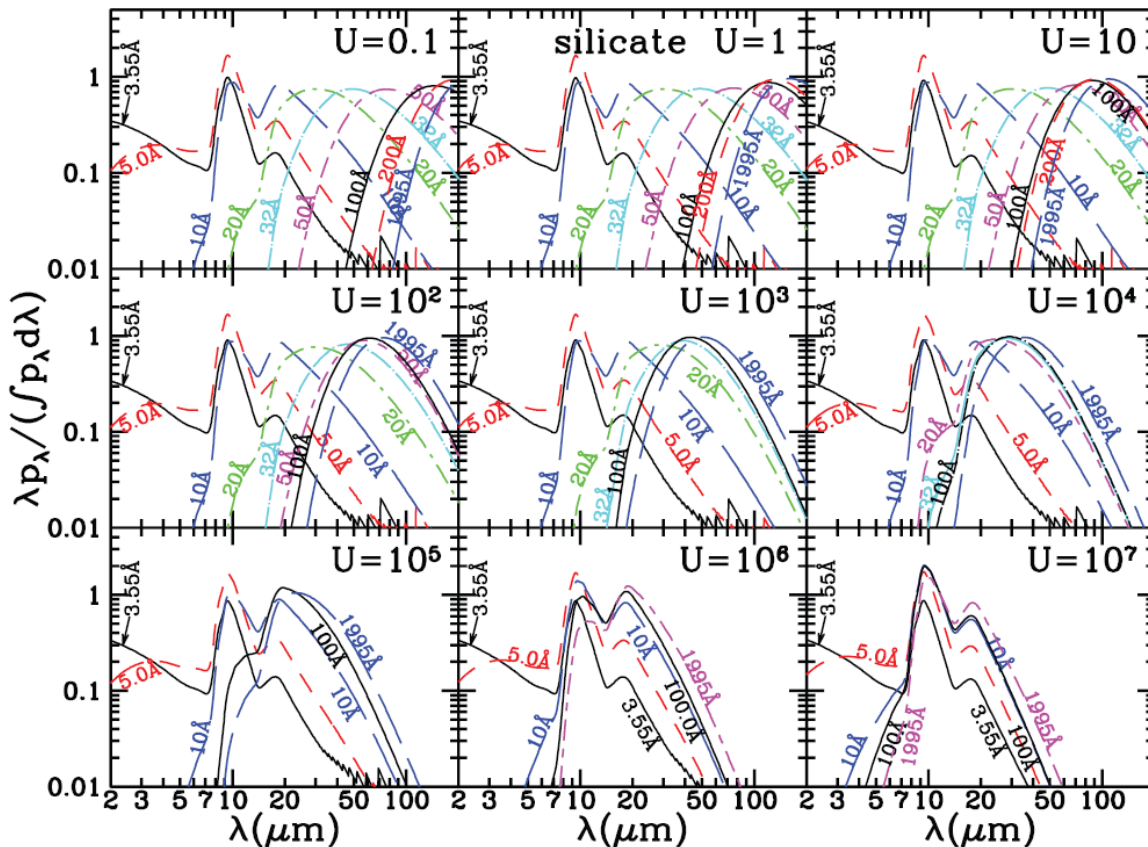


図10 非晶質シリケートダストの放射スペクトル



## 5. 混合ダスト

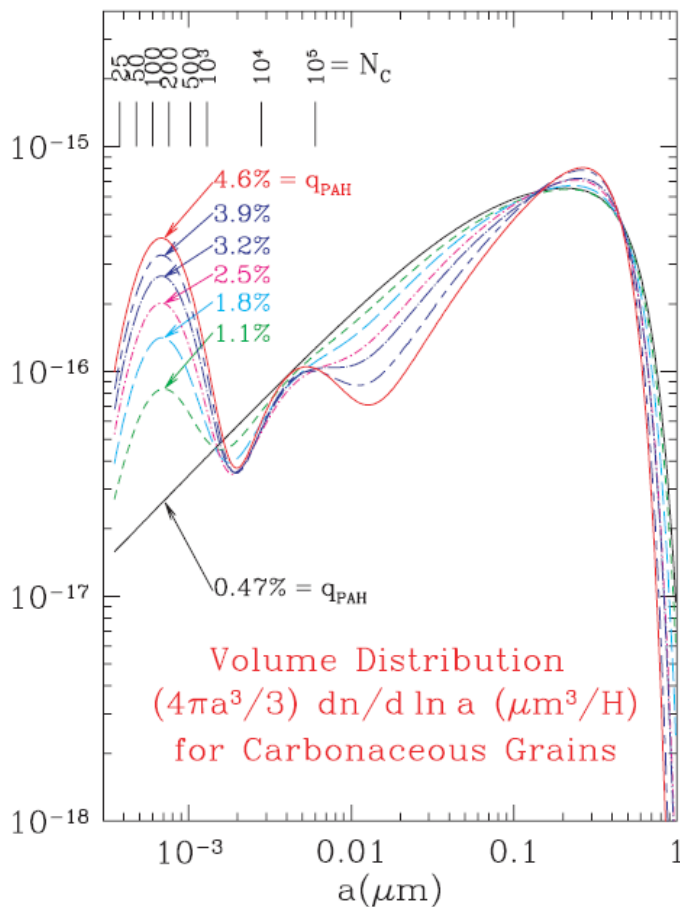
Wingartner/Draine 2001 サイズ分布 →  $R_V = A_V / E(B-V) = 3.1$  再現可能  
 $a < 50 \text{ \AA}$  の炭素質ダストが必要。

→ OnakaらがIRTSで観測した拡散スペクトルを再現できる。

WD01で与えたサイズ分布は、下の形：この論文ではパラメータ値を少し変えた。

$$\frac{dn}{da} = \sum_{j=1}^2 \frac{n_{0j}}{a} \exp\left\{-\frac{[\ln(a/a_{0j})]^2}{2\sigma_j^2}\right\} + \text{nonlognormal contribution}, \quad (11)$$

$R_V = 3.1$  を再現するサイズ分布はいろいろあり、非常に小さいPAH粒子の量が異なる。



これら小さい炭素質粒子の割合は赤外放射に影響する。

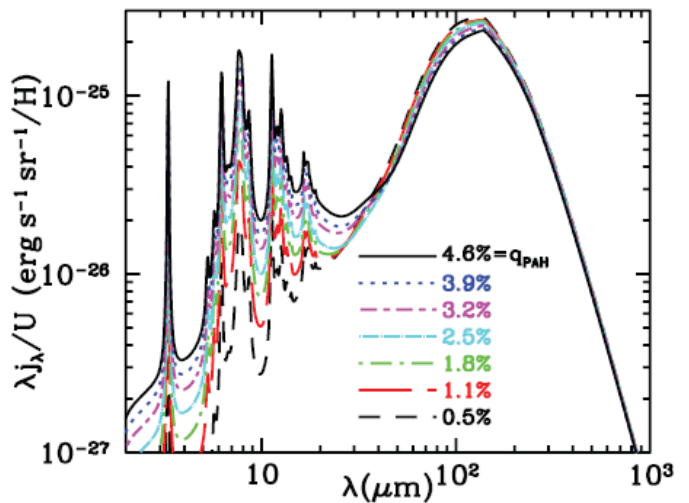


図11 炭素質(PAH?)ダストのサイズ分布

図12 それに対応した放射スペクトル

4nm付近のサイズ分布ピークは何？

H原子1個当たりの放射率  $j$  は下の式で与えられる。

→ 12図  $\lambda < 20 \mu$  放射はPAH量に大きく依存する。

$$j_\nu(U) = \sum_j \int da \frac{dn_j}{da} \int C_{\text{abs}}(j, a, \nu) B_\nu(T) \left(\frac{dP}{dT}\right)_{j,a,U} dT, \quad (15)$$

$$B_\nu(T) \equiv \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (16)$$

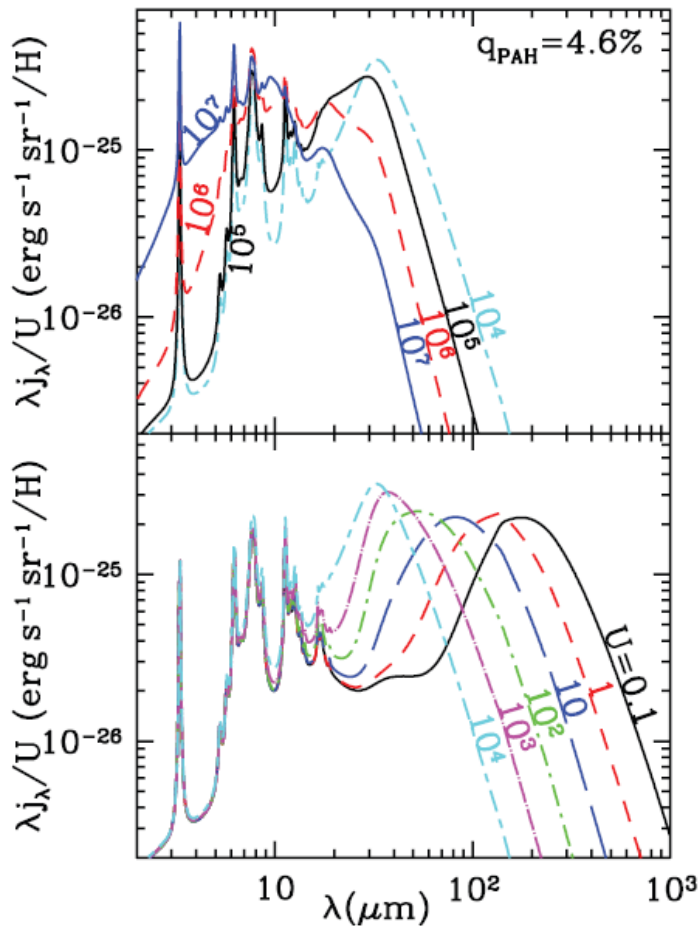


図13  $q(\text{PAH}) = 4.6\%$  に対し、 $U = 0.1 - 10^4$  での放射

単純モデルは  $\kappa$  の指数調整でフィットは改善?

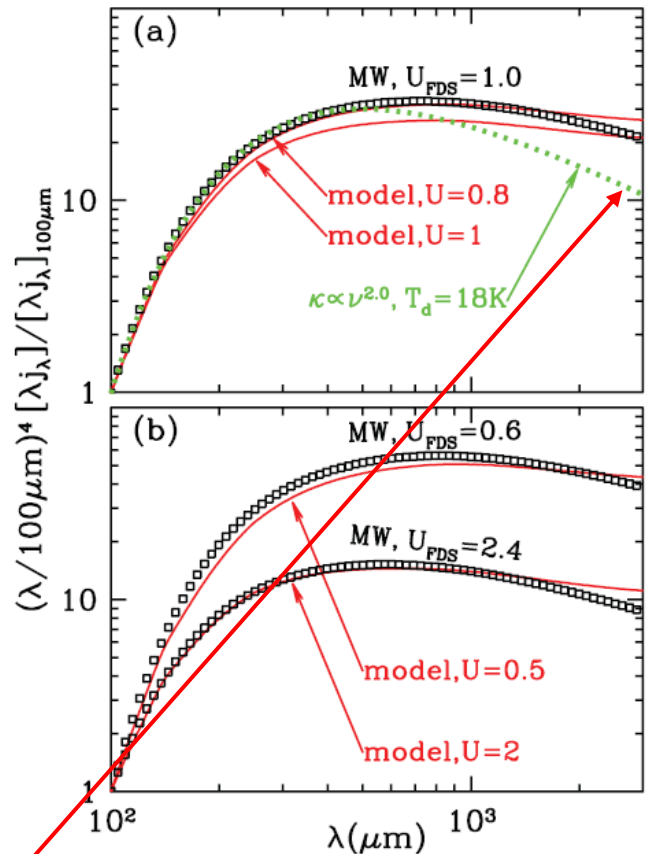


図14 (上) □: (17)式の観測スペクトル  
 実線:  $q = 4.6\%$  のモデル  
 点線:  $\kappa \propto \lambda^{-2}$ ,  $T = 18\text{K}$  単純モデル  
 (下) 観測  $D_{\text{FDS}} = 0.6, 2.4$ ,  
 モデル  $U = 0.5, 2$

図13 を見ると、 $U < 10^3$  では  $\lambda < 20\mu$  スペクトルは同じ形なことが分かる。  
 PAH放射スペクトルのこの安定性は実際多くの観測で確認されている。

$U > 10^4$  では、PAH粒子は冷却前に次の光を吸収し、 $U$  と共に温度が上昇する。その結果、  
 $\lambda < 20\mu$  の放射の比重が増していく。

## 6. FIRとサブミリの放射

Finkbeiner et al 1999 COBE FIRASデータから、各点での  $100\mu - 3\text{mm}$  スペクトルを次の式にまとめた、

$$I_\nu = I_{\nu_0} \frac{(\nu/\nu_0)^{2.70} B_\nu(T_2) + 0.515(\nu/\nu_0)^{1.67} B_\nu(T_1)}{B_{\nu_0}(T_2) + 0.515 B_{\nu_0}(T_1)},$$

$$T_1 = 9.4 \text{ K} \left( \frac{T_2}{16.2 \text{ K}} \right)^{1.182}, \quad (17)$$

(17)のパラメターは  $I_0$  と  $T_2$  の二つである。平均  $\langle T_2 \rangle = 16.2\text{K}$

$T_2 = 16.2\text{K} \cdot D_{\text{FDS}}^{1/6.70}$  とモデル化でき、 $D_{\text{FDS}}$  はFDS放射強度に対する比

Draine/Lee1984 非晶質シリケートの誘電率虚数部を作成——>K-K関係から実数部

Lin/Draine2001 COBEデータに合うよう、Draine/Lee 1984 を  $\lambda > 250\mu$  で手直し。

図14を見ると、 $D_{FDS}=1$ .  $2U$ で十分によくフィットできることが分かる。

つまり、単一温度で光学的に薄いモデルで十分ということか？

## 7. Spitzer IRAC と MIPSバンド比

$$\langle j_\nu \rangle_{\text{band}} \equiv \frac{\int R_{\text{band}}(\nu) j_\nu d\nu}{\int (\nu/\nu_{\text{band}})^\beta R_{\text{band}}(\nu) d\nu},$$

$$\langle L_\nu \rangle_{\text{band}} \equiv \frac{\int R_{\text{band}}(\nu) L_\nu d\nu}{\int (\nu/\nu_{\text{band}})^\beta R_{\text{band}}(\nu) d\nu}, \quad (19)$$

$$\langle \nu j_\nu \rangle_{\text{band}} \equiv \nu_{\text{band}} \langle j_\nu \rangle_{\text{band}}, \quad \langle \nu L_\nu \rangle_{\text{band}} \equiv \nu_{\text{band}} \langle L_\nu \rangle_{\text{band}}, \quad (20)$$

ここで、 $R(\nu)$  = 装置の感度、表4にはU,  $q_{\text{PAH}}$ の組み合わせに対してIRAC4バンド、MIPS3バンドに対する $\langle \nu j_\nu \rangle$ が、表5にはあかり、表6はハーシェルに対する同様の $\langle \nu j_\nu \rangle$ が載せてある。

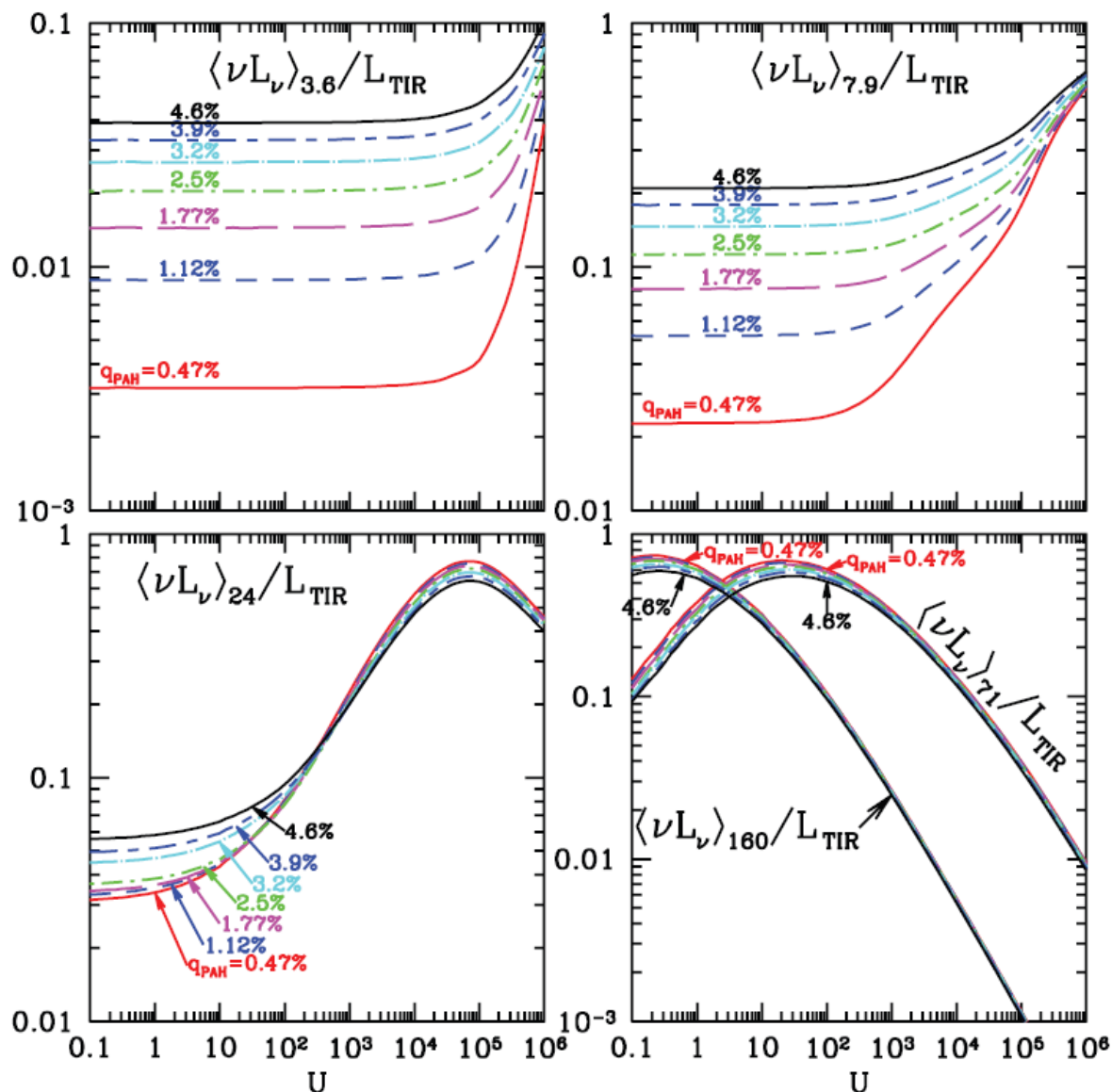


図15 Spitzerの4つのバンド強度のUに対する変化。

予想される通り、3.6, 7.9  $\mu$  バンドは低Uでは単一光子の加熱が効き、従って一定である。

Flagey et al 2006はSpitzerのIRAC画像から銀河系拡散光を取り出した。

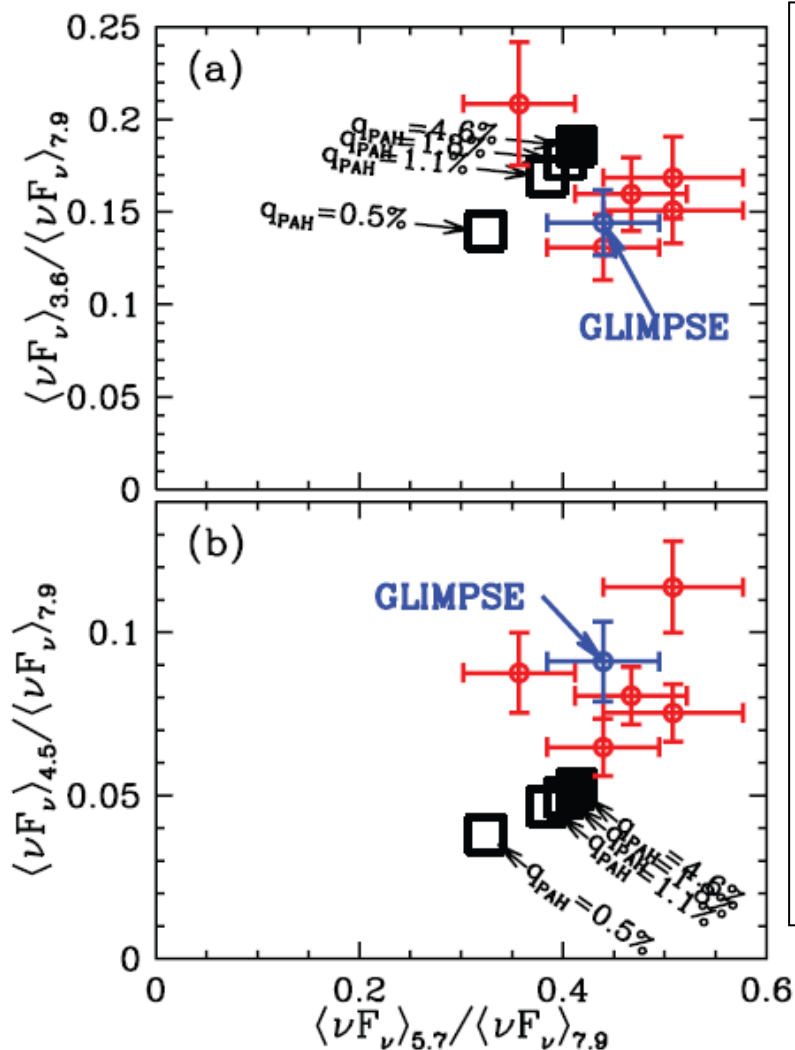


図16 Flagey et al 2006による Spitzer二色図。  
 四角は $U < 10^3$ のモデルカラー  
 3. 6, 5. 7, 7. 9 $\mu$  は一致。  
 4. 5 $\mu$  の観測値はモデルより  
 50%高い。  
 3. 6 $\mu$  は $20 < N_c < 75$ のPAHの量に  
 敏感。  
 7. 9 $\mu$  は $20 < N_c < 10^3$ PAHが効く。  
 16(a)図の[3. 6/7. 9]が適当な値な  
 ので、PAHのサイズ分布は適当と考  
 えられる。ただし、PAH電離度により影響  
 がある。  
 Lu et al 2003、Helou et al 2004  
 ISOやSpitzerによる系外銀河の観測  
 から、2. 5–5 $\mu$  mのダスト放射は  
 $Q \propto \nu^2$ 、 $T = 750 - 1000\text{K}$   
 で近似される。

$$L_{\text{TIR}} \approx 0.95 \langle \nu L_\nu \rangle_{7.9} + 1.15 \langle \nu L_\nu \rangle_{24} + \langle \nu L_\nu \rangle_{71} + \langle \nu L_\nu \rangle_{160}. \quad (22)$$

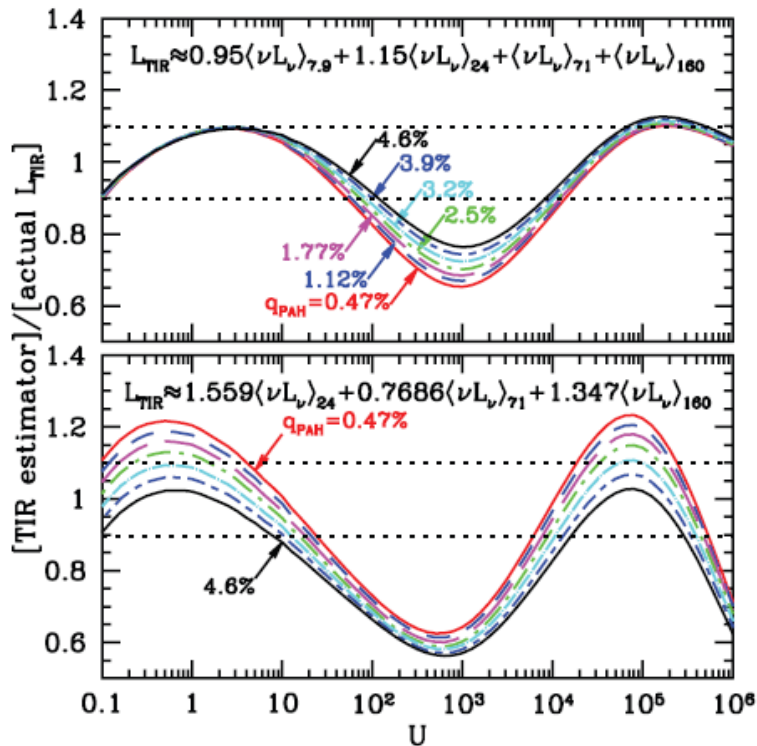


図17

上:  $L_{TIR} = \int L_\nu d\nu$  とそれに対する評価式(22)の比が  $0.1 < U < 100$  と  $10^4 < U < 10^6$  では10%精度を持つことを示す。

100 < U < 10000では少し悪い。なぜなら、FIR放射ピークが中間の40  $\mu$  に落ちるからである。

下: Dale/Helou 2002 の近似式に対する同様の図。

8. 様々な強度の星の光に対するダストスペクトル  
強度Uに曝されるダスト質量の割合を以下の(23)式で表す:

$$\frac{dM_{dust}}{dU} = (1 - \gamma)M_{dust}\delta(U - U_{min}) + \gamma M_{dust} \frac{(\alpha - 1)}{(U_{min}^{1-\alpha} - U_{max}^{1-\alpha})} U^{-\alpha}, \quad \alpha \neq 1, \quad (23)$$

星の輻射強度分布 =  $\delta$  関数 + 指数関数

$M_{dust}$  = ダストの総量

$(1 - \gamma)$  =  $U_{min}$ の星に曝されるダストの割合

指数型は Dale et al 2001, Dale/Helou 2002 が採用した

ここで加えた  $\delta$  型は一般星間空間を表し、大部分のダストはこっちに所属する。

Draine et al 2007

SWING銀河は、 $\alpha = 2$ 、 $U_{min} = 10^6$ で表わされる。

残るパラメーターはスペクトルの形を、 $q_{PAH}$ 、 $U_{min}$ 、 $\gamma$ 、強さを $M_{dust}$ が決める。



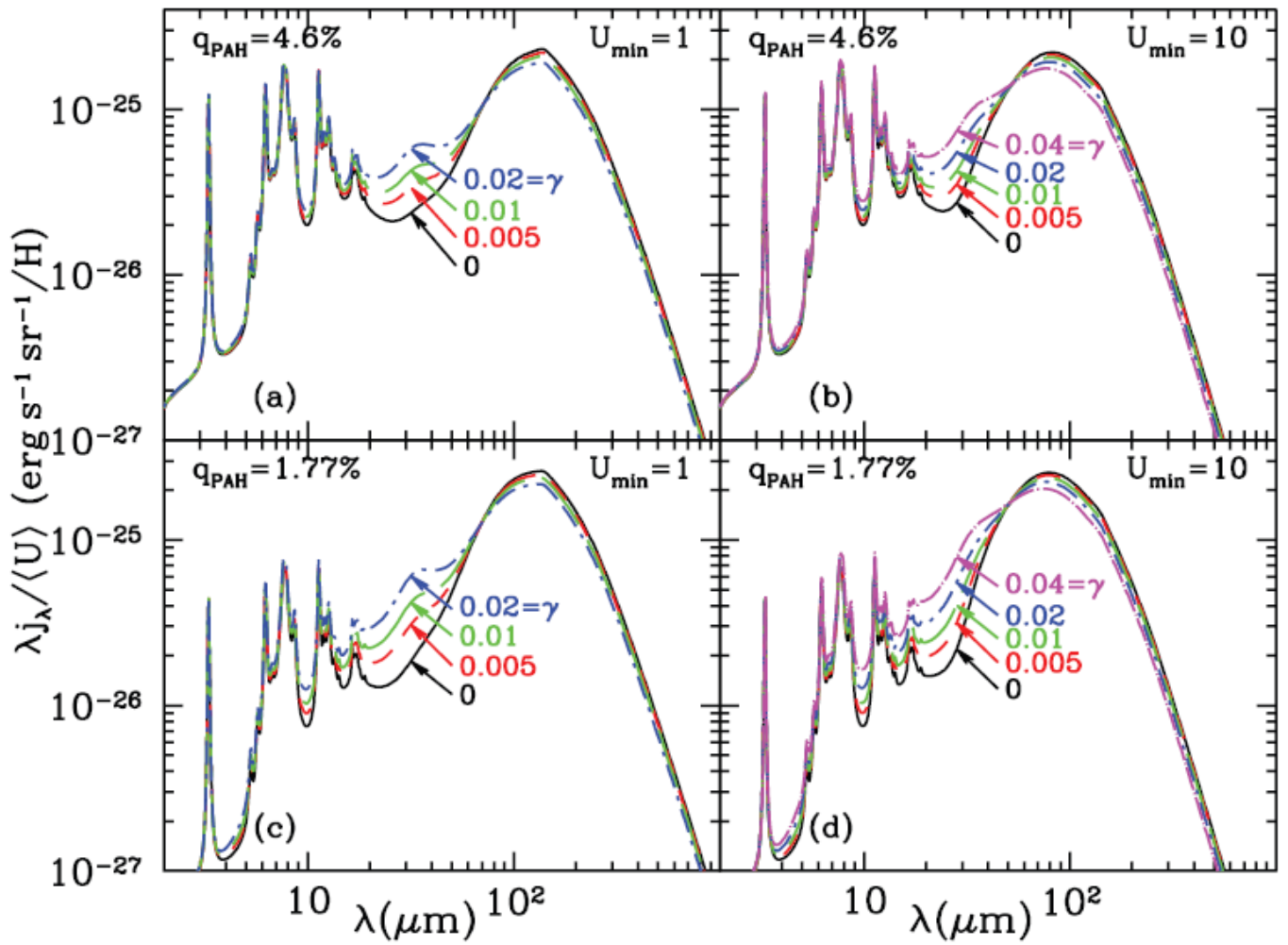


図18 パラメターを変えたダストスペクトルの例。 $\gamma$  が増えると中間赤外が上がる。

9.  $q_{\text{PAH}}$ 、 $U_{\text{min}}$ 、 $\gamma$ 、 $M_{\text{dust}}$  の評価 ←— MIPS, IRAC

IRAC3.  $6\mu =$ ほとんど星の光—→7.9,  $24\mu$  から星成分を差し引くのに使える。

71,  $160\mu$  に星成分はない。

$$F_{\nu}^{\text{ns}}(7.9 \mu\text{m}) = F_{\nu}(7.9 \mu\text{m}) - 0.232F_{\nu}(3.6 \mu\text{m}), \quad (24)$$

$$F_{\nu}^{\text{ns}}(24 \mu\text{m}) = F_{\nu}(24 \mu\text{m}) - 0.032F_{\nu}(3.6 \mu\text{m}), \quad (25)$$

この係数0.232, 0.032はHelou et al. 2004から取った。

$q_{\text{PAH}}$ を指定すると、( $U_{\text{min}}$ 、 $\gamma$ )の組み合わせを探すことになる。

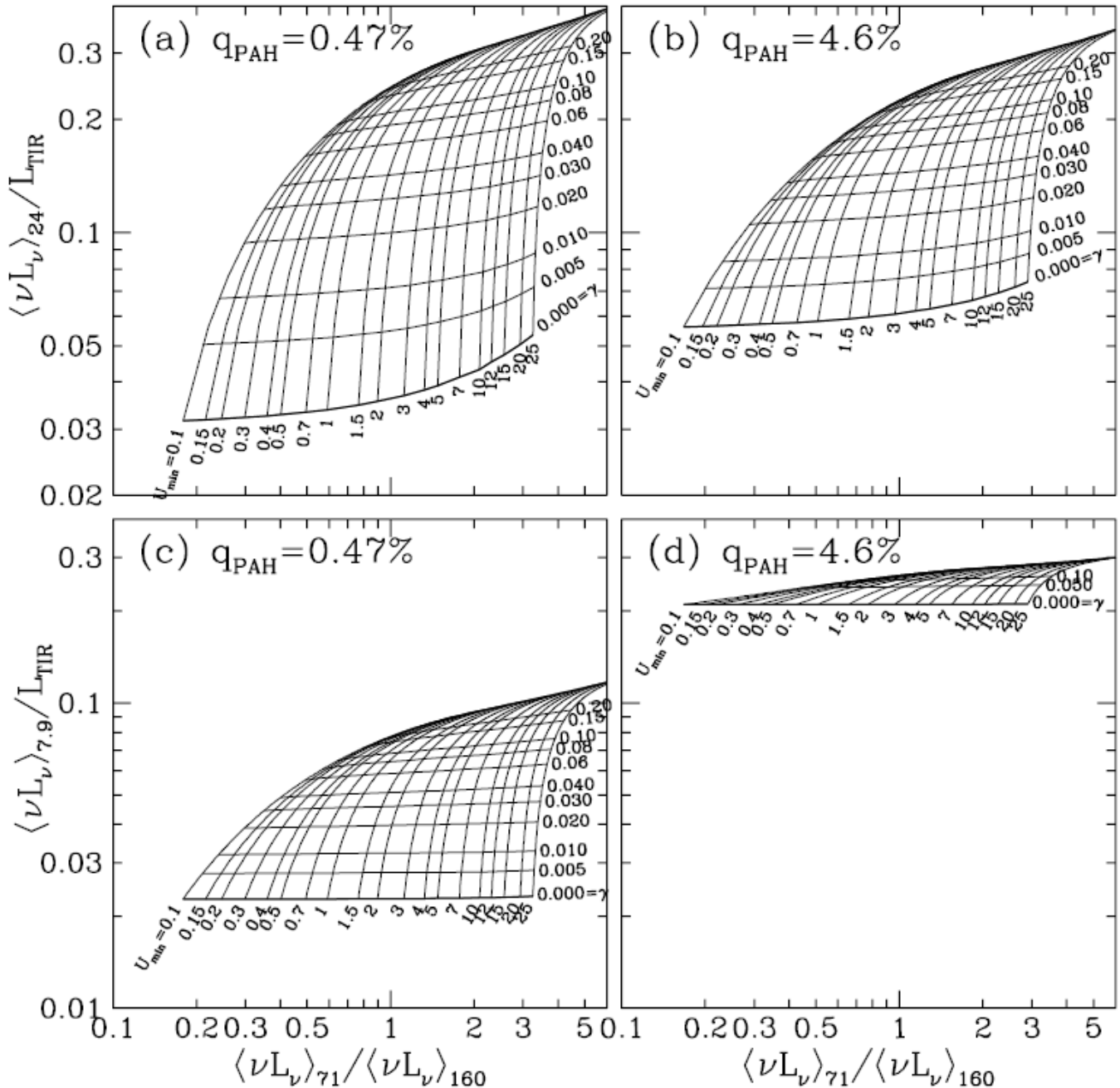


図 19  $q_{\text{PAH}}=0.46\%$ と $4.6\%$ の場合、( $U$ 、 $\gamma$ )の[71,160]カラー対 $24\mu$ 、 $7.9\mu$ 強度の図  
 $\gamma = 0$ は、 $U=U_{\text{min}}$ の単純な恒星光の場合に相当する。

$\gamma = 0$ の場合、 $(\nu L_{\nu})_{24} / L_{\text{TIR}}$ は図15で見たように、 $U_{\text{min}} < 2$ では一定である。その時、 $24\mu$ 放射は単一光子加熱で決まるからである。 $U_{\text{min}} < 1$ で単一光子加熱のみのとき、 $q_{\text{PAH}}=0.47\% \rightarrow 4.6\%$ でも $24\mu$ は1.5倍にしかない。

$\gamma > 0$ では $(\nu L_\nu)_{24}/L_{\text{TIR}}$ は $U > 10$ の恒星光にさらされるので上昇する。

7. 9 $\mu$ の話はかなり異なる。

図19(c)、(d)を見ると分かる通り、単一光子加熱で7. 9 $\mu$ 放射は $q_{\text{PAH}}$ に比例する。

$q_{\text{PAH}} = 0.47 \rightarrow 4.6\%$ で $(\nu L_\nu)_{24}/L_{\text{TIR}}$ は $0.02 \rightarrow 0.2$ に増加する。

$\gamma$ が増すと、追加7. 9 $\mu$ 放射のため、 $q_{\text{PAH}} = 0.47\%$ では $(\nu L_\nu)_{7.9}/L_{\text{TIR}}$ が上昇するが、4. 6%では変化小さい。**ここはわからん。**

$q_{\text{PAH}}$ 、 $U_{\text{min}}$ 、 $\gamma$ 、 $M_{\text{dust}}$ を求める一つの方法はパラメータ空間で最適解を探すことで、Draine2007が採用した。

もう一つは、ここで述べる： Spitzer の 3. 6, 7. 9, 24, 71, 160 $\mu$ の5バンドをグラフ的に扱う方法である。

うち、3. 6 $\mu$ は星成分を補正して、7. 9, 24 $\mu$ を求めるのに使う。残り4つから次の3つの比を作る。

$$P_{7.9} \equiv \frac{\langle \nu F_\nu^{\text{ns}} \rangle_{7.9}}{\langle \nu F_\nu \rangle_{71} + \langle \nu F_\nu \rangle_{160}}, \quad (26)$$

$$P_{24} \equiv \frac{\langle \nu F_\nu^{\text{ns}} \rangle_{24}}{\langle \nu F_\nu \rangle_{71} + \langle \nu F_\nu \rangle_{160}}, \quad (27)$$

$$R_{71} \equiv \frac{\langle \nu F_\nu \rangle_{71}}{\langle \nu F_\nu \rangle_{160}}. \quad (28)$$

$0.1 < U < 100$ では、ダストが50–200 $\mu$ で放射するエネルギーは $(\nu F_\nu)_{71} + (\nu F_\nu)_{160}$ に比例する。

$R_{71}$ はFIRを支配する  $a > 0.01\mu$ のダストの温度に鋭敏である。したがって、 $R_{71}$ は恒星光強度の指標となる。

### 9. 1. $q_{\text{PAH}}$ の決定

$P_{7.9}$ は、PAHが出す放射、単一光子加熱、のわりあいである。したがって、 $P_{7.9}$ は恒星光強度によらない。

次ページの図20では、 $P_{7.9}$ 対 $R_{71}$ のグラフが並べてある。

PAH比最小のモデルは当然、 $P_{7.9}$ 最低である。この時には高い $U$ に曝された少量のダストでも7. 9 $\mu$ 輻射を大幅に引上げる。したがって、 $\gamma$ が0から $10^6$ へと増えていくと $P_{7.9}$ も上がる。

$q_{\text{PAH}}$ が大きくなると、 $\gamma$ に対し $P_{7.9}$ の反応は鈍くなる。なぜなら、 $U$ が小さい時でも単一光子加熱が7. 9 $\mu$ には効いているからである。**ここはわからん。**

多くの観測スペクトルから、 $P_{7.9}$ は $\gamma = 0$ のラインに近いことが分かった。**ここはわからん。**

つまり、 $(R_{71}, P_{7.9})$ 点が $\gamma = 0$ ライン近くにある $q_{\text{PAH}}$ を探す。

### 9. 2. $U_{\text{min}}$ と $\gamma$ の決定

図7から判るように、24 $\mu$ 放射は主に、15–40 $\text{\AA}$ 粒子から生まれる。

したがって、 $0.1 < U < 10$ では大部分が71, 160 $\mu$ で放射されるため、 $P_{24}$ に制限が付く。

しかし、ある割合のダストが強い恒星光に晒されれば24 $\mu$ に寄与する。したがって、 $R_{24}$ は $\gamma$ に鋭敏で

ある。

したがって、 $\gamma$  を求めるには、

- (1) 図20から決めた $q_{\text{PAH}}$ で、図21を眺め、観測(R71, P24)点から $U_{\text{min}}$ と $\gamma$ を決める。
- (2) 図21と図20とで異なる( $U_{\text{min}}, \gamma$ )を示す場合、単一ダストモデルが不十分ということである。
- (3) そんな時は図21の方がよい。(  $U_{\text{min}}, \gamma$  )が $q_{\text{PAH}}$ に対し鈍いからである。

$$P_{7.9} \equiv \frac{\langle \nu F_{\nu}^{\text{ns}} \rangle_{7.9}}{[\langle \nu F_{\nu} \rangle_{71} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{160}]}$$

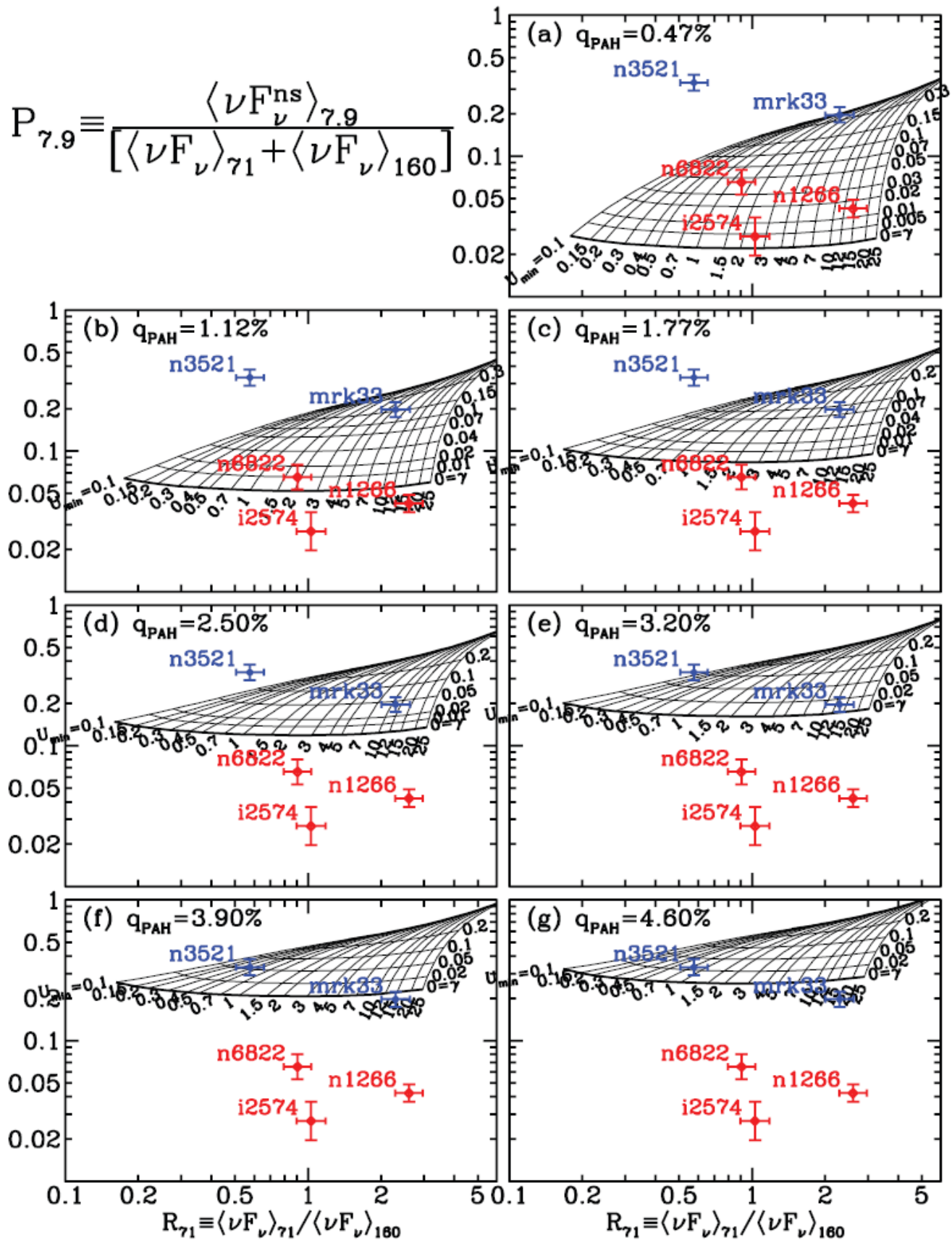




図20 R71により、P7. 9がどう変わるかを各 $q_{\text{PAH}}$ 毎にUminと $\gamma$  のメッシュで表した。

$$P_{24} \equiv \frac{\langle \nu F_{\nu}^{\text{ns}} \rangle_{24}}{[\langle \nu F_{\nu} \rangle_{71} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{160}]}$$

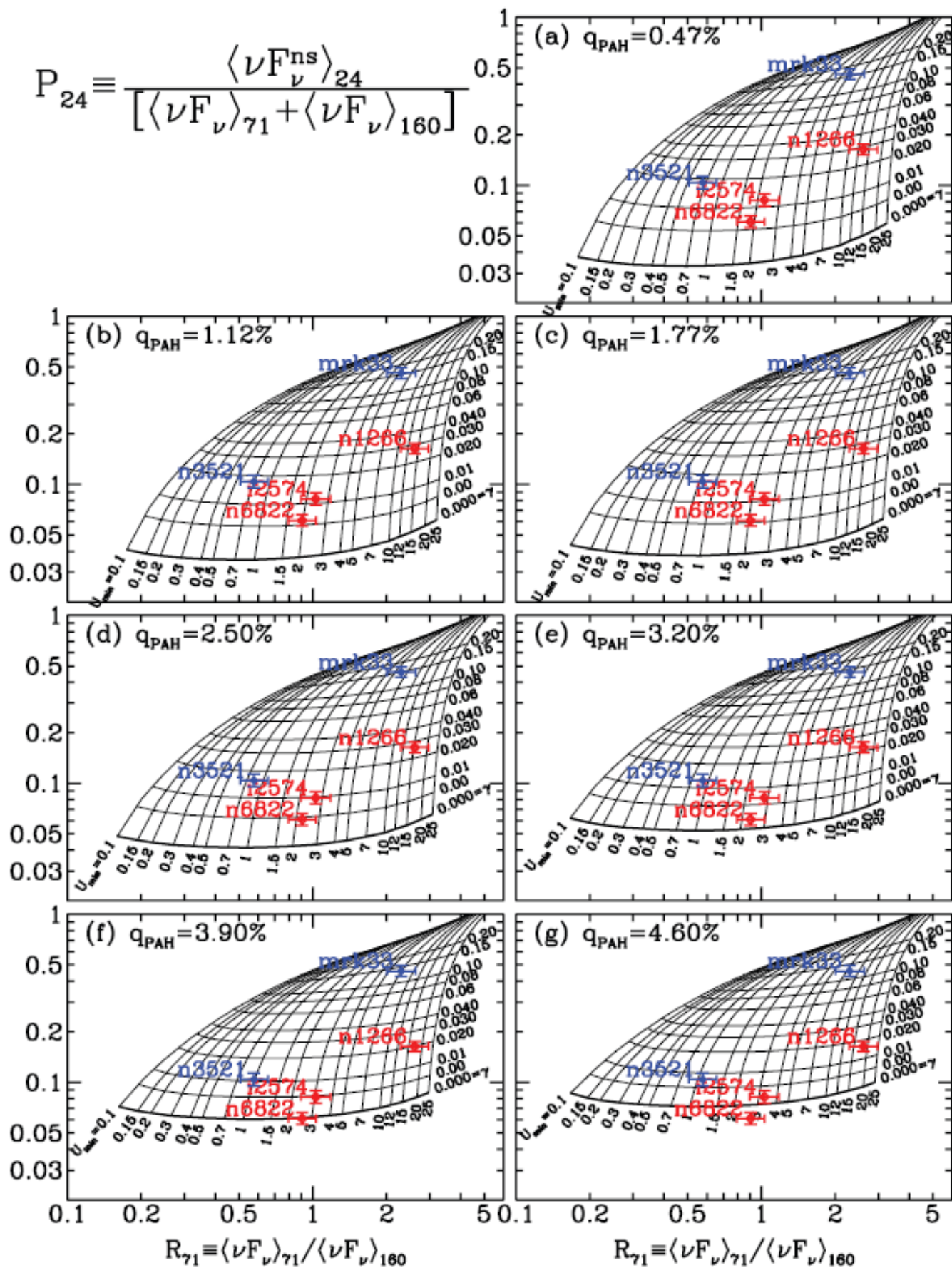


図21 R71により、P24がどう変わるかを各 $q_{\text{PAH}}$ 毎にUminと $\gamma$  のメッシュで表した。



### 9.3. $f_{PDR}$ の決定

SFR付近には $U > 100$ のFDRが広がる。 $\alpha = 2$ 指数則U分布を仮定して、 $U > 100$ のFDRからダスト放射される

輻射量の割合 $f_{PDR}$ を求めると、

$$f_{PDR} = \frac{\gamma \ln(U_{max}/10^2)}{(1 - \gamma)(1 - U_{min}/U_{max}) + \gamma \ln(U_{max}/U_{min})}. \quad (29)$$

図20, 21から $U_{min}$ ,  $\gamma$  等が求めれば、この式から $f_{PDR}$ が決まる。

もっと直接に $f_{PDR}$ を求める方法もある:

PAHは単一光子加熱では $24\mu$  にほんの少ししか回さない。しかし、 $U$ がある範囲にわたる場合、 $U$ 大の領域から $24\mu$  が付加される。 $f_{PDR}$ はPAHの寄与を引いた残りの $25\mu$  強度と相関することが分かった。

図22を見ると、

P24-0.14P7.9が適当な補正である。

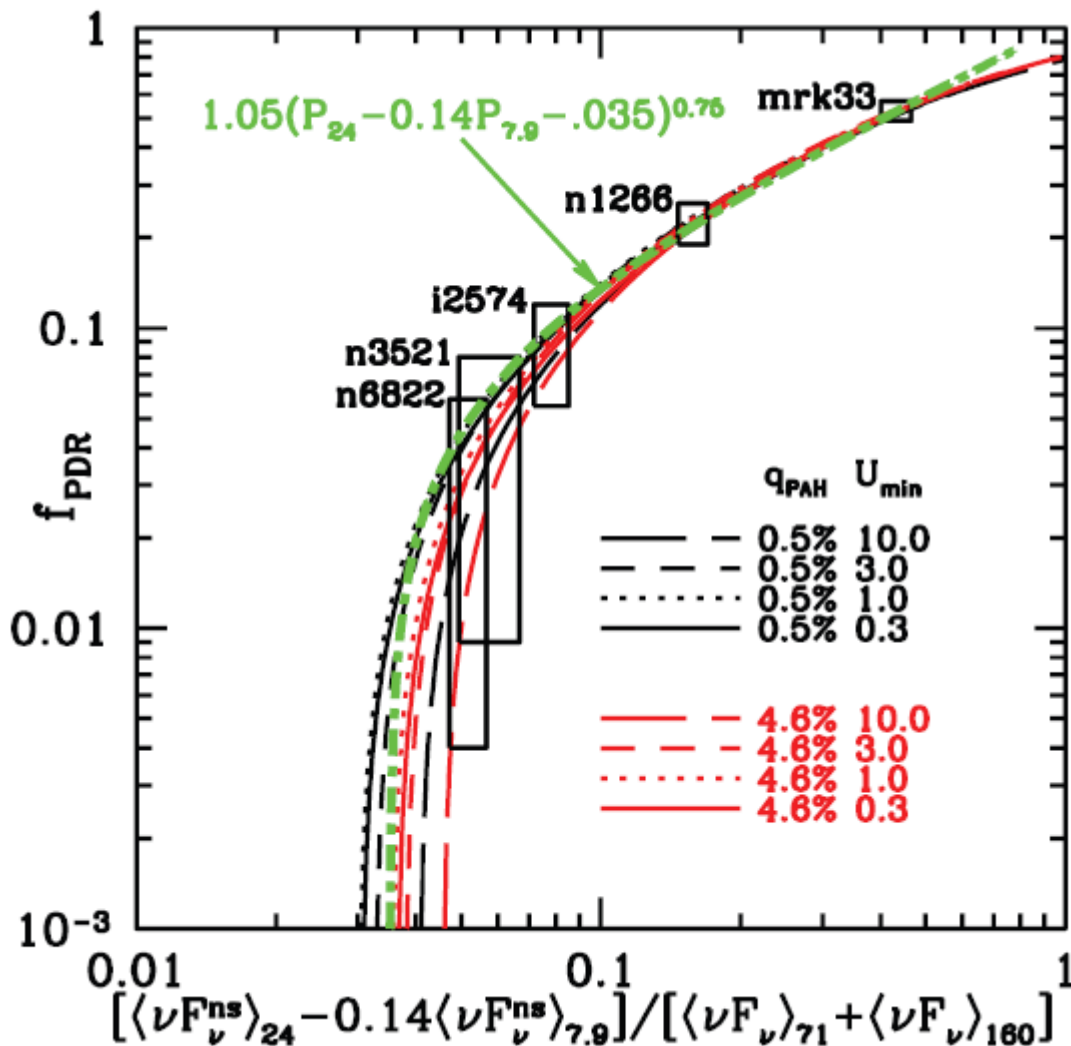


図22  $U > 100$ 領域からの $f_{PDR}$ とPAH補正後の $24\mu$  強度

## 9. 4 例

IC2574

図20から $P7.9=0.027$ という低い値。そこから $q_{\text{PAH}}=0.5\%$ 、 $U_{\text{min}}=2.3$ 、 $\gamma=0.012$

Mrk33

図20からは $q_{\text{PAH}}=3.2\%$ 、図21から  $U_{\text{min}}=7$ 、 $\gamma=0.14$

$\gamma$  が非常に大きいことは多くのダストがOBアソシエーションPDRにあることを示し、この銀河が星形成爆発中の矮小銀河であるという観測と合致する。

NGC1266

図20からは $P7.9=0.044$ で $q_{\text{PAH}}=0.47\%$ 、図21から  $U_{\text{min}}=12.5$ 、 $\gamma=0.029$

NGC3521

図20からは $q_{\text{PAH}}=4.6\%$ 、図21から  $U_{\text{min}}=1.1$ 、 $\gamma=0.007$

NGC6822

図20からは $q_{\text{PAH}}=1.1\%$ 、図21から  $U_{\text{min}}=2$ 、 $\gamma=0.006$

## 9. 5. Mdustの推定

$j_\nu = H$ 核子当たりのダスト輻射率 とすると、

$$F_\nu = \frac{M_H}{m_H} \frac{j_\nu}{D^2} \quad (30)$$

$$M_{\text{dust}} = \left( \frac{M_{\text{dust}}}{M_H} \right) m_H \frac{F_\nu}{j_\nu} D^2. \quad (31)$$

$j_\nu$  が簡単には決まらないのが問題。割合丈夫な方法として、次の量を考える：

$$\Psi(q_{\text{PAH}}, \gamma, U_{\text{min}}) \equiv \left( \frac{M_{\text{dust}}}{M_H} \right) m_H \frac{\langle U \rangle}{\langle \nu j_\nu \rangle_{24} + \langle \nu j_\nu \rangle_{71} + \langle \nu j_\nu \rangle_{160}}, \quad (32)$$

ここで、 $\langle U \rangle =$ 平均恒星光強度。(23)式の $U$ に曝される  $M_{\text{dust}}$  分布式によって、

$$\langle U \rangle \equiv \frac{\int U dM_{\text{dust}}}{\int dM_{\text{dust}}} = (1 - \gamma)U_{\text{min}} + \frac{\gamma U_{\text{min}} \ln(U_{\text{max}}/U_{\text{min}})}{1 - U_{\text{min}}/U_{\text{max}}}. \quad (33)$$

したがって、 $\langle F_\nu / j_\nu \rangle$ の代わりに

$$\frac{M_{\text{DUST}}}{M_H} m_H \frac{\langle \nu \cdot F_\nu \rangle_{24} + \langle \nu \cdot F_\nu \rangle_{71} + \langle \nu \cdot F_\nu \rangle_{160}}{\langle \nu \cdot j_\nu \rangle_{24} + \langle \nu \cdot j_\nu \rangle_{71} + \langle \nu \cdot j_\nu \rangle_{160}} = \frac{\Psi}{\langle U \rangle} \left( \langle \nu \cdot F_\nu \rangle_{24} + \langle \nu \cdot F_\nu \rangle_{71} + \langle \nu \cdot F_\nu \rangle_{160} \right)$$

を用いて、

$$M_{\text{dust}} = \frac{\Psi}{\langle U \rangle} (\langle \nu F_{\nu} \rangle_{24} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{71} + \langle \nu F_{\nu} \rangle_{160}) D^2. \quad (34)$$

が得られる。 $\Psi$  はダストモデルを用いて計算する。

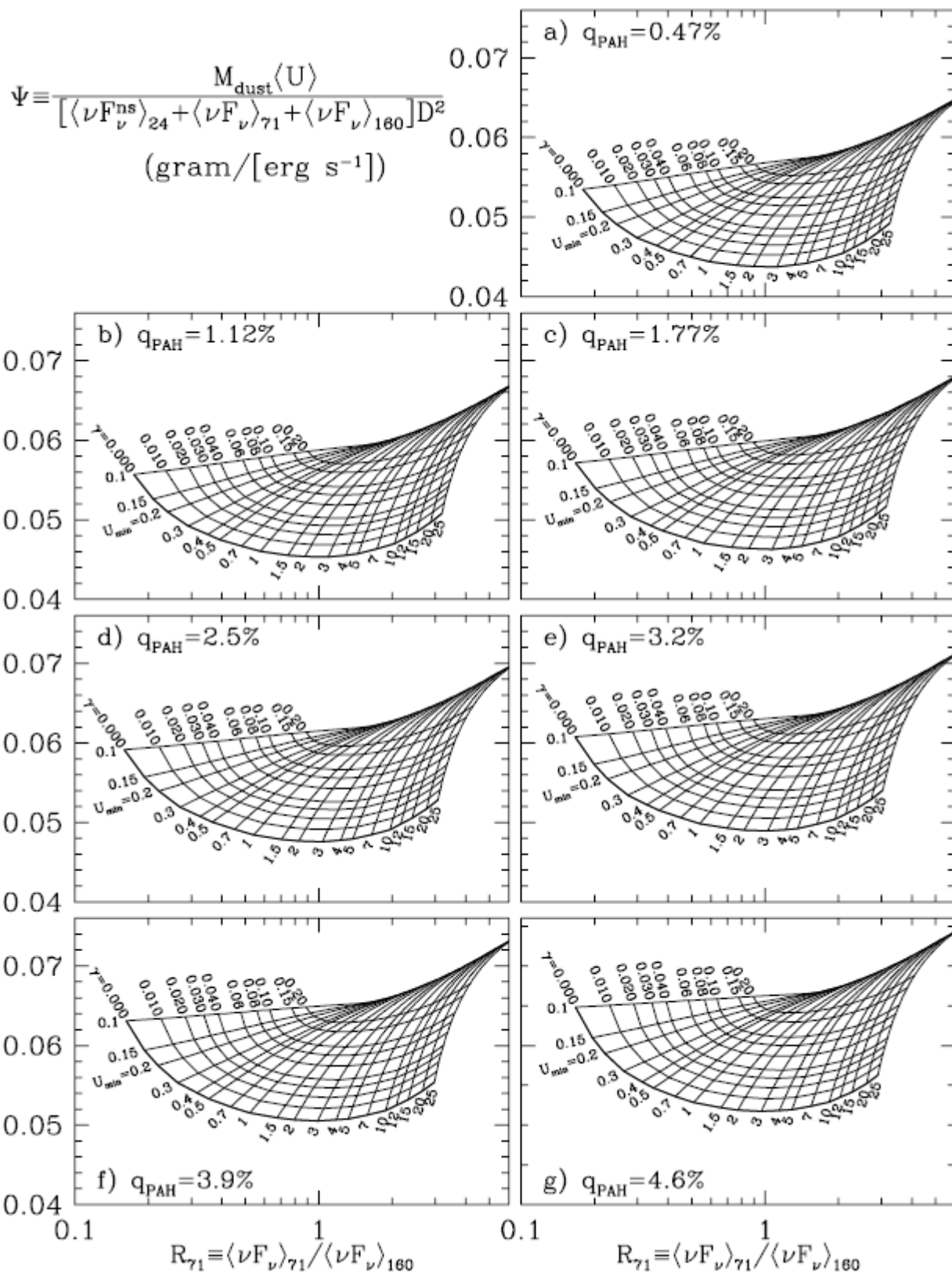


図23  $\Psi$  の計算値

$\Psi$ は0.044-0.066の幅でしか変動しないことが分かる。もし、 $q$ 、 $U_{min}$ 、 $\gamma$  もわかれば $\Psi$ も決まる。したがって、 $M_{dust}$ を求める手続きは以下のようである：

- (1)  $\langle F_{ns7.9} \rangle$ ,  $\langle F_{ns24} \rangle$ ,  $\langle F_{71} \rangle$ ,  $\langle F_{160} \rangle$ を求め、P7.9, P24, RR71を計算する。
- (2) R71とP7.9から図20を使って、 $q$ を求める。
- (3) 図21から $U_{min}$ 、 $\gamma$ を求める。
- (4) 図23から $\Psi$ を求める。
- (5)  $U_{min}$ と $\gamma$ から $\langle U \rangle$ を求める。
- (6) (34)式から $M_{dust}$ を求める。

## 10. ディスカッション

### 10.1. PAHのNIR連続吸収は何か？

このモデルではダストのサイズ分布の小さい端はPAH粒子が占めている。したがって、ISOの2-6 $\mu$ やIRAC4.5 $\mu$ で観測された放射を説明するために、PAHに連続吸収成分を仮定した。吸収強度はグラフィット自由電子の1%とした。

An/Sellgren2003: NGC7023で2 $\mu$ 連続放射と3.29 $\mu$  PAHバンドが異なる分布

——> 多分2 $\mu$ が強いところではPAHが脱水素化されていて3.29 $\mu$ が出せないのではないか。

NIR連続放射がPAH起源という仮説は、9.8, 18 $\mu$ シリケートバンドが通常放射では見えない、例外は星風、CHIIR, トラペジウムくらい、事実と合致する。シリケートが放射で見える場所は半径0.1 $\mu$ サイズダストでも $T > 200K$ になる場所である。

Li/Draine 2001: 銀河系の拡散光からは以前より大量のPAHが可能になる。9.7シリケート放射がPAH8.6と11.3の間で隠せるから。 **分からない**

### 10.2. PAHイオンのNIR吸収

Li/Draine2001の電離PAHの赤-NIR吸収率は少数の実験データに基づいていた。

最近(Mattioda et al 2005)のデータは0.77-2.5 $\mu$ で吸収率が非常に高く、可視、NIR光でもPAHがMIRで放射するのに十分な温度に加熱できることを示す。これは以下の観測とも合う。

Uchida et al 1998, Pagani et al 1999: UVがないところでもPAH放射帯が見える。

Sellgren et al 1990: I(12 $\mu$ )/FIRが5000K <  $T_{star}$  < 33000Kの24反射星雲で一定。

Coulson/Walther 1995: SAO206462(F8)のデブリからPAH放射

Smith et al 2004: HD34700(G0)のデブリからPAH放射

Furlan et al 2006: 111 T Tau星のSpitzerでG1より晩期ではPAH放射なし。

これらから、PAHの起源を考えると、

Jura 1987, Latter 1991: 炭素星からの放出

しかし、炭素星のMIRスペクトルにPAHバンドなし。

Speck/Barlow 1997, Boersma et al 2006: 熱い伴星の炭素星からPAHバンド検出

UVが必要か？

Mattioda et al 2005の可視-IR吸収断面積測定では炭素星でも加熱

可能

——> 星風中のPAH量に制限=すごく少ない

Jura et al 2006: K2III星 HD233517(O-rich)にPAH放射発見。Flared diskが原因かも知れない。

### 10.3. 6.2 $\mu$ mは吸収で観測できるか？

銀河系のダストモデルでは、ダスト質量の $q_{PAH} = 4.5\%$ が $N_c < 1000$ のPAHに含まれる。このモデル

ではC/H=52ppmの単位H核子当たりC原子が $a < 50A$ の炭素質粒子に含まれる。その半分は中性、半分はイオンである。

このモデルで6.2 $\mu$ 吸収の積分強度は、

$$\frac{1}{N_H} \int \Delta\tau d\lambda^{-1} = 6.7 \times 10^{-23} \left( \frac{C_{PAH}/H}{52 \text{ ppm}} \right) \text{ cm/H.} \quad (35)$$

これはどう出すか？

表1のj=9、 $\lambda_j=6.22\mu$ の数値を使う。

$$\tau = \int \sigma \cdot n \cdot dl$$

$$\begin{aligned} \int \tau d\lambda^{-1} / N_H &= N_d \cdot \sigma_{int} / N_H = 0.5 \cdot (29.4 + 235) \cdot 10^{-20} (\text{cm}^2/\text{C}) (N_c / N_H) \\ &= 0.5 \cdot (29.4 + 235) \cdot 10^{-20} (\text{cm}^2/\text{H}) \cdot 52 \cdot 10^{-6} (C_{PAH}/H / 52 \text{ ppm}) \\ &= 6.87 \cdot 10^{-23} (C_{PAH}/H / 52 \text{ ppm}) (\text{cm}^2/\text{H}) \end{aligned}$$

一方、CygOB2No12の観測では $\int \Delta\tau d\lambda^{-1} < 0.8 \text{ cm}^{-1}$ より、 $N_H = 1.9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ を仮定して、

$$\frac{1}{N_H} \int \Delta\tau d\lambda^{-1} < 4.2 \times 10^{-23} \text{ cm/H,}$$

で(35)式より少し小さい。

採用したモデルでは $N_c < 50000$ のPAH中に52ppmとしているが、6.2 $\mu$ 放射は $N_c < 500$ のPAHが担う。

このPAHは35ppmである。すると、観測に合う。

Spitzerによる赤化の非常に強い星の観測から6.2 $\mu$ 星間吸収の検出が強く期待される。

#### 10.4. 重水素化PAH

アロマトミックなC-D結合のゼロ点エネルギーはC-Hより30%低い。

観測ではライン強度比(D/H)はDがダストに取り込まれていると解釈されている。

PAHではD/H=0.3(星間では $2 \cdot 10^{-5}$ )くらい？(Draine2006)

Peeters 2004 : Orion Bar 4.4 と 4.65 $\mu$  からD/H=0.17

#### 10.5. PAHの普遍性と不在性

PAHあり: LIRG, ULIRG, E銀河で $10^7$ Kプラズマを含む 銀河ハロー

PAHなし: AGN

SMC

低メタル( $Z \sim Z_\odot / 41$ ) blue compact dwarf galaxy SBS0335-052

低メタル( $Z = 0.02 - 0.6$ )銀河ではPAHが抑えられている。

qPAHが銀河のメタル、L, タイプでどう変わるかの情報が必要である。

1. PAH強度一定の仮定でIR宇宙論サーベイを行うのは危険である。

2. 7.7 $\mu$ の(ライン/連続)をULIRG中でSFかAGNかの判定に使う物理的基礎

3. ハイズ銀河の近傍類似天体として、近くの低メタル天体でPAHが少ないことの意味？

4. IRAC8 $\mu$ をSF強度の指標に使えるか？破壊？

#### 10.6. PAHスペクトルの散らばり





