
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI
RENDICONTI

LIVIO GRATTON

Il nucleo della Galassia

Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 78 (1985), n.6, p. 355–377.

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1985_8_78_6_355_0>

L'utilizzo e la stampa di questo documento digitale è consentito liberamente per motivi di ricerca e studio. Non è consentito l'utilizzo dello stesso per motivi commerciali. Tutte le copie di questo documento devono riportare questo avvertimento.

*Articolo digitalizzato nel quadro del programma
bdim (Biblioteca Digitale Italiana di Matematica)*

SIMAI & UMI

<http://www.bdim.eu/>

LIVIO GRATTON

IL NUCLEO DELLA GALASSIA (*)

1. INTRODUZIONE

Le tecniche moderne di osservazione (radioastronomia, astronomia nell'infrarosso e in raggi X) hanno mostrato che le regioni centrali delle grandi galassie sono spesso sede di un'attività che si manifesta con una emissione per lo più non-termica estremamente intensa di onde elettromagnetiche in tutte le regioni spettrali, spesso accompagnata da espulsione di masse con velocità che possono raggiungere l'ordine di grandezza di c . Questa attività ha sede in corpi compatti (eventualmente anche più di uno per galassia) con una massa compresa tra 10^7 e $10^{11} M_{\odot}$ ($1 M_{\odot}$ = massa del sole = 2×10^{33} grammi) e dimensioni dell'ordine di quelle dell'orbita terrestre ($< 10^{13}$ o 10^{14} cm): i cosiddetti *nuclei galattici*.

Il caso più noto è quello delle *quasar* e altri oggetti analoghi (BL *Lacertae*), in cui la luminosità ottica dell'oggetto compatto è molte volte maggiore di quello della galassia ospite, al punto che spesso questa non è più visibile (Hutchings and Crampton 1984, Malkan *et al.*, 1984).

Nelle *radiogalassie* propriamente dette, per lo più la radioemissione proviene da nubi di plasma esterne alla galassia ottica, ma non c'è dubbio che l'origine dell'attività risieda sempre nel centro di quest'ultima (per l'evidenza sperimentale diretta vedi, per esempio Bridle and Perley, 1984). Un altro caso importante è quello delle *galassie di Seyfert*, in cui le regioni centrali sono sede di emissioni ottica infrarossa e radio particolarmente intense, nonché di importanti movimenti di masse. Un'attività analoga, benché su scala molto minore esiste anche nelle regioni centrali della Galassia e di molte (forse tutte) le spirali « normali » (Keel, 1983; Hummel *et al.*, 1984). Recentemente è stata segnalata la possibilità dell'esistenza di un corpo compatto (inattivo) di grande massa nel centro di M 32, una delle galassie ellittiche compagne di M 31 (Tonry, 1984).

L'idea corrente è che i processi fisici a cui si deve questa attività siano gli stessi in tutti i casi, incluso quello del centro galattico, le differenze essendo

(*) Conferenza tenuta nella seduta del 28 giugno 1985.

essenzialmente una questione di intensità. Gli ordini di grandezza delle energie emesse sono in media:

quasar:	10^{47} erg/sec
nucleo di una galassia di Seyfert:	10^{44} erg/sec
nucleo della Galassia:	10^{41} erg/sec

Benché l'attività del nucleo della Galassia sia molto modesta, lo studio della struttura del centro galattico ha un interesse particolare, data la relativa prossimità che consente un'osservazione estremamente più dettagliata che in qualsiasi altro caso; a una distanza di 8.5 kpc, che in questo seminario sarà adottata come distanza del centro della Galassia, $1'' = 0.041 \text{ pc} = 1.3 \times 10^{17} \text{ cm}$; alla distanza della galassia più vicina, M 31, invece $1'' = 3.2 \text{ pc}$. La possibilità di ottenere dettagli di dimensioni di qualche centesimo di pc è di enorme importanza per comprendere la struttura dell'oggetto compatto re-

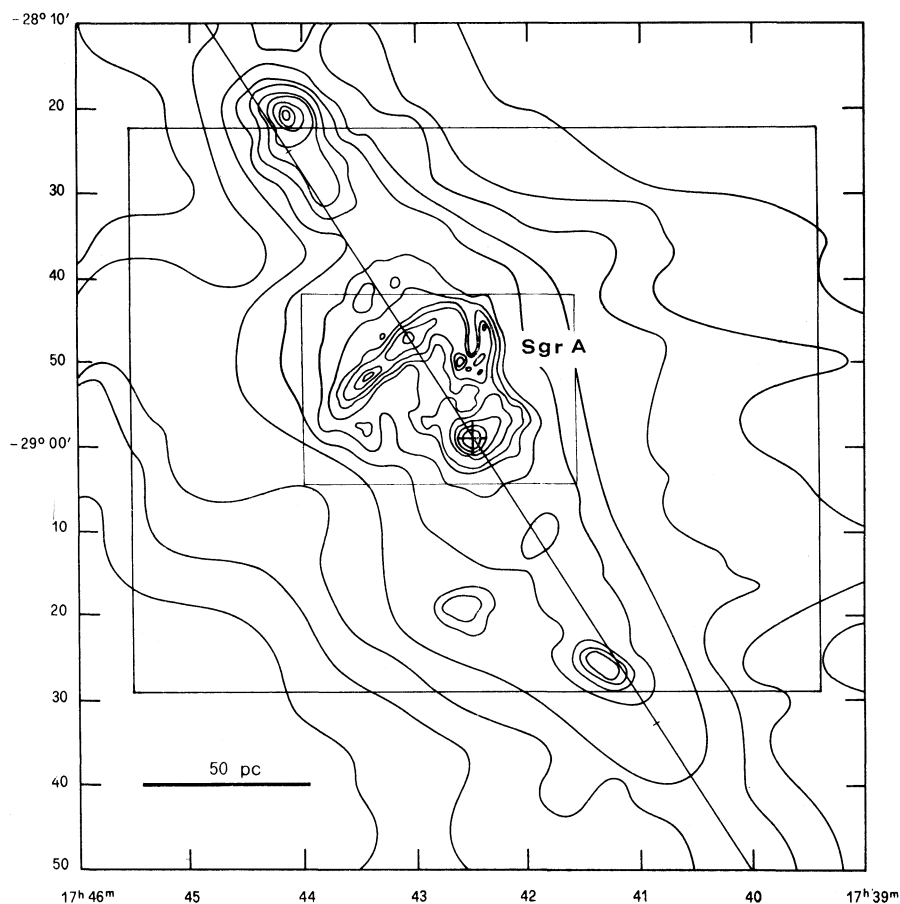


Fig. 1. - *Radio-isofote nella regione centrale della Galassia* (Downes *et al.*, 1966; le tre isofote esterne provengono da altre fonti e servono per mostrare come la radioemissione è ancora dominata dalla regione centrale fino a qualche centinaio di pc). I rettangoli corrispondono ai limiti delle figg. 2 e 3; la linea obliqua rappresenta l'equatore galattico.

sponsabile dell'attività e di ricavarne qualche indicazione sulla natura di questa e di quella dei nuclei galattici più attivi.

Secondo il modello classico della distribuzione di masse nella Galassia si trova necessario supporre una massa centrale di $0.7 \times 10^{10} M_{\odot}$ entro un raggio di 3.5 kpc per rappresentare la variazione della velocità circolare con la distanza dal centro (Schmidt, 1965).

Oort (1982) distingue tre regioni nella parte centrale della Galassia:

- a) il « nucleo » entro circa 1 pc dal centro;
- b) una regione entro circa 300 pc caratterizzata da dense nubi molecolari; recentemente in questa regione sono state scoperte numerose stelle OH/IR (Winnberg *et al.*, 1985);
- c) la regione fra 1 e 3 kpc.

In questo seminario l'interesse principale si rivolge al nucleo cioè alla regione compresa entro un raggio di 1 o 2 pc. Come si vedrà la densità in questa regione è dell'ordine di $10^6 M_{\odot}$ per pc^3 , cioè per molti ordini di grandezza superiore alla densità stellare nel punto dove si trova il sole ($< 0.2 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$) e maggiore anche di quella esistente nel centro degli ammassi globulari.

L'osservazione ottica del nucleo della Galassia è impedita dalla presenza di grandi nubi di assorbimento nella direzione della costellazione del Sagittario; a 0.98μ l'assorbimento è di 14.5 magnitudini; questo, estrapolato allo spettro ottico, corrisponde a circa 38 magnitudini (Henry *et al.*, 1984). Perciò la rivelazione di condizioni fisiche insolite nel centro della Galassia si deve alle prime osservazioni radioastronomiche con la scoperta di una intensa radioemissione proveniente da un'area di circa $2^{\circ} \times 1^{\circ}$ della sfera celeste nella direzione del centro galattico individuato dalla rotazione della Galassia.

All'interno di quest'area si trovano vari picchi o massimi di intensità più o meno allineati lungo l'equatore galattico; il maggiore di questi è la sorgente denominata Sgr A, la quale si trova a meno di 5 arcmin dalla direzione del centro (fig. 1, Downes *et al.*, 1965); questo è anche il limite di errore con cui il centro può essere determinato dallo studio dei moti stellari.

La radiazione è prevalentemente di origine termica, cioè si deve a nubi di gas ionizzato da luce ultravioletta stellare o di altra origine; le stelle sono naturalmente invisibili a causa dell'assorbimento. L'emissione del gas consiste in uno spettro continuo e anche in un certo numero di righe di emissione, le quali possono essere osservate se cadono nelle bande radio e infrarossa. Si osservano in tal modo tra l'altro, oltre agli atomi H, He, O, Ne e altri, anche vari composti molecolari: CO, NH_3 , H_2CO , ecc. . . .

Quasi esattamente nel centro di Sgr A fin dal 1974 è stata scoperta per mezzo della interferometria a grandissima base (VLBI) una sorgente non-termica estremamente compatta di diametro minore di $0''.01$ ($= 1.3 \times 10^{15} \text{ cm}$, cioè minore di 5 volte il diametro dell'orbita terrestre, Balick and Brown, 1974). La sorgente è variabile; a 5 GHz il flusso è circa raddoppiato in 2 anni (Brown *et al.*, 1981).

Nel seguito mi riferirò a questa radiosorgente compatta come Sgr A*. La sua posizione è

$$\alpha = 17^h 42^m 29^s.34 \qquad \delta = -28^\circ 59' 18''.6 \text{ (1950)}$$

(Brown *et al.*, 1981).

Le osservazioni a 2.2μ indicano una grande concentrazione di *sorgenti infrarosse* in tutta la regione, ma specialmente in corrispondenza di Sgr A (Tav. I). La maggior parte delle sorgenti infrarosse puntiformi sono in realtà stelle di bassa temperatura relativamente vicine non collegate col centro galattico.

Nell'area di Sgr A esistono anche una dozzina di sorgenti X localizzate (« puntiformi »), una delle quali coincidente con il centro, e una intensa emissione X diffusa (Watson *et al.*, 1981; Matteson 1982).

Uno dei risultati più interessanti, il quale dimostra come nella regione centrale della Galassia si svolgono processi fisici insoliti, è la scoperta (Johnson and Haymes, 1973) di una sorgente di raggi gamma con una energia di 511 keV, l'energia di annichilazione di una coppia elettrone-positrone. Questo è l'unico caso di osservazioni di radiazione di annichilazione di coppie in fenomeni astrofisici, se si eccettuano alcuni brillamenti solari.

La disponibilità di una strumentazione molto più raffinata ha consentito negli ultimi anni di raccogliere copiose informazioni riguardanti particolari strutturali e dinamici relativi alla regione centrale della Galassia e specialmente dell'oggetto Sgr A; la maggior parte delle notizie che seguono sono ricavate, per ciò che riguarda le lunghezze d'onda centimetriche, da osservazioni ottenute dopo il 1980 con il cosiddetto « *Very Large Array* » (VLA) e per l'infrarosso con nuovi rivelatori associati a grandi telescopi esistenti da qualche anno anche nell'emisfero australe.

Rassegne recenti delle osservazioni relative al centro galattico sono dovute a Oort (1977) e a Brown e Liszt (1984). Un importante simposio dedicato agli stessi problemi si è svolto nel 1982 a cura dell'American Institut of Physics (Riegler and Blandford, 1982, citato come AIP 83 nella bibliografia).

2. IL CENTRO GALATTICO

La Tavola II (Yusuf-Zadeh *et al.*, 1984) mostra il centro galattico a 22 cm da osservazioni con il VLA; i dettagli più minuti della figura hanno dimensioni minori di $9''$ (0.4 pc). L'area a forma di cuore, che occupa il quadrante inferiore destro, contiene Sgr A, con la sorgente compatta Sgr A* un poco a sinistra del centro. Il grande arco nel quadrante superiore sinistro, formato da 4 o 5 filamenti, si estende per circa 50 pc perpendicolarmente all'equatore galattico ed è visibile anche nella fig. 1; esso è riunito all'area di Sgr A da un certo numero di filamenti di forma circolare che lo attraversano quasi perpendicolarmente. L'arco dà l'impressione di essere una parte di un anello circolare centrato su Sgr A con un raggio di un centinaio di parsec, visto obliquamente, ma sono possibili anche altre interpretazioni; in effetti altre osservazioni mostrano

che l'arco si può seguire fino a una distanza di 1° o 150 pc dall'equatore galattico (Sofue and Handa, 1984).

L'emissione infrarossa ha la sua massima intensità nell'area più ristretta che corrisponde alla sorgente Sgr A vera e propria e si estende in modo asimmetrico anche all'area occupata dai filamenti circolari, ma non al grande arco. Più o meno la stessa è l'area occupata dalla radiazione X diffusa.

L'emissione dell'arco è polarizzata; presumibilmente perciò l'arco è formato da plasma relativistico che emette radiazione di sincrotrone. Il resto è costituito da nubi di gas e polvere; il gas è prevalentemente eccitato da luce ultravioletta come avviene nelle normali regioni H II. In qualche parte deve esistere un oggetto responsabile dell'accelerazione degli elettroni del plasma dell'arco fino a energie relativistiche; per non moltiplicare il numero di oggetti « esotici » nella regione è naturale pensare che si tratti dello stesso oggetto che genera i positroni cui si deve la radiazione di 0.511 Mev e identificarlo con la radiosorgente compatta non-termica Sgr A*.

La radiosorgente Sgr A occupa un'area di circa 4.5×3.5 arcmin ($\approx 11 \times 9$ pc) e può essere separata in due componenti: Sgr AE e Sgr AW.

La componente Sgr AE, di natura non-termica, è molto probabilmente un *resto di supernova*, uno dei maggiori esistenti nella Galassia (Ekers *et al.*, 1983); le dimensioni sono circa 8×10.5 pc e la distanza (proiettata) dal centro è 2.5 pc. Se si tratta di un resto di supernova si deve ammettere che la vita media dei resti di supernova nel centro galattico sia più lunga della media in tutta una galassia (cosa non improbabile data l'elevata densità di gas e polvere nella regione). Recentemente (Ho *et al.*, 1985) è stata suggerita la possibilità di un secondo resto di supernova a circa 7 pc dal centro.

La componente Sgr AW, che è quella che maggiormente ci interessa, è di natura termica, a parte la sorgente compatta Sgr A* che si trova quasi esattamente nel suo centro.

2.1. *Struttura di Sgr AW; l'anello di 2 pc.*

Il riconoscimento della struttura di Sgr AW dipende dal confronto di osservazioni radio e infrarosse che si riferiscono sia a un'emissione monocromatica (« righe spettrali ») e sia al continuo; è necessario perciò tener presente quanto segue:

a) Le *righe spettrali* sono per lo più *righe di ricombinazione* e quindi anche nel caso dell'H sono associate con *gas ionizzato*; fanno eccezione le righe dell'O e quelle delle molecole, la cui eccitazione è essenzialmente *collisionale*.

b) Il *continuo radio* si deve soprattutto alla ricombinazione dell'H (« Bremsstrahlung ») e quindi rispecchia anch'esso la distribuzione del *gas ionizzato*.

c) Il *continuo infrarosso* è invece dovuto prevalentemente alla *polvere* riscaldata da luce visibile e ultravioletta e da collisioni con le particelle del gas.

Ciò premesso, nelle immagini ottenute a 6 cm e a 20 cm con il VLA (fig. 2) che mostrano dettagli fino a $1''$ (circa 0.05 pc), Sgr AW appare come una spi-

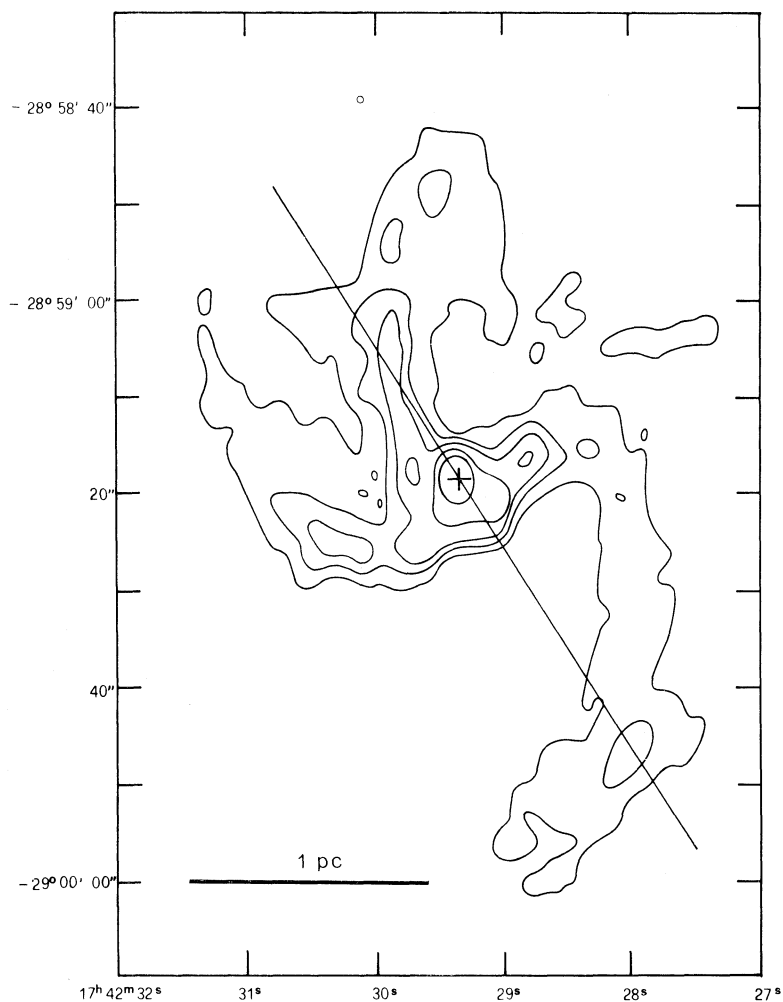


Fig. 2. - Sgr AW (*la spirale centrale*) a 6 cm. Vedi il testo per la descrizione. Il potere separatore è di circa $1''$.

rale a 4 braccia che convergono (ma non esattamente) nel punto corrispondente alla sorgente compatta Sgr A* (Lo and Claussen, 1983; Ekers *et al.*, 1983). In realtà bisogna distinguere tra i due bracci principali nord e sud che si estendono per circa 1.5 pc parallelamente all'equatore galattico e gli altri due perpendicolari ad esso e alquanto più corti (v. più avanti, sez. 2.2).

L'emissione infrarossa a 2.2μ (Becklin and Neugebauer, 1975) è dominata da una ventina di sorgenti discrete (quasi puntiformi), una delle quali, IRS 16, coincide con Sgr A* (vedi sez. 2.3).

A 10μ solo una metà delle sorgenti discrete è visibile; l'emissione diffusa è assai più regolare e si addensa lungo una linea che corrisponde a una parte del braccio nord e al principio del braccio sud della spirale radio (fig. 2). L'emis-

sione diffusa è certamente dovuta a polvere; almeno una parte delle sorgenti infrarosse sono stelle di grande luminosità.

Lacy *et al.* (1980) hanno osservato nella regione una dozzina di nubecole compatte di gas ionizzato (regioni H II), otto delle quali coincidono con le sorgenti infrarosse. Le densità elettroniche tipiche di queste nubecole sono $n_e \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$; le loro masse vanno da 0.1 a $10 M_\odot$, i diametri da 0.1 a 0.5 pc e la dispersione interna delle velocità è di circa 100 km/s (Lacy *et al.*, 1980). Esse sono perciò instabili con una vita media di circa 10 anni e devono formarsi al tasso di 2×10^{-3} per anno.

Le osservazioni nel lontano infrarosso; fra 30 e 100μ (Becklin *et al.*, 1982) indicano una diminuzione della densità della polvere verso il centro e suggeri-

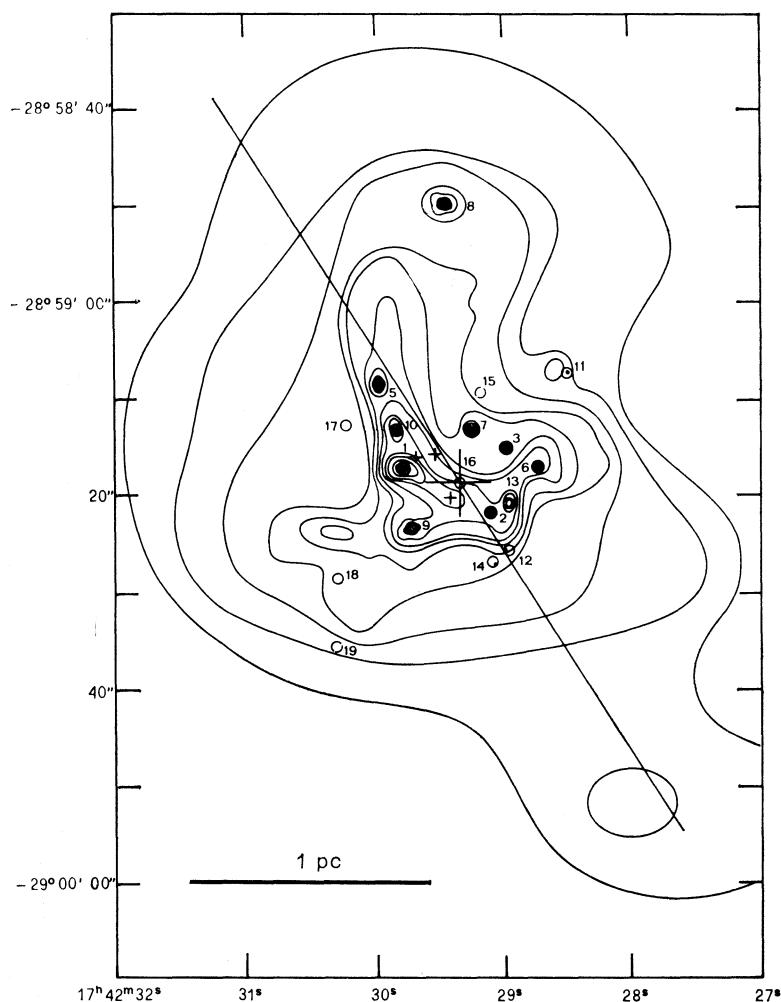


Fig. 3. — Sgr AW (regione centrale) nell'infrarosso (10μ). La figura è disegnata alla medesima scala della fig. 2. Fondamentalmente l'emissione radio è associata a gas ionizzato, quella infrarossa a gas neutro, molecole e polvere; la polvere si estende anche a distanze maggiori. Sono indicate anche le sorgenti infrarosse « puntiformi ».

scono che essa formi un grande anello o *toro* con un raggio interno di $30''$ e uno esterno di $70''$ circa (1 e 3 pc rispettivamente), il cui piano coincide con il piano galattico. È probabile che la polvere sia riscaldata dalla radiazione emessa da uno o più oggetti centrali con una luminosità totale tra 1 e $3 \times 10^7 L_{\odot}$ ($1 L_{\odot} \equiv$ luminosità del sole, 3.83×10^{33} erg/sec), che è responsabile anche della ionizzazione del gas della « spirale ». La temperatura della polvere è valutata a circa 70° K a 2 pc dal centro.

Una distribuzione sostanzialmente identica risulta dall'osservazione delle molecole e della riga dell'[O] (Liszt and Burton, 1984; Genzel *et al.*, 1984). L'anello è quindi formato da gas neutro e polvere. Esso ruota con una velocità di circa 110 km/sec; che, interpretata come la velocità su un'orbita circolare, indica una massa $M \approx 7 \times 10^6 M_{\odot}$ interna a 2.5 pc; la massa dell'anello è incerta, ma si può valutare a qualche migliaio di masse solari, con una densità media di circa 5×10^3 atomi per cm^3 .

2.2. Distribuzione e cinematica del gas ionizzato.

Analizzando il moto delle nubecole di gas ionizzato, Lacy e i suoi collaboratori concludono che il campo gravitazionale potrebbe essere prodotto da un oggetto puntiforme centrale con una massa di $3 \times 10^6 M_{\odot}$ e da una massa altrettanto grande distribuita uniformemente entro il raggio di 1 pc; tuttavia essi propendono verso una distribuzione uniforme di massa corrispondente a circa $10^7 M_{\odot}$ senza oggetto centrale (Lacy *et al.*, 1982). Questa analisi dipende però dall'ipotesi di un moto « random » di nubi indipendenti; ipotesi che appare ora poco probabile (vedi anche Ekers *et al.*, 1983).

Sovrapponendo tutte le osservazioni di velocità esistenti - Lacy *et al.*, 1980, Lacy *et al.*, 1982 (riga di 12.8μ , Ne II), Bregman and Schwarz, 1981 (H 110 α), van Gorkom *et al.*, 1984 (H 76 α), Genzel *et al.*, 1984 (riga di 63.2μ , [O I]) - alle mappe radio di Sgr AW, si ricava che: (1) le velocità del gas che forma il braccio nord sono positive e quelle del braccio sud negative; in entrambi i casi esse *crescono* in valore assoluto con la distanza dal centro (Sgr A*); (2) le velocità sono positive sul braccio ovest e negative sul braccio est; in entrambi i casi esse *crescono* in valore assoluto al diminuire della distanza dall'equatore galattico, dove si verifica una discontinuità da $+250$ a -250 km/sec (cfr. anche la fig. 2 in Schwarz 1984).

Il modo più semplice e naturale di interpretare queste velocità sembra essere il seguente:

a) I bracci nord e sud sono parte di un *disco* o *anello* irregolare, il quale ruota intorno a un asse che si proietta lungo una linea perpendicolare all'equatore galattico e forma un angolo i con la visuale; se $i \approx 90^{\circ}$ l'asse sarebbe naturalmente coincidente con quello della rotazione generale della Galassia. La velocità di rotazione è di circa 90 km/sec a $35''$ dall'asse ($1.4 \text{ pc} = 4.4 \times 10^{18} \text{ cm}$). Se questa velocità è quella di un'orbita circolare, la massa interna a 1.4 pc è circa 5.4×10^{39} grammi $\approx 2.7 \times 10^6 M_{\odot}$.

Il bordo esterno di questo disco di gas ionizzato si sovrappone al bordo interno del grande anello corrispondente alla distribuzione della polvere e del gas neutro. La forma dei bracci suggerisce una inclinazione di circa 20° sull'equatore galattico ($i = 70^\circ$ o 110°), ma in ogni modo la struttura è alquanto irregolare e suggerisce una instabilità del disco o perturbazioni da cause esterne (per esempio la supernova di Sgr AE).

Il livello di eccitazione e di ionizzazione del gas è un poco inferiore a quello delle ordinarie regioni H II galattiche; esso richiede una sorgente centrale a temperatura elevata con una luminosità bolometrica circa $2 \times 10^7 L_\odot$ (10^{41} erg/sec). La sorgente deve essere in grado di emettere un flusso di 10^{51} fotoni per sec con frequenza superiore al limite della serie di Lyman (Lacy *et al.*, 1980, Lacy *et al.*, 1982).

Le possibilità da considerare sono: circa 200 stelle di tipo 09.5 (temperatura $\approx 35\,000$ °K) oppure un unico corpo a una temperatura efficace un poco inferiore ($31\,000$ °K) e con una superficie tale da dar luogo a una luminosità $L = 2 \times 10^7 L_\odot$ (un'area effettiva dell'ordine di 1.5×10^{27} cm, ossia un raggio di 10^{13} cm, circa 100 volte il raggio solare).

b) I bracci est e ovest corrispondono invece a un flusso di materia che *cade* sul centro o *fuoriesce* da questo, a seconda che i è minore o maggiore di 90° . La velocità di caduta (o di espulsione), $v \cos i$, è di 260 km/sec a $10''$ (≈ 0.4 pc o 1.3×10^{18} cm) dal centro e si riduce alla metà a $30''$. Se $i = 80^\circ$ (o 100°) $v = \approx 1500$ km/sec e se $i = 89^\circ$ (o 91°) $v = \approx 15000$ km/sec. Ekers *et al.* (1984) ricavano un flusso compreso tra 10^{-4} e $10^{-2} M_\odot$ per anno, ma notano che non è possibile decidere per ora tra un'espulsione di materiale dal centro e un moto di caduta. Nell'ipotesi dell'espulsione i bracci est ovest della spirale potrebbero corrispondere a due «jet» opposti come quelli che si osservano in molte sorgenti extragalattiche con una velocità molto maggiore. In tal caso, però, il centro dell'emissione non coinciderebbe con Sgr A* (o IRS 16), che si trova a circa $3''$ a nord dell'asse del «jet». Per altre interpretazioni si veda Brown (1982).

In una regione di circa $3.6''$ intorno al centro della sorgente IRS 16 e solo in quel punto le righe 2.06μ He II e 4.05μ H (Br α) mostrano due componenti sovrapposte, una sottile e una allargata (Geballe *et al.*, 1982); quest'ultima si può interpretare come un flusso isotropico di circa $3 \times 10^{-3} M_\odot$ per anno *espulso* con una velocità di 700 km/sec. Le osservazioni non sono però incompatibili con l'ipotesi dei «jet».

Gatley *et al.* (1984) trovano che un flusso isotropico dello stesso ordine è necessario per spiegare la formazione di una regione centrale relativamente vuota di polvere e gas neutro; essi ritengono che questo vento sia anche responsabile dell'eccitazione del gas neutro e della polvere. In realtà tutta la struttura si può anche considerare come una sfera di Strömgren intorno a una sorgente centrale di alta temperatura coincidente con il centro di IRS 16. Una parte della radiazione ionizzante può anche essere dovuta a stelle.

2.3. IRS 16 e Sgr A*; osservazioni in raggi X e gamma.

Naturalmente un interesse particolare si rivolge al gas e alle sorgenti infrarosse più vicine alla radiosorgente compatta Sgr A* e soprattutto alla sorgente IRS 16; molto vicina si trova anche la sorgente IRS 1.

Le osservazioni più recenti con elevatissimo potere separatore (Bailey *et al.*, 1984, Henry *et al.*, 1984) permettono di separare IRS 1 e IRS 16 in varie componenti. Delle due componenti di IRS 1, IRS 1 E e IRS 1 W, la seconda fa in realtà parte di un unico complesso con IRS 16 (fig. 4).

Dopo sottratto il contributo dovuto ad altre sorgenti (quasi certamente stelle), IRS 16 contiene almeno tre componenti che, insieme con IRS 1 W, occupano un'area curva estesa circa $5''$ (0.2 pc) più o meno parallela all'equatore galattico; ma la « sorgente » più interessante è il centro stesso di IRS 16 non risolto nelle immagini infrarosse (Storey and Allen, 1983, Henry *et al.*, 1984, Geballe *et al.*, 1984).

Il centro di IRS 16 coincide con la posizione di Sgr A* a meno di $0''.3$ ($\pm 0''.5$) e non deve essere confuso con le sorgenti compatte come IRS 1 W, IRS 16 E, IRS 16 W. Dal confronto con la sorgente IRS 12 (una stella di tipo spettrale avanzato) si trova una distribuzione spettrale dell'emissione simile a una stella di alta temperatura (B0 ÷ O9) e una magnitudine assoluta -8.9 a 0.98μ ; se la temperatura è di $31\,000$ °K, risulta $L = 0.8 \times 10^7 L_{\odot}$ cioè circa la metà di quella necessaria a spiegare la ionizzazione e l'eccitazione del centro galattico ($2 \times 10^7 L_{\odot}$).

La sorgente Sgr A* è stata oggetto di numerose osservazioni dopo la scoperta del 1974 (vedi per esempio Brown *et al.*, 1981). Recentemente sono stati resi noti i risultati di vari anni di osservazione a mezzo VLBI (Lo *et al.*, 1985). La sorgente è stata osservata a 1.35, 3.6, 6 e 18 cm. A 3.6 cm la sorgente appare elongata con l'asse maggiore di $0''.0155 = 0.00064$ pc $= 2 \times 10^{15}$ cm, praticamente parallelo all'equatore galattico; il rapporto degli assi è di 0.55. La sorgente è quasi circolare a 1.35 cm. Il confronto con osservazioni precedenti durante 8 anni mostra che un'eventuale espansione della sorgente non può superare la velocità di 16 km/sec.

I dati principali si possono sintetizzare come segue:

Dimensioni della sorgente	3×10^{14} cm
Dipendenza delle dimens. dalla lung. d'onda	λ^2
Lunghezza dell'asse maggiore	$0''.0155 \pm 0.0001$
Angolo di posizione dell'asse maggiore	$98^\circ \pm 15^\circ$
Rapporto degli assi	0.55 ± 0.25
Velocità limite di una eventuale espansione	< 16 km/sec
Indice spettrale	0.25 circa
Radio-luminosità	2×10^{34} erg/sec
Temperatura di luminosità a 1.35 cm	$> 7 \times 10^8$ °K

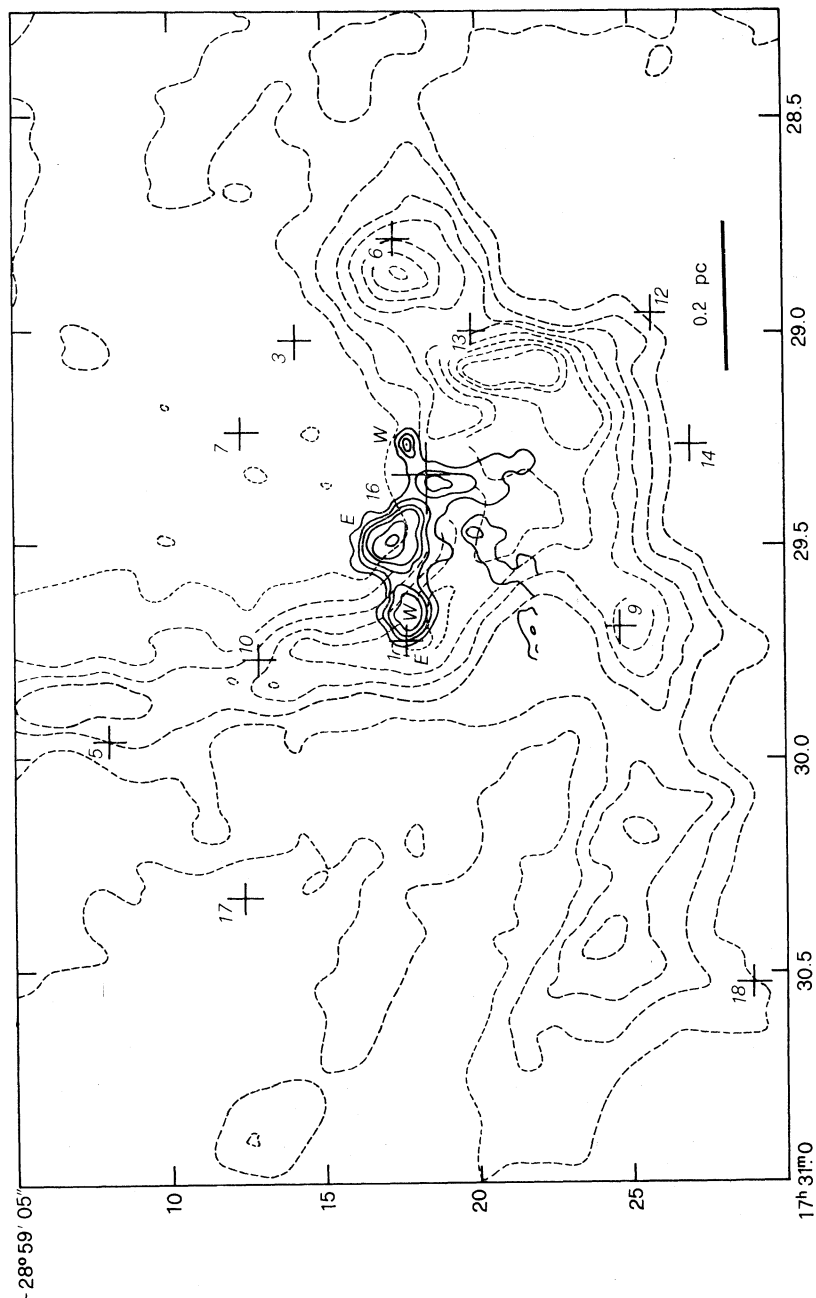


Fig. 4. — *La regione più interna di Sgr AW contenente IRS 16 e Sgr A*.* Le curve tratteggiate sono radio-isofote (vedi fig. 4); le curve continue sono isofote infrarosse della regione di IRS 16. Le croci indicano le sorgenti infrarosse (nubecole di gas ionizzato e stelle); la grande croce centrale mostra la posizione di Sgr A*. Per le sorgenti IRS 1 e IRS 16 sono indicate anche le componenti E e W.

Da queste osservazioni risulta che la regione da cui proviene la radio-emissione ha dimensioni da 10 a 100 volte maggiori di quelle della sorgente ionizzante. Ciò suggerisce un corpo che emette radiazione essenzialmente termica a una temperatura dell'ordine di 30 000 °K, circondato da una *corona* che emette radiazione non-termica alle lunghezze d'onda centimetriche. Un oggetto molto simile (ma più grande) si trova anche nel centro della spirale M 81 con una radioluminosità di 10^{37} o 10^{38} erg/sec (Bartel *et al.*, 1982).

Benché le posizioni delle sorgenti X osservate con il satellite Einstein siano definite solo entro circa 20'', non c'è dubbio che la sorgente più intensa osservata da Watson *et al.* (1981) è molto vicina a Sgr A* e possibilmente coincide con essa; la luminosità X è di 1.5×10^{37} erg/sec e lo spettro ha un massimo di intensità a circa 10^{13} Hz.

La posizione della sorgente gamma a 511 keV coincide con il centro galattico con un'incertezza di 4° , ma l'unicità del fenomeno non lascia dubbi sul fatto che essa si trovi nella regione di Sgr AW ed è naturale pensare che anche essa sia in qualche modo associata con Sgr A*. La fig. 5 rappresenta lo spet-

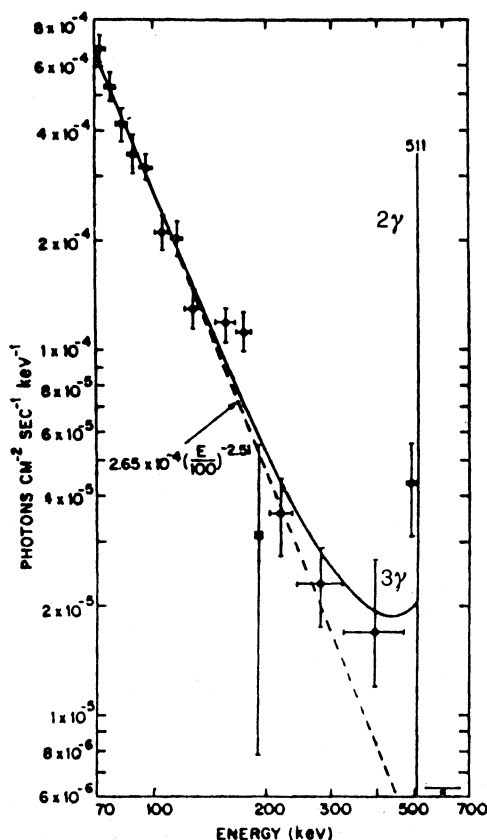


Fig. 5. - *Spettro dell'emissione gamma del centro galattico.* La retta tratteggiata corrisponde al fondo gamma continuo. La curva continua indica lo spettro gamma continuo dovuto al decadimento dell'ortopositronio (3 fotoni); la retta verticale mostra la « riga » di 511 keV dovuta al decadimento del parapositronio (2 fotoni).

tro gamma nella regione del centro galattico (Mac Callum and Leventhal, 1983; vedi anche Riegler *et al.*, 1983).

L'annichilazione dei positroni avviene quasi certamente dopo una previa formazione di positronio. Come è noto, gli stati del positronio si dividono in « parapositronio » (singoletti), che decade in *due fotoni* di 511 keV ciascuno, con una vita media di circa 10^{-10} sec, e « ortopositronio » (tripletti), che decade in *tre fotoni* con una vita media di 10^{-7} ; perciò il decadimento dell'ortopositronio dà luogo a un continuo con energia minore di 511 keV. Dalla teoria si sa che il decadimento del positronio in tre fotoni avviene 9 volte per ogni 2 decadimenti in due fotoni.

Secondo Riegler *et al.* l'intensità relativa del continuo rispetto alla « riga » e la piccola larghezza di questa indicano che la formazione del positronio e il suo successivo decadimento avvengono in un plasma di H a temperatura non molto alta ($< 5 \times 10^4$ °K), ma recentemente Zurek (1985) ha mostrato che la formazione e il decadimento avvengono molto probabilmente per cattura di positroni primari (vedi sez. 3.2) da parte di grani di polvere. La regione dove avviene la cattura può trovarsi nel grande anello di polvere o in una delle sorgenti infrarosse.

La sorgente è rimasta praticamente costante fino al 1977 (con un flusso medio di 0.00185 fotoni per cm^2 e per secondo); è andata poi diminuendo progressivamente e dal 1981 non è più stata osservata (Riegler *et al.*, 1981; Jacobson, 1982). Ciò richiede una sorgente capace di produrre 10^{43} positroni al secondo; i quali devono disintegrarsi entro una regione con dimensioni minori di $3.5 \times 10^{17} \text{ cm} = 0.1 \text{ pc}$.

La conclusione che si ricava da queste osservazioni è che tutta la fenomenologia del centro galattico è dominata da un oggetto compatto la cui posizione coincide con il centro di IRS 16. Questo oggetto è responsabile dei seguenti fatti:

- a) l'emissione non-termica di Sgr A*;
- b) la formazione di una sfera di Strömgren con un raggio di circa 2 pc;
- c) presumibilmente l'espulsione di un flusso gassoso dell'ordine di $10^{-3} M_{\odot}$ per anno (se il flusso è collimato la coincidenza con l'oggetto centrale non è perfetta);
- d) presumibilmente l'emissione di raggi gamma di 511 keV.

La massa dell'oggetto è dell'ordine di $3 \times 10^6 M_{\odot}$; la superficie che emette la radiazione ionizzante è di circa 10^{27} cm^2 (raggio circa 10^{13} cm) ed è circondata da una corona, da cui proviene la radioemissione di Sgr A*, la quale ha dimensioni da 10 a 100 volte maggiori. La luminosità è di $2 \times 10^7 L_{\odot}$.

3. MODELLO DEL NUCLEO GALATTICO

L'insieme dei fenomeni del centro galattico rende molto plausibile l'ipotesi che la sorgente centrale sia un oggetto radicalmente diverso dalle comuni strutture stellari, contenente qualche milione di masse solari entro un raggio minore

di 0.001 pc. D'altra parte, anche nel caso che nel centro della Galassia si trovi un ammasso con una densità di 10^6 stelle per pc^3 è molto probabile che una parte considerevole della massa sia andata a formare col tempo un corpo centrale compatto (Rees, 1977; 1978); se, per fissare le idee, supponiamo che questa massa sia $M = 3 \times 10^6 M_\odot$ il corpo centrale è necessariamente un *buco nero* (BH = *black hole*) il cui *raggio gravitazionale* è

$$(1) \quad R = GM/c^2 = 4 \times 10^{11} \text{ cm}.$$

La caduta di una massa proveniente dalle regioni circostanti sopra un BH di queste dimensioni provvede un meccanismo assai efficiente per alimentare il flusso di radiazione del nucleo galattico. La trasformazione dell'energia gravitazionale in calore e il suo successivo irraggiamento non avviene nel BH, ma in un *disco o anello gassoso di accumulazione* stazionario che si forma intorno ad esso (Lynden-Bell, 1969; Lynden-Bell and Rees, 1971).

Il materiale del disco è fornito in parte dal gas delle regioni centrali della Galassia, ma la maggior parte si deve alla distruzione di stelle per effetto di marea e soprattutto per collisioni distruttive mutue (Lacy *et al.*, 1982). In realtà la regione interna a 2 o 3 pc si può immaginare come un *ammasso* stellare estremamente denso (10^6 stelle per pc^3) in regime stazionario « distruttivo » (Spitzer and Saslaw, 1966; Sanders, 1970): stelle si formano continuamente nelle dense nubi gassose, ma in gran parte sono distrutte dalle collisioni prima ancora di terminare il loro ciclo evolutivo.

È concepibile che tutto il sistema possieda un verso di rotazione, presumibilmente nella direzione di quello di tutta la Galassia; in questo caso il gas tende a raccogliersi in un disco parallelo al piano galattico, mentre l'ammasso stellare ha una distribuzione sferoidale, la cui presenza ha un effetto stabilizzante sul disco. La massa di questo è piccola rispetto alla massa totale delle stelle e del BH centrale. È ragionevole identificare il disco così formato con la regione H II chiamata Sgr AW; esso alimenta l'anello di accumulazione vero e proprio che costituisce la sorgente e la cui posizione coincide con IRS 16 e con Sgr A*.

In condizioni di stazionarietà le varie parti di un disco di accumulazione descrivono orbite kepleriane circolari con una velocità funzione della distanza: la viscosità del gas trasporta momento rotazionale dalle orbite più interne a quelle più esterne; l'energia del moto relativo è dissipata in calore e successivamente irradiata. In tal modo la viscosità determina una perdita di energia del moto di rotazione, il gas del disco si muove molto lentamente verso orbite sempre più interne fino a cadere sul corpo centrale. Il risultato finale è la conversione di energia gravitazionale in energia termica e successivamente in radiazione elettromagnetica (termica) entro il disco. Ovviamente a una distanza grande dal BH ($r \gg R$) si può ancora applicare senza errore apprezzabile la meccanica newtoniana; ma per $r \lesssim 10 R$ gli effetti relativistici divengono dominanti.

La trattazione « standard » di questo modello è ancora quella di Novikov e Thorne nella scuola di Les Houches del 1972 (Novikov and Thorne, 1973;

NT). Per una rassegna critica dei problemi relativi si veda Rees (1984 *a* e 1984 *b*) e soprattutto Begelman *et al.* (1984), che contiene un'ampia bibliografia. In generale, però, queste rassegne si riferiscono soprattutto ai *nuclei galattici attivi* e dedicano scarsa attenzione al nucleo della Galassia, la cui attività è molto più modesta.

3.1. *Cenni sulla geometria di Kerr; orbite circolari.*

Per una discussione della geometria dello spazio-tempo in prossimità di un BH si veda Misner *et al.*, 1973 (specialmente *Box* 33.1, 33.2, 33.3, 33.5 e anche fig. 25.2 e *Box* 25.6); per lo scopo di questo seminario basta ricordare quanto segue:

a) Qualunque possa essere stata la sua origine, un BH stazionario è completamente descritto da *tre parametri*: la massa M , il momento angolare S e la carica elettrica Q . Impiegando un sistema di unità di misura in cui G e c sono entrambi uguali a 1, M è uguale al raggio gravitazionale R . Conviene indicare anche con $a = S/M$ il momento angolare per unità di massa nelle stesse unità; a ha allora le dimensioni fisiche di R (lunghezza). La carica elettrica Q è sempre supposta nulla (*metrica di Kerr*). Se $a = 0$, la geometria è identica a quella ben nota definita dall'elemento lineare di Schwarzschild.

b) La geometria di Kerr possiede un *orizzonte degli eventi* (brevemente: «orizzonte»); le proprietà dell'orizzonte sono tali che nessun corpo o segnale luminoso può superare la superficie che lo definisce in un tempo finito provenendo dall'esterno e nello stesso modo nessun corpo o segnale può superarla provenendo dall'interno; è appunto da questa proprietà che deriva il nome di «buco nero». In termini geometrico-fisici ciò si deve al fatto che una *geodetica temporale*, cioè una linea oraria di un corpo nella regione esterna, diviene «spaziale» nella regione interna dopo aver attraversato l'orizzonte.

L'orizzonte è una sfera di raggio

$$(2) \quad R_H = R + \sqrt{R^2 - a^2}$$

da cui risulta che deve essere $a \leq R$, perché l'orizzonte sia una superficie reale. Si deve presumere perciò che se un corpo che possiede un momento angolare per unità di massa troppo grande forma per collasso un BH, esso debba liberarsi in qualche modo di una parte della massa, che trasporti con sé l'eccesso di momento angolare.

Se $a = 0$, $R_H = 2R$ (raggio di Schwarzschild). Se $a \neq 0$, oltre all'orizzonte esiste un'altra superficie con proprietà fisiche tipicamente relativistiche; questa viene chiamata il *limite statico* e ha come equazione

$$(3) \quad r_s = R + \sqrt{R^2 - a^2 \cos^2 \vartheta}$$

essendo ϑ l'angolo con l'asse dello spin. Il limite statico è quindi un ellissoide di rivoluzione che tocca l'orizzonte nei punti in cui esso è attraversato dall'asse (poli). Se $a=0$, l'orizzonte e il limite statico coincidono.

La regione compresa tra il limite statico e l'orizzonte è detta *ergosfera*; essa gode della proprietà che nessun corpo reale che si trovi entro questa regione può restare immobile relativamente a un osservatore lontano. La ragione di ciò è che entro l'ergosfera una linea dello spazio-tempo su cui varia solo il tempo e le coordinate spaziali sono costanti non può essere una linea temporale e quindi non può rappresentare la linea oraria di un corpo reale (neppure se sottoposto a forze).

D'altra parte non c'è nulla che impedisca a un corpo che proviene dall'esterno di entrare nell'ergosfera superando il limite statico e di uscirne successivamente. Ciò permette di *estrarre energia da un BH* (da cui il nome di ergosfera) con un meccanismo suggerito da Penrose: se un corpo attraversa il limite statico dall'esterno e per mezzo di un dispositivo interno opportuno viene poi separato in due parti, delle quali una è fatta cadere sull'orizzonte, mentre l'altra attraversa di nuovo il limite statico uscendo dall'ergosfera, la parte uscita può possedere un'energia maggiore di quella che possedeva tutto il corpo prima di entrarvi. Naturalmente l'energia è fornita dalla energia di rotazione del BH; c'è quindi un limite all'energia che è possibile estrarre in questo modo da un BH rotante.

c) Per la teoria dei dischi di accumulazione interessano le proprietà delle orbite circolari di una particella di prova nel piano equatoriale ($\vartheta = \pi/2$) di un BH rotante. Si trova che esistono orbite circolari stabili solo esternamente a un certo valore di r (diversamente dal caso newtoniano in cui si hanno orbite stabili a tutte le distanze). La tabella seguente contiene i valori r_l del raggio dell'orbita stabile più interna e i corrispondenti valori dell'energia e del momento per unità di massa, nei due casi limite $a=0$ e $a=R$ (per ottenere l'energia e il momento in unità ordinarie bisogna moltiplicare i numeri della tabella rispettivamente per c^2 e per cR).

Grandezza	Simbolo	$a = 0$	$a = R$
Raggio limite	r_l	$6R$	R
Energia per unità di massa . . .	E	$2\sqrt{2}/3$	$1/\sqrt{3}$
Energia di legame per u.d.m. . . .	$\epsilon = 1 - E$	0.0572	0.4226
Momento per unità di massa . . .	J	$2\sqrt{3}$	$2/\sqrt{3}$

La viscosità del gas può mantenere il flusso con trasformazione di energia gravitazionale in radiazione fino al raggio dell'orbita interna più stabile (corrispondente alla massima energia di legame) r_l ; da questa orbita le particelle del gas cadono direttamente sull'orizzonte senza ulteriore liberazione di energia. La massima quantità di energia per unità di massa che può essere trasformata

in radiazione entro un disco di accumulazione è perciò $\epsilon = 1 - E$. In tal modo un flusso di materia

$$(4) \quad \dot{m} = \frac{1}{c^2} \frac{\dot{L}}{\epsilon} = 1.11 \times 10^{-21}$$

può alimentare la radiazione del disco fino a una luminosità L . In linea di principio la caduta di una massa di $3 \times 10^{-5} M_{\odot}$ per anno sopra un anello di accumulazione intorno a un BH non rotante sarebbe sufficiente per alimentare un irraggiamento di 10^{41} erg/sec, come quello osservato nel nucleo della Galassia; nel caso di un BH rotante potrebbe bastare la caduta di una massa fino a 7.4 volte minore. Questa quantità è abbastanza piccola da lasciare praticamente inalterata per molti milioni di anni la situazione delle regioni centrali della Galassia.

3.2. *Struttura e spettro del disco di accumulazione; fenomeni di alta energia.*

Il gas di un disco che irradia deve naturalmente trovarsi a una temperatura abbastanza elevata; la pressione del gas non può perciò essere trascurata e quando è sufficiente a equilibrare la componente della gravità perpendicolare al piano equatoriale), (brevemente: la componente «verticale»), il disco acquista uno spessore finito («thick disk»).

Il problema della struttura di un disco reale è simile a quello delle strutture stellari: la temperatura è determinata dal tasso con cui la viscosità converte in calore l'energia gravitazionale e da quello con cui l'energia termica può essere trasportata a una superficie «fotosferica» e da qui irradiata nello spazio. Se la temperatura è molto alta, la pressione della radiazione può superare quella del gas. La differenza rispetto alla struttura di una stella è dovuta al fatto che la sorgente di calore è di natura gravitazionale, la rotazione ha un'importanza dominante e la gravità nelle parti vicine al centro corrisponde alla metrica di Kerr; a distanza molto grande dal centro la componente verticale della gravità è peraltro governata dalla massa del disco.

La difficoltà principale proviene dalla viscosità, la cui natura non è chiara. Ci si deve aspettare infatti che la viscosità ordinaria del gas sia trascurabile rispetto a quella dovuta a moti turbolenti e all'effetto di eventuali campi magnetici. Perciò non esiste attualmente una teoria soddisfacente di un disco di accumulazione di spessore finito, come esiste una teoria di una struttura stellare, ma solo dei modelli basati su ipotesi che servono più che altro a rendere il problema trattabile da un punto di vista matematico (Begelman *et al.*, 1984).

D'altra parte la *struttura radiale* del disco è governata solo dalle leggi di conservazione e non dipende dalle proprietà del gas e dalla natura della turbolenza (NT pag. 431); tutte le complicazioni e le incertezze dipendono quindi dalla struttura *verticale* (perpendicolare al disco). Perciò si può sperare che se lo spessore del disco non è molto grande («thin disk») un modello ragionevol-

mente approssimato si possa ottenere con qualche ipotesi semplificativa, dipendente da uno o due parametri fenomenologici.

L'ipotesi che si fa ordinariamente (NT pag. 418 e sgg.) è che la viscosità del gas sia proporzionale alla pressione mediante un coefficiente α (*modelli* α); questo vale tanto se la viscosità si deve a moti turbolenti quanto se si deve a campi magnetici. Il parametro α è minore di 1 e può essere dell'ordine di 0.01 o 0.001.

NT danno la soluzione esplicita delle equazioni del problema (NT, sez. 5; anche Shakura e Sunyaev 1973), ma per ricavare la struttura del disco occorrono ancora calcoli alquanto lunghi e considerazioni sull'opacità del gas che vanno al di là degli scopi di questo seminario. Nella fig. 6 ho riportato perciò i risultati di un calcolo da parte di Lacy *et al.* (1982) per un BH non rotante ($a=0$). Le curve rappresentano lo spettro ultravioletto del disco di accumulazione per diversi valori della massa del BH ($=0.3, 0.6, 1.25, 2.5$, e $5 \times 10^6 M_\odot$) e un valore fisso della luminosità, $L=2 \times 10^7 L_\odot$, $\dot{m}=2 \times 10^{-5} M_\odot$ per anno.

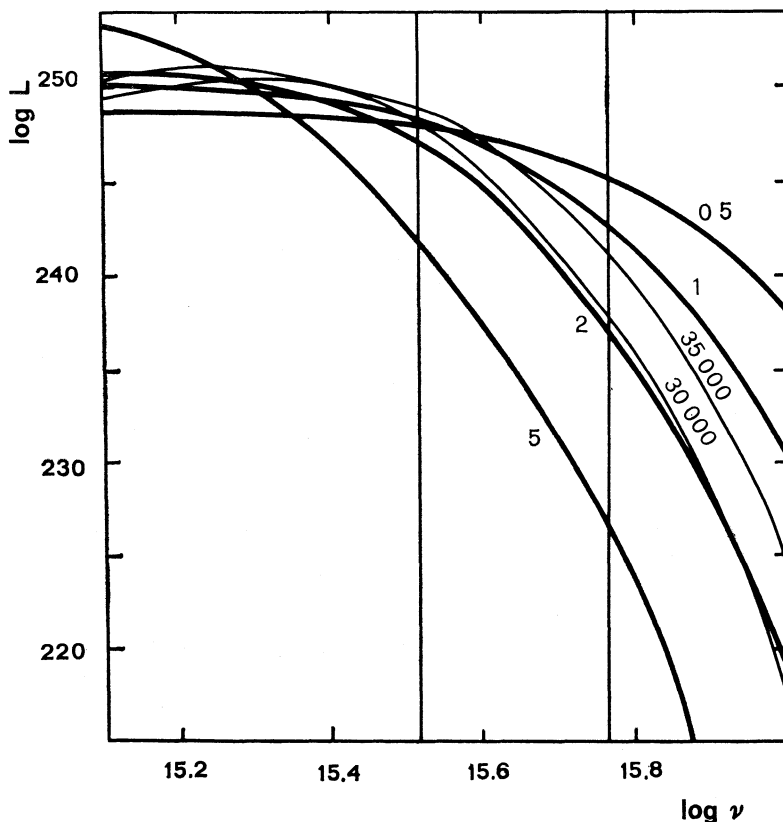


Fig. 6. - *Spettro teorico ultravioletto di un anello di accumulazione intorno a un BH non-rotante* (curve a tratto pesante). I numeri accanto a ciascuna curva indicano la massa del BH in unità di 10^6 masse solari; le curve più leggere corrispondono a un corpo nero di 30000 e 35000 °K. Tutte le curve sono normalizzate a una luminosità integrata di 2×10^7 luminosità solari. Le due linee verticali corrispondono alle energie di ionizzazione del H e del He. Le unità sono Hertz in ascisse e erg/sec per Hertz in ordinate.

Per confronto è anche rappresentato lo spettro di un corpo nero per due valori della temperatura, 35 000 e 31 000 °K con la stessa luminosità integrata.

La figura fa vedere che le proprietà radiative di un disco di accumulazione intorno a un BH non rotante con una massa di $2.5 \times 10^6 M_{\odot}$ e un flusso di $2 \times 10^{-5} L_{\odot}$ per anno sono in grado di spiegare la ionizzazione e l'eccitazione del gas di Sgr AW. Tuttavia Lacy *et al.*, ritengono che questi calcoli rendano poco probabile il modello (anche se non lo escludono del tutto) per vari motivi, tra cui specialmente il fatto che esso predice una luminosità infrarossa eccessiva per il centro di IRS 16. In verità questi motivi non sembrano convincenti (vedi anche Geballe *et al.*, 1984) e d'altra parte non si deve dimenticare che non solo il modello è molto semplificato, ma anche che esso contiene vari parametri disponibili che potrebbero essere ottimizzati; non sembra perciò ragionevole richiedere un'aderenza perfetta del modello ai dati osservativi.

Tutto sommato si ha l'impressione che il modello può spiegare senza forzature i *fenomeni termici* del nucleo della Galassia. La questione è ora se esso è sufficiente a spiegare anche i *fenomeni non-termici*: emissione radio di Sgr A*, espulsione di massa (collimata o meno), produzione di positroni, ... In effetti la maggior parte delle ricerche recenti sui dischi di accumulazione sono motivate precisamente dalla speranza di spiegare i fenomeni non-termici dei *nuclei galattici attivi* (e in particolare i «jet» collimati che si osservano nelle radiosorgenti extragalattiche, i quali nel caso del nucleo della Galassia sono però di un'importanza minore, seppure esistono).

Sarà sufficiente limitarsi alle cose essenziali; per una trattazione più ampia si rinvia ai lavori più volte citati di Rees e dei suoi collaboratori.

L'energia necessaria per alimentare i processi non-termici ha un'origine simile a quella che alimenta l'irraggiamento del disco: la caduta di materiale sopra un BH via un anello di accumulazione; quello che differisce è il modo con cui l'energia è trasportata a grande distanza dal BH. Il meccanismo che viene generalmente considerato è di natura elettromagnetica (Blandford and Znajek, 1977) e richiama alla mente quello suggerito da Goldreich and Julian (1969) per l'emissione delle *pulsar*. Per una descrizione sintetica del meccanismo di Blandford e Znajek si veda Blandford (1979), Thorne and Blandford (1982) e anche Blandford (1983).

In questo caso sono necessarie due condizioni: (1) il BH è in *rapida rotazione* (a quasi uguale a R) e (2) il materiale dell'anello trasporta un *campo magnetico* che è fortemente amplificato dal flusso del materiale (plasma) verso il BH. Perciò il campo nelle regioni centrali è molto più intenso di quello a distanza molto grande; il campo magnetico fornisce anche al disco una causa naturale di viscosità. L'energia estratta con questo meccanismo può essere ancora energia gravitazionale del materiale dell'anello, ma può essere fornita anche dalla *rotazione* del BH; questa seconda possibilità è probabilmente la più importante nei *nuclei galattici attivi* e nelle *quasar*.

In prossimità dell'orizzonte, $r \lesssim 10 R$, la temperatura nell'interno dell'anello è alquanto elevata: $> 10^5$ °K nel caso del nucleo della Galassia (Sha-

kura and Sunyaev 1973, NT sez. 5.9), corrispondenti a 10^{15} o 10^{16} fotoni per cm^3 con un'energia media di 10 eV.

L'orizzonte si comporta come la superficie di un corpo di conduttività molto grande (infinita). Le linee di forza devono allora acquistare una simmetria assiale e sono trascinate dalla rotazione del BH; il campo elettrico indotto può accelerare un elettrone (o un positrone) fino a un'energia $\gamma m_e c^2$ molto grande rispetto alla sua energia propria, $m_e c^2$ essendo γ il fattore di Lorentz ($\gg 1$) e m_e la massa propria dell'elettrone. L'elettrone così accelerato genera, per diffusione Compton inversa su un fotone termico di 10 eV, un fotone gamma molto duro di energia circa uguale a $4 \gamma^2 \times 10 \text{ eV}$, il quale è ora in grado di creare una coppia elettrone positrone. Nelle condizioni considerate il processo più efficiente è l'interazione del fotone gamma con un altro fotone termico, che ha una sezione efficace circa 1/5 della sezione Thomson.

Il processo continua *a cascata* fino a che la densità delle coppie è così grande da annullare la componente del campo elettrico parallela al campo magnetico (« force-free field »). In regime stazionario si genera in tal modo un flusso continuo di particelle relativistiche (elettroni e positroni) che trasporta energia a grande distanza dal BH ($r \gg 10 R$).

La fig. 7 (Rees *et al.*, 1982) illustra la struttura della regione centrale del disco di accumulazione; si trova che ioni (essenzialmente protoni) ed elettroni sono termicamente disaccoppiati, perché gli elettroni sono raffreddati per effetto Compton inverso non appena diventano relativistici, di modo che la pressione parziale degli ioni supera quella degli elettroni (la pressione di radiazione è sempre trascurabile). L'anello diviene così nella parte centrale un *toro sostenuto dalla pressione ionica*, che presenta un tubo (« funnel ») molto stretto coassiale con l'asse del BH e una cuspidè nel piano equatoriale. Ciò potrebbe assicurare una forte collimazione (« jets ») delle particelle espulse che presenta un grande interesse nel caso dei nuclei galattici attivi.

Nel caso della Galassia, però, è probabile che l'espulsione di particelle debolmente relativistiche avvenga (con lo stesso meccanismo) da parte dell'anello; l'espulsione di particelle non manifesta allora una collimazione importante e si avvicina a un flusso quasi isotropo (*corona*).

A questo flusso si possono attribuire i principali fenomeni non-termici del nucleo della Galassia: la radio-emissione di Sgr A*, l'emissione X e il flusso primario di positroni che sono catturati dal plasma o più probabilmente dai grani di polvere a distanze relativamente grandi (da 0.1 a 1 pc) e danno luogo alla radiazione osservata di 511 keV.

Non è forse male sottolineare che i fenomeni del nucleo galattico non sono necessariamente di carattere regolare (continuo) come potrebbe apparire dalla descrizione teorica. Da varie parti è stata suggerita la possibilità di fasi esplosive (« outbursts »); in una di queste fasi potrebbero per esempio essere stati espulsi gli elettroni relativistici del grande arco che appare nella Tav. II. Anche la radiazione di annichilazione a 511 keV è indubbiamente un fenomeno variabile (transiente).

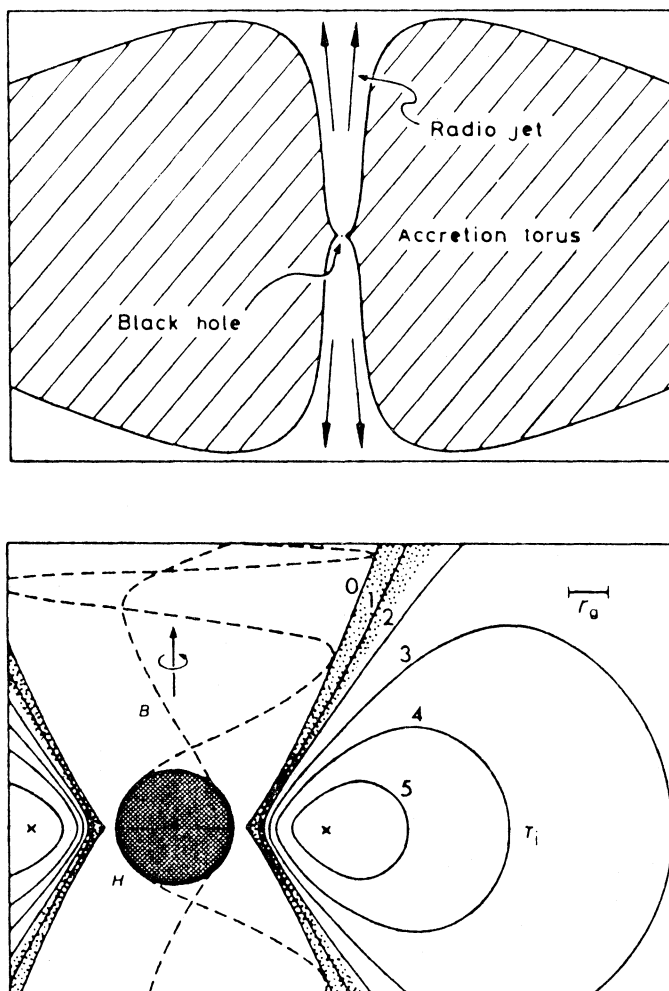


Fig. 7. — *Parte centrale dell'anello di accumulazione* (secondo Rees *et al.*, 1982). Nella figura in basso il cerchio centrale rappresenta l'orizzonte del BH; le curve continue sono sezioni delle superfici di temperatura ionica costante (i numeri indicano 100 miliardi di gradi). Le parti punteggiate indicano correnti superficiali toroidali che producono un campo magnetico poloidale distorto dalla rotazione (le linee tratteggiate rappresentano linee di forza del campo); ciò causa un flusso di Poynting diretto verso l'esterno, che determina a sua volta un flusso di plasma. A distanze maggiori il campo toroidale comincia a dominare dando luogo a una collimazione del flusso nella direzione dell'asse del tubo («funnel»). Il modello è calcolato per $a = -0.9 R$, perciò la cuspidi si estende all'interno dell'ergosfera del BH. La figura in alto è solo schematica.

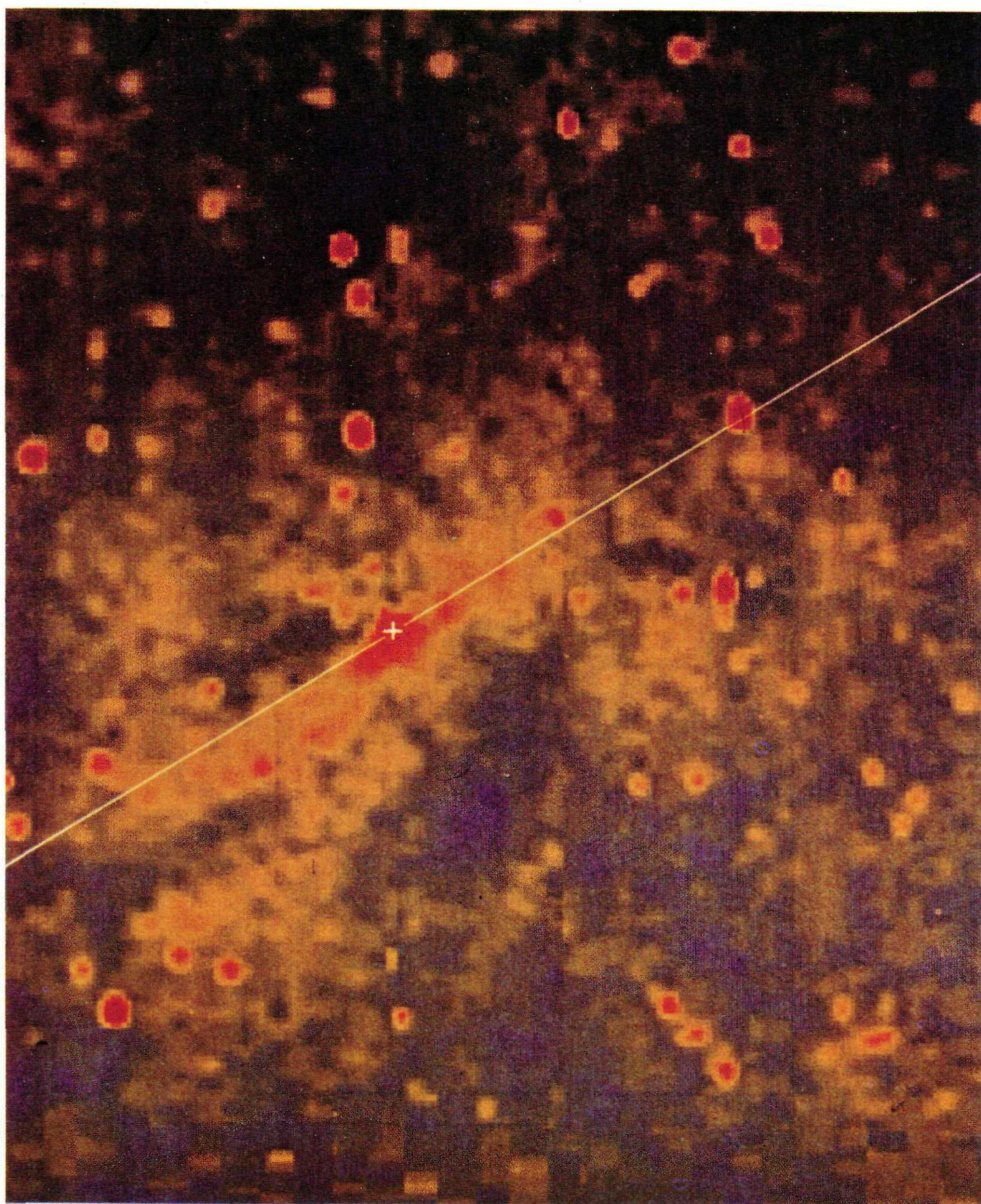
Naturalmente tutti gli autori citati si esprimono con estrema cautela sulla interpretazione teorica dei fenomeni dei nuclei galattici che sono ancora lontani dall'essere compresi completamente; tuttavia la teoria qui riassunta sembra in grado di darne una interpretazione abbastanza ragionevole senza ricorrere a ipotesi troppo difficili da accettare.

Ringrazio vivamente il prof. Alfonso Cavaliere per varie utili discussioni e soprattutto per avermi chiarito vari punti relativi agli argomenti teorici esposti.

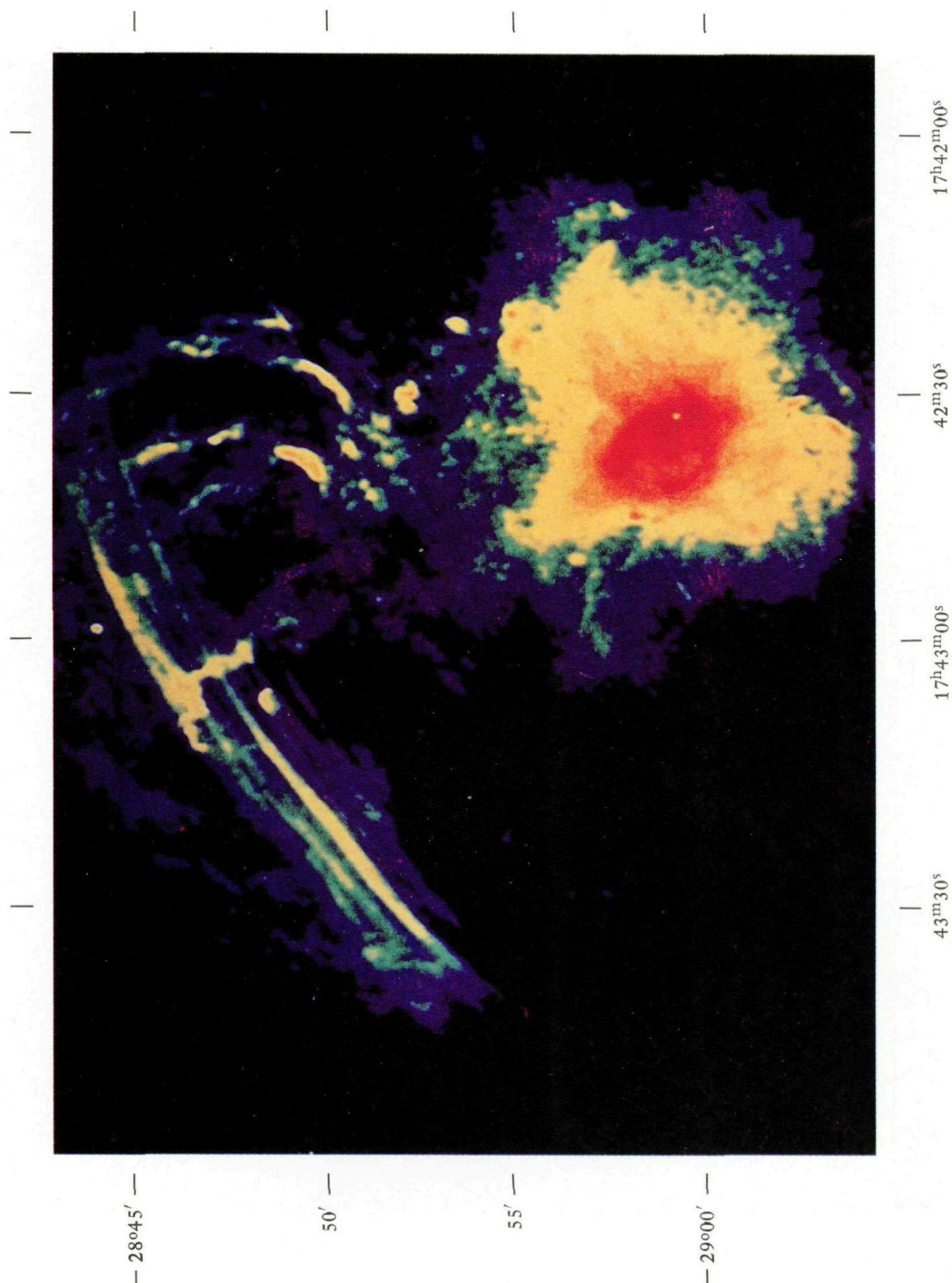
BIBLIOGRAFIA

- BAILEY J., HOUGH J.H. e AXON D.J. (1984) – « Monthly Not. R.A.S. », 208, 661.
 BALICK B. e BROWN R.L. (1974) – « Astroph. J. », 194, 265.
 BARTEL N., SHAPIRO I.I., COREY B.E., MARCAIDE J.M., ROGERS A.E.E., WHITNEY A.R., CAPPALLO R.J., GRAHAM D.A., ROMNEY J.D. e PRESTON R.A. (1982), « Astroph. J. », 262, 556.
 BECKLIN E.E. e NEUGEBAUER G. (1975) – « Astroph. J. », 200, L 71.
 BECKLIN E.E., GATLEY J. e WERNER M.W. (1982) – « Astroph. J. », 258, 135.
 BEGELMAN M.C., BLANDFORD R.D. e REES M.J. (1984) – « Rev. of Mod. Phys. », 56, 255.
 BLANDFORD R.D. (1979) – *Active Galactic Nuclei*. Hazard C. and Mitton S. eds., 241.
 BLANDFORD R.D. (1982) – « AIP », 83, 177.
 BLANDFORD R.D. e ZDNAJEK R.L. (1979) – « Monthly Not. R.A.S. », 179, 433.
 BREGMAN J.D. e SCHWARZ U.J. (1982) – « Astron. Astroph. », 112, L 6.
 BRIDLE A.H. e PERLEY R.A. (1984) – « Ann. Rev. Astron. Astroph. », 22, 319.
 BROWN R.L. (1982) – « Astroph. J. », 262, 110.
 BROWN R.L., JOHNSTON K.J. e LO K.Y. (1981) – « Astroph. J. », 250, 155.
 BROWN R.L. e LISZT H.S. (1984) – « Ann. Rev. Astron. Astroph. », 22, 223.
 DOWNES D., MAXWELL A. e MEEKS M.L. (1965) – « Nature », 212, 1189.
 ECKERS R.D., van GORKOM J.H., SCHWARZ U.J. e GOSS W.M. (1983) – « Astron. Astroph. », 122, 143.
 GATLEY I., JONES T.J., HYLAND A.R., BEATTIE D.H. e LEE T.J. (1984) – « Monthly Not. R.A.S. », 210, 565.
 GEBALLE T.R., KRISCIUNAS K., LEE T.J., GATLEY J., WADE R., DUNCAN W.D., GARDEN R. e BECKLIN E.E. (1984) – « Astroph. J. », 284, 118.
 GENZEL R., WATSON D.M., TOWNES C.H., DINERSTEIN H.L., HOLLENBACH D., LESTER D.F., WERNER M. e STOREY J.W.V. (1984) – « Astroph. J. », 276, 551.
 HENRY J.P., DE POY D.L. e BECKLIN E.E. (1984) – « Astroph. J. », 285, L 27.
 HO P.T.P., JACKSON J.M., BARRETT A.H. e ARMSTRONG J.T. (1985) – « Astroph. J. », 288, 575.
 HUMMEL E. VAN DER HULST J.M. e DICKEY J.M. (1984) – « Astron. Astroph. », 134, 207.
 HUTCHINGS J.B. e CRAMPTON D. (1984) – « Astroph. J. », 280, 41.
 JACOBSON A.S. (1982) – « AIP », 83, 123.
 JOHNSON W.N. e HAYMES R.C. (1973) – « Astroph. J. », 184, 103.
 KEEL W.C. (1982) – « Astroph. J. », 262, 110.
 LACY J.H., TOWNES C.H., GEBALLE T.R. e HOLLENBACH D.J. (1980) – « Astroph. J. », 241, 132.
 LACY J.L., TOWNES C.H. e HOLLENBACH D.J. (1982) – « Astroph. J. », 262, 120.
 LISZT H.S., VAN DER HULST J.M., BURTON W.B. e ONDRECHEN M.P. (1983) – « Astron. Astroph. », 126, 341.
 LISZT H.S. e BURTON W.B. (1984) – « Astroph. J. » (citato in Brown and Liszt, 1984).
 LO K.Y. e CLAUSSEN M.J. (1983) – « Nature », 306, 647.
 LO K.Y., BACKER D.C., ECKERS R.D., KELLERMANN K.I., REID M. e MORAN J.M. (1985) – « Nature », 315, 124.
 LYNDEN-BELL D. (1969) – « Nature », 223, 690.
 LYNDEN-BELL D. e REES M.J. (1981) – « Monthly Not. R.A.S. », 152, 461.
 MAC CALLUM C.J. e LEVENTHAL M. (1983) – « AIP Conf. », 101, 211.
 MALKAN M.A., MARGON B., CHAVAN G.A. (1984) – « Astroph. J. », 280, 68.
 MATTESON J.L. (1982) – « AIP », 83, 109.

- MISNER C.Z., THORNE K.S. e WHEELER J.A. (1973) – *Gravitation*, S. Francisco, Freeman and Co.
- NOVIKOV I.D. e THORNE H.S. (1973) – *Les Astres Occlus (Black Holes)*, Les Houches 1972, De Witt C. and B.S. eds., p. 343 (NT).
- OORT J.H. (1977) – « Ann. Rev. Astron. Astroph. », 15, 295.
- OORT J.H. (1982) – « AIP », 83, 180.
- PRINGLE J.E. (1981) – « Ann. Rev. Astron. Astroph. », 19, 137.
- REES M.J. (1977) – « Quarterly J.R.A.S. », 18, 429 (G. Darwin Lecture 1976).
- REES M.J. (1978) – « Observatory », 98, 210 (Halley Lecture 1978).
- REES M.J. (1984a) – *Relativistic Astrophysics and Cosmology*. Fustero and Verdaguer eds., Singapore, World Scientific, p. 3.
- REES M.J. (1984b) – « Ann. Rev. Astron. Astroph. », 22, 471.
- REES M.J., BEGELMAN M.C., BLANDFORD R.D. e PHINNEY E.S. (1982) – « Nature », 295, 17.
- RIEGLER G.R. e BLANDFORD R.D. (1982) – AIP Conf. Proceed. n. 83 (AIP 83).
- RIEGLER G.R., LING J.C., MAHONEY W.A., WILLETT J.B., JACOBSON A.S. e PRINCE T.A. (1981) – « Astroph. J. », 248, L 13.
- SANDERS R.H. (1970) – « Astroph. J. », 162, 784.
- SCHMIDT M. (1965) – *Galactic Structure*, University of Chicago Press.
- SCHWARZ U.J. (1984) – *The Milky Way Galaxy*, IAU Symp., 106, 25.
- SHAKURA N.I. e SUNYAEV R.A. (1973) – « Astron. Astroph. », 24, 337.
- SOFUE Y. e HANDA T. (1984) – « Nature », 310, 568.
- SPITZER L. e SASLAW W.C. (1966) – « Astroph. J. », 143, 400.
- STOREY J.W. e ALLEN D.A. (1983) – « Monthly Not. R.A.S. », 204, 1153.
- THORNE K.S. e BLANDFORD R.D. (1982) – *Extragalactic Radio Sources*. (IAU Symp. 97) Heeschen D.S. and Wade C.M. eds., 255.
- TONRY J.L. (1984) – « Astroph. J. », 283, L 27.
- WATSON M.G., WILLINGALE R., GRINDLAY J.E. e HERTZ P. (1981) – « Astroph. J. », 250, 142.
- WINNBERG A., BAUD B., MATTHEWS H.E., HABING H.J. e OLNON F.M. (1985) – « Astroph. J. », 291, L 45.
- YUSUF-ZADEH F., MORRIS M. e CHANCE D. (1984) – « Nature », 310, 557.
- ZUREK W.H. (1985) – « Astroph. J. », 289, 603.



Sorgenti infrarosse del centro galattico (riprodotta da un articolo di T.R. Geballe in « Le Scienze », Sett. 1979). La figura corrisponde al rettangolo grande della fig. 1. Le sorgenti isolate sono stelle; l'emissione diffusa nella regione centrale è dovuta a polvere.



La regione di Sgr A osservata con il VLA a 22 cm. Vedi il testo per la descrizione. Il potere separatore è di circa $9''$. La figura corrisponde al rettangolo piccolo della fig. 1.