

## —天文学最前線—

## 磁気ループの電流減衰に伴う電磁誘導電場発生の数値実験

太陽フレア発生の一つの可能性の解明のため、コロナ中を流れているフィラメント状の電流が、イオン音波の発生で生じた異常抵抗の下で減衰する時の状態を磁気流体的取扱いで数値シミュレーションを行った (Solar Physics, 107, 283 (1987)). コロナ中の電流は、磁力線に沿って流れていると思われるので、軸対称の force-free の電流系を想定し、電流密度が限界値を超えて、イオン音波が発生したと仮定する。その後この磁気ループ

がどのような時間変化をするかを求めた。異常抵抗の為、磁場 (電流) が減衰を始めるが、このため電磁誘導によって磁場に沿った強い電場が発生する。しかも磁場がかなり減少するまで、force-free に近い磁場を保つので、少くともこの間は、この電場が保たれ、粒子の加速が可能となる。磁気フィラメントの半径が 10 km, 長さ  $3 \times 10^4$  km, 中心軸で磁場 1000 ガウスを仮定すると、電子も陽子も 100 MeV 程度まで加速し得る。高倉達雄

## 惑星状星雲の空間数密度

木曾シュミットの乾板およびパロマー写真星図から、大きな (13' 位), 近距離 (0.33 kpc 以下) の惑星状星雲を 2 個見つけた。それらの表面輝度 ( $H\alpha$ ) は暗く ( $\geq 25.1$  mag/arc sec<sup>2</sup>), 半径は大 ( $\geq 0.56$  pc), 電子密度小 ( $\leq 10$  cm<sup>-3</sup>). [OIII] の輝線による膨脹速度は  $\leq 8$  km/s とおそい値が観測された。

このように太陽から 0.5 kpc 以内に新しく 2 個の惑星状星雲が発見されたこと、距離の研究された惑星状星

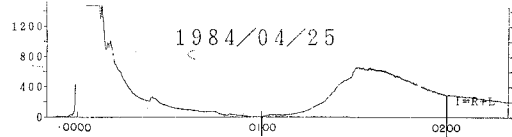
雲が近年増加したこと、の理由で、太陽近傍空間の惑星状星雲の数密度を計算した。その結果は、銀河面数密度  $\geq 80$  kpc<sup>-2</sup>, 空間数密度  $\geq 330$  kpc<sup>-3</sup>, 生成率  $\sim 8 \times 10^{-8}$  kpc<sup>-3</sup> yr<sup>-1</sup> と大きい値となった (Pottasch 等の距離を採用すると更に大きい値となる)。惑星状星雲は複数回放出される、膨脹速度は減速される、と仮定しないと白色矮星の数と一致しない (Ishida, Weinberger, Astr. Astrophys. 178, 227 (1987)). 石田憲一 (東京天文台 木曾)

Table 3. Planetary nebulae with distances  $\leq 0.50$  kpc

Name	R.A. (1950)	Decl.	l	b	D (kpc)	q (kpc)	z (kpc)	d/2	r (pc)
S176	00 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup> 1	+57°06'	120°29	-05°39	0.27	0.27	-0.03	359"	0.47
NGC246	00 44.5	-12 09	118.87	-74.71	0.47	0.12	-0.45	125	0.28
S188	01 27.4	+58 07	128.07	-04.11	0.22	0.22	-0.02	270	0.29
HFC1	02 59.4	+64 44	136.36	+05.56	0.37	0.37	+0.04	450	0.81
H44	03 23.8	+45 14	149.50	-09.28	0.41	0.40	-0.07	240	0.48
NGC1360	03 31.1	-26 02	220.36	-53.93	0.30	0.18	-0.24	198	0.29
IW1	03 45.4	+49 51	149.71	-03.40	0.33	0.33	-0.02	390	0.62
NGC1514	04 06.1	+30 39	165.53	-15.29	0.40	0.39	-0.11	64	0.12
S216	04 37.3	+46 35	158.23	+00.15	0.04	0.04	+0.00	3000	0.58
A7	05 00.9	-15 40	215.56	-30.84	0.22	0.19	-0.11	382	0.41
I418	05 25.2	-12 44	215.21	-24.28	0.48	0.44	-0.20	6	0.01
WDHS1	05 56.6	+10 42	197.41	-06.44	0.32	0.32	-0.04	463	0.72
PW1	06 15.4	+55 38	158.92	+17.86	0.24	0.23	+0.07	600	0.70
K2-2	06 49.8	+10 02	204.16	+04.76	0.48	0.48	+0.04	207	0.48
A21	07 26.2	+13 21	205.14	+14.24	0.27	0.26	+0.07	319	0.42
A29	08 38.1	-20 44	244.60	+12.57	0.41	0.40	+0.09	201	0.40
A31	08 51.5	+09 05	219.13	+31.29	0.24	0.21	+0.12	485	0.56
EGB6	09 50.3	+13 59	221.59	+46.37	0.35	0.24	+0.25	359	0.61
He2-77	12 06.4	-62 59	298.18	-00.78	0.33	0.33	-0.00	11	0.02
A35	12 50.9	-22 36	303.57	+40.00	0.36	0.28	+0.23	400	0.70
LT5	12 53.1	+26 10	339.92	+88.46	0.40	0.01	+0.40	263	0.51
A36	13 38.0	-19 38	318.46	+41.50	0.38	0.28	+0.25	196	0.36
Cn1-1	15 47.7	-48 36	330.79	+04.14	0.45	0.45	+0.03	<0.5	<0.001
NGC6369	17 26.3	-23 43	002.43	+05.85	0.45	0.45	+0.05	15	0.03
S68	18 22.4	+00 50	030.67	+06.28	0.31	0.31	+0.03	199	0.30
A62	19 30.9	+10 30	047.18	-04.30	0.50	0.50	-0.04	81	0.20
NGC6853	19 57.5	+22 35	060.84	-03.71	0.27	0.27	-0.02	208	0.27
A74	21 14.7	+24 00	072.71	-17.12	0.23	0.22	-0.07	415	0.46
IW2	22 12.0	+65 40	107.74	+07.81	0.26	0.26	+0.04	449	0.57
DH5	22 18.4	+70 41	111.09	+11.64	0.40	0.39	+0.08	264	0.51
NGC7293	22 26.9	-21 06	036.16	-57.12	0.16	0.09	-0.13	402	0.31
PHL932	00 57.3	+15 28	125.94	-47.09	0.59	0.40	-0.43	138	0.40
Lo1	02 55.0	-44 23	255.35	-59.64	0.80	0.40	-0.69	187	0.72
NGC2474-5	07 54.0	+53 33	164.81	+31.18	0.58	0.50	+0.30	194	0.54
NGC3587	11 11.9	+55 17	148.50	+57.06	0.59	0.32	+0.50	100	0.29
H4-1	12 57.1	+27 54	049.24	+88.16	11.87	0.38	+11.86	3	0.17

## 太陽フレアの Delayed Acceleration

太陽フレアの粒子加速は、ふつう立上り時に急激に起り数分で終了する。しかし、稀ではあるが立上り時の加速が終って約1時間も経過した後、エネルギーの高い粒子が作られるフレアがある。図は1984年4月25日の例で、電波、X線ともフレア開始から1時間後に緩やかな、しかし顕著な増加を示している。H $\alpha$ 線ではっきりした輝きがみられないことなどから、コロナ上空のスケールの大きな磁気ループの中で加速が起っていると推測される。フレア初期の擾乱が引金となり大規模な磁力線のつなぎ替えが起り、それが加速の原因となるのであろうか。フレアの遅い時期に起る加速ということで、‘de-



layed’ acceleration と名付けたが、論文の方も日、米、豪を往復する間に遅れ、‘delayed’ publication となってしまった。(Kai et al.: Evidence for a Delayed Acceleration Process in Solar Flares, *Solar Phys.* (1986), **105**, 383) 甲斐敬造 (東京天文台)

## 捩れた磁場構造を持った紅炎の回転噴出

強い太陽面爆発に伴って、サージやスプレイと呼ばれる紅炎の噴出現象が観測されることがある。特にスプレイは、数百 km/s という高速で太陽重力を振り切って惑星間空間に放出されるので、真にダイナミックな現象である。この様な紅炎噴出の加速機構を知る為には、準安定から不安定に移行する噴出初期の形態変化を調べなければならないが、飛騨天文台の DST で得られた高分解観測は数少い貴重な例である (*Solar Physics*, **108**, 251 (1987)). 写真 (a) では、フレアの左下に、見事ならせん状に捩れた紅炎 (ダークフィラメント) の噴出直前の姿を見ることができる。この後、紅炎はその捩れが解ける方向に回転しながら、写真 (b) の如く激しく噴出したのである。この回転噴出の主な特性は、内田・柴田 (P.A.S.J. **37**, 515 (1985)) の sweeping-magnetic-twist 機構、即ち磁束管の捩れに基づく磁気圧勾配によって、磁束管に沿った方向に加速する機構によってかなり良く説明できるようなのである。

黒河宏企 (京大理附属天文台)



写真 (a) 上段. らせん状に捩れた紅炎 (フィラメント) の噴出直前の姿. H $\alpha$  中心で 1984 年 4 月 25 日 00 27 UT 撮影.

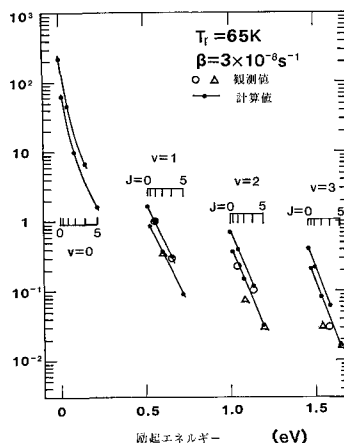
写真 (b) 下段. 回転噴出している紅炎 (フレアスプレイ). H $\alpha$ +0.8 Å で 00 49 UT 撮影.

—天文学最前線—

## NGC 2023 における水素分子のパラ・オルソ比

反射星雲 NGC 2023 で見えている振動励起  $H_2$  は、波長 1000 Å 位の紫外光により間接励起されたものであるが、同じ紫外光により  $H_2$  はある確率でこわれるから、もし平衡を仮定してよければ、いまある  $H_2$  は比較的近い過去に作られたものである。星間塵表面で再生された  $H_2$  の回転・振動分布については確立された理論はない。気相にとび出したあと  $H$  又は  $H^+$  との反応でパラ (p), オルソ (o) 比は徐々に気温に相当する値に近づく。紫外光を受けている場所は 200 K 以上と思われるので、p/o 比の目標値は 1/3 であるが、Hasegawa et al. [Ap. J. (Lett.) 318, L77 (1987)] の観測値はこれより相当大きい。塵表面でできる  $H_2$  の回転温度  $T_r$  が 60~70 K で、作られて十分時間がたたないうちに紫外線でこわれるとして観測された赤外スペクトル線強度分布をほぼ説明できる [Takayanagi et al., Ap. J. (Lett.) 318, L81 (1987)]. 塵表面を離れる  $H_2$  の振動温度が  $T_r$  と同じであるかどうかについては諸説があり、今後の研究課題である。

高柳和夫 (宇宙研)



$H_2$  の振動 ( $v$ )・回転 ( $J$ ) 分布を準位の統計的重みで割ったもの。観測値と計算値は ( $v, J$ )=(1, 2) でそろえてある。 $T_r$  及び  $H_2$  が紫外光を吸う rate  $\beta$  は観測に合うように選んだ。

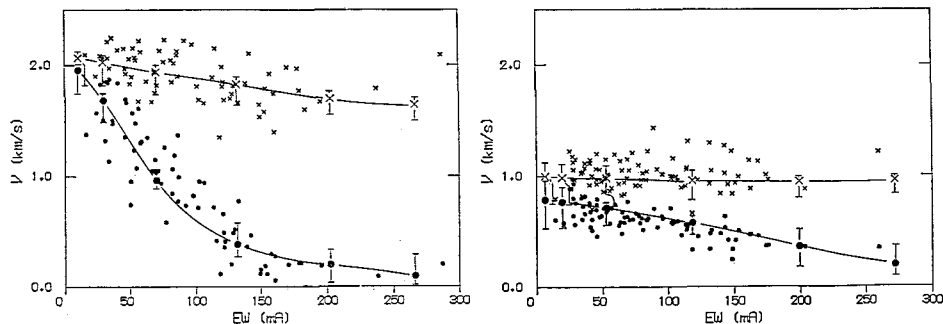
## 多数の吸収線でみたエバーシェッド効果

—流れ出たガスはどこへ行くのか—

太陽黒点をとりまく半暗部には、常に黒点暗部から外へ向かう顕著なガスの流れが存在する (エバーシェッド流)。暗部から流れ出したこのガスは、いったいどこへ行くのだろうか? ひとつの考え方は、黒点外縁に来て光球の下へもぐってしまうというものであり、もうひとつは、外縁に来て密度が低くなり、すけすけになって見えなくなる、という考え方である。この問題に答えるために、半暗部の異なる場所でエバーシェッド速度の見え方の吸収線等価幅に対する依存性 (ガスの流れの深さに対する依存性) を調べた。結果は、黒点外縁では内部に

くらべて、等価幅に対する速度の依存性が弱くなっており、ガスの流れは、光学的により浅いところを通っていることを示している。従って、密度が低くなって見えなくなる、という考え方が正しいようだ。このことは又、黒点半暗部の起源として、以下の描象を示唆している。半暗部とは、光球にかかった磁力線に沿って流れだすガスが線条を形成し、それが集まってできたものである。(P.A.S.J. 39, 329 (1987))

一本 潔 (東京天文台)



吸収線等価幅に対するエバーシェッド速度の依存性。左: 半暗部内部。右: 半暗部外縁。●は吸収線の底, ×は吸収線のすそで測った速度をあらわす。