

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PAVIA

SCIENTIFICA ACTA
QUADERNI DEL DOTTORATO

VOLUME XV

ANNO XV

NUMERO 1

15 OTTOBRE 2000



ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

CENTRO STAMPA — DIPARTIMENTI FISICI

Via Bassi, 6

27100 Pavia

INDICE

- 1 - PROVE SPERIMENTALI DELLA QUANTIZZAZIONE
DELLA CARICA ELETTRICA – D. Iannuzzi pag. 1

- 2 - SURVIVAL PROBABILITY OF LARGE RAPIDITY
GAPS IN $\bar{p}p$ COLLISION – M.M. Block, F. Halzen pag. 35

- 3 - SPIN SUSCEPTIBILITY AND DIAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY
AT THE SUPERCONDUCTING TRANSITION. EFFECTS OF
MAGNETIC FIELD AND DOPING-DEPENDENCE IN
YBCO COMPOUNDS – A. Rigamonti, P. Tedesco pag. 49

- 4 - RECENTI SVILUPPI SULLA REGOLA DI SOMMA
DI COULOMB NEI NUCLEI – A. Meucci pag. 87

Prove sperimentali della quantizzazione della carica elettrica

Davide Iannuzzi

Dip. di Fisica Nucleare e Teorica - Univ. di Pavia
I.N.F.N. - Sez. di Pavia

Seminario tenuto nel corso dell'A.A. 1999-2000

1 Introduzione.

La quantizzazione della carica elettrica è un assunto fondamentale della fisica contemporanea: esso stabilisce che le particelle elementari abbiano carica pari ad un multiplo intero di un terzo della carica dell'elettrone.

Ci si potrebbe aspettare che una legge così generale e così pienamente accettata dalla comunità scientifica abbia riscontro in una solida dimostrazione teorica. In realtà è noto che sia la teoria dell'elettrodinamica quantistica che il modello standard non possono fornire tale dimostrazione, poiché per entrambe la quantizzazione della carica costituisce un'ipotesi iniziale. Per ottenere una prova teorica diretta è necessario ricorrere alle teorie di grande unificazione. Purtroppo però, le teorie di grande unificazione sono ancora fonte di dibattito, a causa della mancanza di prove sperimentali che confermino la loro validità.

Se da una parte gli sforzi per ottenere prove teoriche dirette non sono stati ancora premiati da risultati definitivi, dall'altra le evidenze sperimentali e fenomenologiche della quantizzazione della carica sono assai convincenti. Le misure ottenute in laboratorio e le argomentazioni indirette riportate in letteratura sono a tutt'oggi l'unico elemento a supporto della quantizzazione della carica.

In questo articolo saranno descritti gli esperimenti e le argomentazioni di maggior rilevanza che hanno consolidato la comune convinzione che la quantizzazione della carica sia una legge inviolabile della Natura. Come sarà messo in evidenza, si possono distinguere due diverse direzioni nella ricerca di questa conferma. Un primo approccio, al quale sarà dedicata la prima parte dell'articolo, si propone di effettuare misure dirette della carica delle particelle elementari con errori di misura sempre più contenuti. In questo contesto saranno descritte le evidenze sperimentali e fenomenologiche inerenti l'uguaglianza del valore assoluto della carica del protone e dell'elettrone, la neutralità dei neutroni e la neutralità dei neutrini. Nella seconda parte dell'articolo si discuteranno invece i risultati ottenuti nell'ambito della ricerca delle cosiddette

”particelle a carica frazionaria”. Questo secondo approccio si propone di escludere (o di individuare) l’esistenza di particelle la cui carica violi la regola di quantizzazione. Anche in questo caso saranno trattate le argomentazioni di maggior rilievo fino ad oggi riportate. Nell’ultima parte dell’articolo saranno infine proposte alcune considerazioni deducibili dai risultati illustrati.

2 Esperimenti su particelle conosciute.

Come accennato in precedenza, uno degli approcci perseguiti nella ricerca di prove sperimentali a sostegno della regola di quantizzazione della carica consiste nel fissare limiti sempre più restrittivi sulle proprietà delle particelle conosciute. Di seguito si discuteranno alcuni degli esperimenti e delle argomentazioni fenomenologiche che forniscono i vincoli più stretti in questa direzione.

2.1 Uguaglianza del valore assoluto della carica del protone e della carica dell’elettrone.

La regola di quantizzazione della carica impone che la carica dell’elettrone sia, in valore assoluto, uguale a quella del protone. L’esperimento che fornisce la prova più convincente della validità di questa affermazione fu condotto da M. Marinelli e G. Morpurgo[1, 2, 3].

In un oggetto non ionizzato, il numero di elettroni è uguale al numero di protoni. Se la carica dell’elettrone (q_e) fosse, in valore assoluto, diversa dalla carica del protone (q_p), un oggetto non ionizzato avrebbe carica totale non nulla. Per fornire una prova sperimentale della regola di quantizzazione della carica, Marinelli e Morpurgo dimostrarono la neutralità di un oggetto non ionizzato.

Gli autori dell’esperimento misurarono gli spostamenti indotti da un campo elettrico su oggetti macroscopici tenuti sospesi in vuoto per mezzo di un campo magnetico.

Lo schema dell’apparato sperimentale è riportato in figura 1.

Furono utilizzati campioni ferromagnetici di forma sferica, con un volume dell'ordine di 10^{-3} mm^3 , affinché potessero essere mantenuti facilmente in levitazione con il campo magnetico generato dalla spira A (500 Gauss con gradiente dell'ordine di 10^3 Gauss/m).

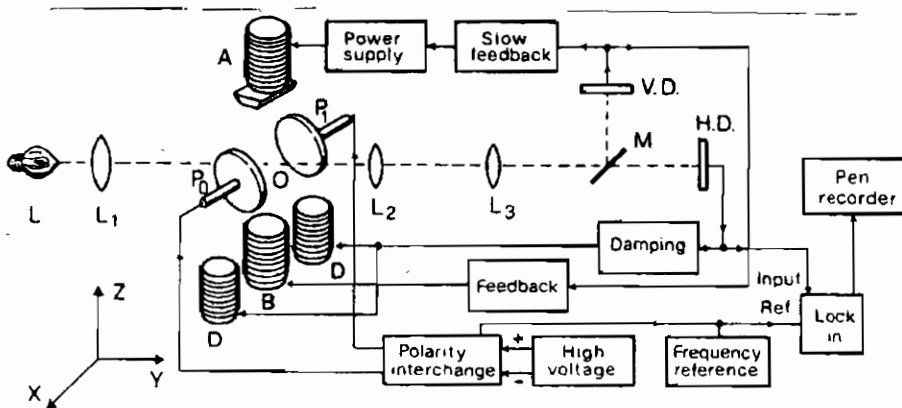


Figura 1: Schema dell'apparato sperimentale di Marinelli e Morpurgo. O=oggetto-campione, L=lampada, $L_{1,2,3}$ =lenti di focalizzazione, M=specchio semitrasparente, HD=fotodiodi orizzontali, VD=fotodiodi verticali, A=spira di levitazione, B=spira di controllo, D=spire di smorzamento, $P_{0,1}$ =elettrodi. Non è indicato il motore per la rotazione del campione intorno all'asse z. Tratto da [1].

Poiché la configurazione di levitazione è in tal caso una configurazione di equilibrio instabile, fu progettato un apparato capace di misurare gli spostamenti verticali dell'oggetto e ripristinare la posizione iniziale. Fu costruito un sistema ottico che illuminasse il campione e che proiettasse il cono d'ombra su un sistema di fotodiodi (VD). L'uscita dei fotodiodi fu collegata ad un apposito circuito che impostasse nella spira B la corrente necessaria per la correzione del campo magnetico.

Per generare il campo elettrico nel punto di levitazione, furono inseriti i due elettrodi P_0 e P_1 distanti 2cm l'uno dall'altro. Gli elettrodi furono connessi ad un generatore di tensione ad onda quadra

di periodo $T \simeq 1s$ e ampiezza $V_0 \simeq 400V$:

$$V(t) = \begin{cases} V_0 & \text{per } 0 \leq t < \frac{T}{2} \\ -V_0 & \text{per } \frac{T}{2} \leq t < T \end{cases} \quad (1)$$

La configurazione fu scelta in modo che il moto del campione lungo la direzione x (con notazioni come in figura) potesse essere descritto attraverso l'equazione di un oscillatore armonico smorzato:

$$M\ddot{x} + \gamma\dot{x} + kx = F_x(t) \quad (2)$$

dove M è la massa, γ è il coefficiente di smorzamento, k è la "costante elastica" e F_x è la forza esterna:

$$F_x(t) = \begin{cases} \frac{QV_0}{d} & \text{per } 0 \leq t < \frac{T}{2} \\ -\frac{QV_0}{d} & \text{per } \frac{T}{2} \leq t < T \end{cases} \quad (3)$$

con Q carica del campione.

È importante sottolineare un paio di aspetti relativi all'equazione (2). Il primo riguarda la frequenza di lavoro. Le misure furono effettuate forzando il sistema alla frequenza di risonanza, determinata precedentemente ionizzando il campione e osservandone gli spostamenti. La seconda osservazione riguarda invece il termine di smorzamento. Se il sistema fosse stato lasciato nella configurazione descritta, γ sarebbe dipeso da agenti esterni variabili nel tempo. Per questo motivo, al sistema furono aggiunte due spire (D) che generassero una forza di smorzamento controllabile dall'esterno tale da rendere trascurabili i contributi casuali.

Nella configurazione sopra descritta, un campione di carica Q oscilla con ampiezza data da:

$$A = \frac{4N_{1/2}}{\ln 2} \cdot \frac{Q/N}{M/N} \cdot \frac{V_0}{d} \cdot \frac{1}{4\pi^2\nu_x^2} \quad (4)$$

dove N è il numero di atomi contenuti nel campione, ν_x è la frequenza di lavoro e $N_{1/2}$ è il numero di oscillazioni libere dopo le quali l'ampiezza si dimezza. Tramite l'equazione (4), dalla misura di A , fu possibile determinare $Q/N = \delta q = q_p + q_e$. Nell'apparato

sperimentale fu dunque inserito un altro sistema di fotodiodi per misurare A con metodo analogo a quello impiegato nella misura degli spostamenti verticali.

La strumentazione ottica, gli elettrodi e il campione furono alloggiati all'interno di una camera da vuoto ad una pressione residua di 10^{-5} mbar.

Prima di discutere i risultati, è interessante annotare due importanti particolari sperimentali. Il primo riguarda le "forze di Volta". Si osservò che spesso i dati sperimentali risultavano alterati dalle deformazioni del campo elettrico indotte dalla presenza di impurezze sugli elettrodi, irregolarità sulla loro superficie o discontinuità sul livello di Fermi. Sarebbe perciò necessario aggiungere nell'equazione (2) un contributo spurio al termine forzante dato da:

$$F_x^{(V)} = 4\pi\epsilon_0 r^3 \frac{\partial E_x^{(V)}}{\partial x} E_x^{(a)} \quad (5)$$

con ϵ_0 costante dielettrica del vuoto, r raggio del campione, $E_x^{(V)}$ campo elettrico generato dalle irregolarità descritte e $E_x^{(a)}$ campo elettrico applicato. Nella valutazione dell'equazione del moto del campione si dovrebbe considerare un termine forzante totale (=forza applicata+forza di Volta) descritta da:

$$F_x = \left(Q + 4\pi\epsilon_0 r^3 \frac{\partial E_x^{(V)}}{\partial x} \right) E_x^{(a)} \quad (6)$$

La forza di Volta ha quindi lo stesso effetto, sull'equazione del moto, di una carica residua non nulla. Non era però realistico considerare a posteriori la forza di Volta inserendola nella soluzione dell'equazione (2), poiché il contributo spurio non sarebbe stato quantificabile in modo preciso. Furono perciò eseguite misure su molti campioni, con uso di elettrodi di volta in volta differenti per materiale e trattamento chimico. Mediando i risultati così ottenuti, per effetto della cancellazione dei contributi della forza di Volta nelle diverse prove, si abbassò il termine spurio sotto all'errore di misura con il quale si determinò l'effettiva carica residua.

Bisognò poi tenere in considerazione un altro effetto secondario. Il campo elettrico applicato induceva una rotazione nel momento di dipolo elettrico permanente \mathbf{d} del campione e quindi del suo momento di dipolo magnetico permanente \mathbf{m} . A causa della non uniformità del campo magnetico, però, la forza effettiva applicata dipendeva dalla direzione di \mathbf{m} . Questo effetto non era controllabile nella configurazione descritta. Il problema venne risolto con l'aggiunta di un motore rotante (non segnato in figura) che, per trascinamento magnetico, mantenesse il campione in rotazione attorno all'asse z . A causa della rotazione, il moto del campione era influenzato da una forza magneto-elettrica data da:

$$F^{(me)} = \beta E_x^{(a)} \frac{\partial H_x}{\partial x} \quad (7)$$

dove β è un coefficiente di proporzionalità e H_x è la componente lungo x del campo magnetico nella posizione di equilibrio. Eseguendo misure in funzione di H_x , fu possibile determinare β . La carica spuria dovuta alla forza magneto-elettrica, data da:

$$Q^{(me)} = \beta \frac{\partial H_x}{\partial x} \quad (8)$$

poté essere misurata ed inserita come contributo spurio nella misura di Q .

Altri effetti secondari non sono qui riportati per brevità. Si rimanda al riferimento [2] per eventuali approfondimenti.

Marinelli e Morpurgo impiegarono 19 anni nello sviluppo di un progetto così raffinato. Nei 18 mesi di acquisizione dei dati, furono utilizzate 70 sfere di ferro, 36 con diametro di 0.2mm e massa di $3.3 \cdot 10^{-5}$ g, 34 con diametro di 0.3mm e massa di $1.1 \cdot 10^{-4}$ g. Il valore della carica residua fu ottenuto dalla relazione:

$$\frac{Q}{N} = A \cdot \frac{\pi^2 \nu_x^2}{N_{1/2}} \cdot \frac{M}{N} \cdot \frac{d}{V_0} \cdot \ln 2 \quad (9)$$

ν_x e $N_{1/2}$ furono misurati con un errore relativo di una parte su 10^7 . Per il sistema di misura degli spostamento del campione fu stimata

una sensibilità di $10\text{mV}/\mu\text{m}$. Ciò permise di determinare i valori di Q delle sfere con una precisione dell'ordine di $10^{-2}e$. Mediando i risultati, gli autori ottennero:

$$q_p + q_e = (0.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-21}e \quad (10)$$

con e carica elementare. Grazie a questa misura è possibile affermare che se il valore assoluto della carica elettrica dell'elettrone è diverso dal valore della carica elettrica del protone, la differenza è minore (entro una deviazione standard) di $1.6 \cdot 10^{-21}e$.

2.2 Neutralità del neutrone.

La prova più significativa della neutralità elettrica dei neutroni è fornita dalla misura diretta ottenuta da J. Baumann, R. Gahler, J. Kalus e W. Mampe[4].

Se in una regione dello spazio si applica solamente la forza di campo elettrico, le particelle neutre che attraversano quella regione non sono deflesse dal loro moto rettilineo. Al contrario le particelle cariche vengono deflesse nella direzione del campo elettrico di una quantità pari a:

$$y = \frac{qE_0L}{2mv^2} \quad (11)$$

dove m e v sono rispettivamente la massa e la velocità della particella e L è la lunghezza della regione nella quale il campo elettrico E_0 (supposto per semplicità uniforme e costante) è applicato.

Baumann, Gahler, Kalus e Mampe affrontarono il problema della determinazione della carica dei neutroni progettando un esperimento nel quale si potessero misurare le deflessioni indotte sulla traiettoria di un fascio di neutroni da un intenso campo magnetico.

In figura 2 è riportato uno schema dell'apparato sperimentale. Fu utilizzato un fascio di neutroni con lunghezza d'onda compresa tra 1.2nm e 3.0nm , collimato dalle due fenditure S_1 e S_2 . A ridosso delle fenditure fu posto uno specchio cilindrico L_a che defletteva il fascio verso il sistema di fenditure multiple MS_1 . Due piani paralleli, distanti 3mm l'uno dall'altro e lunghi 5m , furono

connessi ad un generatore di tensione, in modo che i neutroni usciti dal sistema di fenditure attraversassero una regione sede di un campo elettrico di 6kV/cm , ortogonale rispetto alla direzione di moto. Lo specchio cilindrico L_b fu posizionato all'uscita di questa regione, affinché deflettesse i neutroni verso un'altra regione di campo elettrico, identica alla precedente, seguita da un altro sistema di fenditure (MS_2). Il conteggio del numero di neutroni usciti da questo secondo sistema di fenditure fu affidato ad un contatore di BF_3 . L'apparato fu alloggiato all'interno di una camera da vuoto mantenuta ad una pressione residua inferiore a 10^{-5}mbar per limitare effetti secondari.

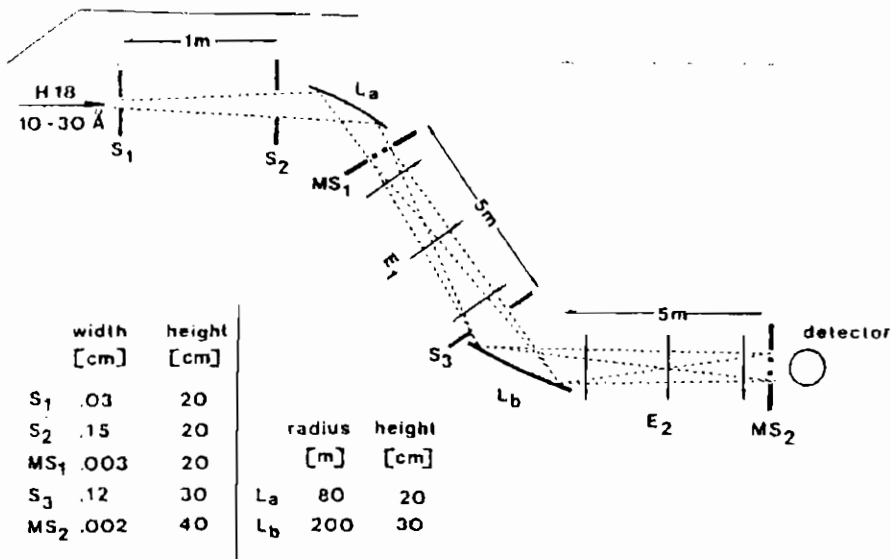


Figura 2: Schema dell'apparato sperimentale per la misura della carica del neutrone. $S_{1,2,3}$ =fenditure di collimazione, $L_{a,b}$ =specchi, $MS_{1,2}$ =sistemi di fenditure, detector=rivelatore BF_3 . Tratto da [4].

La carica elettrica dei neutroni fu stimata attraverso la misura della differenza dei conteggi registrati in due diverse configurazioni di campi elettrici, la prima con campi elettrici orientati come indicato nella figura 2, la seconda con orientazione dei campi elettrici

invertita. Per ridurre gli errori sistematici, furono eseguiti numerosi cicli con inversione di configurazione ripetuta ogni minuto e con un numero di inversioni compreso tra molte centinaia e qualche migliaia per ciclo.

L'esperimento fu eseguito presso il reattore di Grenoble. La misura richiese 44 giorni di presa dati. Furono compiuti 91 cicli. Durante i primi 26 cicli solamente la prima regione di campo elettrico poté essere utilizzata. A campi elettrici spenti furono registrati circa 30000 conteggi/s. Fu raggiunta una configurazione tale da garantire una diminuzione di 900 conteggi/s per $1\mu\text{m}$ di spostamento dell'immagine del sistema di fenditure.

Il grafico riportato in figura 3 riassume i risultati ottenuti. Dai dati collezionati, gli autori ottennero la misura della carica elettrica dei neutroni:

$$q_n = (-0.6 \pm 1.1) \cdot 10^{-21} e \quad (12)$$

che è compatibile con zero.

Alcuni riferimenti bibliografici[5, 6] riportano come limite superiore della carica del neutrone un valore ricavabile dall'esperimento di Eötvös. Questo esperimento si basa sulla misura della forza di attrazione tra la Terra e due oggetti di materiale differente. Il limite è ottenuto nell'ipotesi che sia i due campioni che la Terra abbiano ugual numero di protoni ed elettroni. L'assunzione relativa alla Terra non è però considerata generalmente sufficientemente rigorosa[7]. Per questo motivo, il limite sulla carica dei neutroni comunemente accettato è quello ricavato dalla prova diretta descritta in precedenza.

2.3 Neutralità dei neutrini.

La neutralità dei neutrini è dedotta sia da esperimenti diretti che da argomentazioni fenomenologiche. Generalmente questo secondo approccio, benché fissi limiti più restrittivi, è meno rigoroso. Non è dunque possibile determinare, come nei casi precedentemente discussi, un'unica prova che evidenzi la neutralità dei neutrini. Per questo motivo di seguito si riportano i diversi contributi che in

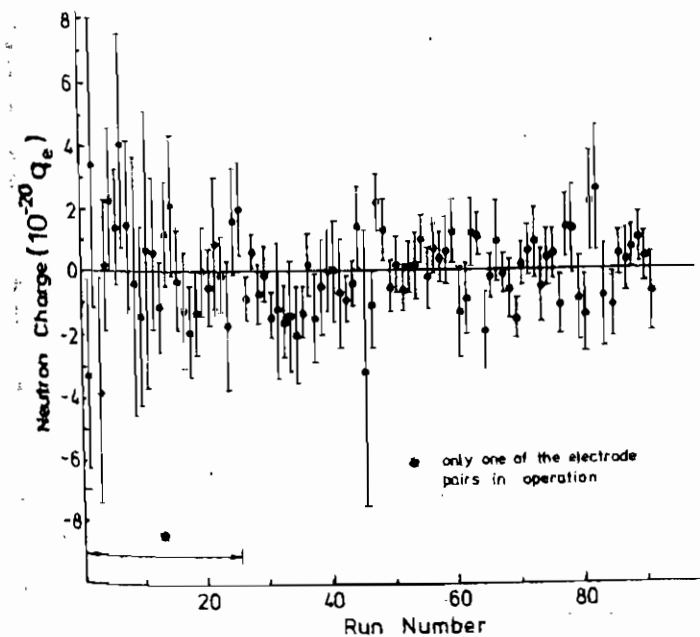


Figura 3: Risultati dell'esperimento di Baumann, Gahler, Kalus e Mampe. Tratto da [4].

modo più significativo hanno determinato la comune convinzione che la carica elettrica dei neutrini sia effettivamente nulla.

Particolare interesse ha suscitato, in passato, l'ipotesi che il neutrino dell'elettrone abbia carica non nulla. Se così fosse, infatti, i neutrini elettronici emessi dal Sole sarebbero deflessi dal campo magnetico solare. Alcuni calcoli[8, 9] dimostrano che una carica superiore a circa $10^{-13}e$ sarebbe sufficiente a produrre una deflessione tale da giustificare il deficit nel conteggio del numero di neutrini che giunge sulla Terra, senza dover ricorrere alla più accreditata ipotesi dell'oscillazione. Il calcolo non può essere considerato rigoroso a causa delle conoscenze non sufficientemente esaustive sul campo magnetico solare, ma pone ugualmente un quesito interessante.

Una prova sperimentale che fissa il limite per la carica del neutrino dell'elettrone è data dalla misura della sezione d'urto dello scat-

tering elastico neutrino elettronico-elettrone. Se infatti il neutrino elettronico avesse carica non nulla q_{ν_e} , la sezione d'urto del processo avrebbe anche un contributo elettromagnetico con elemento di matrice dato da:

$$M = \left(\frac{4\pi}{Q^2} \right) q_{\nu_e} e \cdot \bar{e}_{p'} \gamma_\alpha e_p \cdot \nu_{\nu'} \gamma_\alpha \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \nu_\nu \quad (13)$$

dove Q è il momento trasferito, $\bar{e}_{p'} \gamma_\alpha e_p$ è la corrente relativa all'elettrone e $\nu_{\nu'} \gamma_\alpha \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \nu_\nu$ è la corrente relativa al neutrino. Tramite l'elemento di matrice M è possibile ricavare la correzione alla sezione d'urto del processo dovuta al contributo elettromagnetico e confrontarla con i dati sperimentali per ottenere un limite sul valore di q_{ν_e} .

In letteratura il confronto fu riportato da J. Bernstein, M. Ruderma e G. Feinburg[10]. Il lavoro, scritto nel 1963, utilizza i dati raccolti da C. L. Cowan e F. Reines[11] del 1957.

Nel loro esperimento, Cowan e Reines fissarono un limite superiore sulla sezione d'urto elettromagnetica del processo descritto attraverso lo studio del rinculo degli elettroni di un atomo con i neutrini elettronici provenienti da un reattore.

Si utilizzò allo scopo un grosso volume di scintillatore liquido che potesse fungere sia da bersaglio che da rivelatore. Lo schema dell'apparato sperimentale è riportato nella figura 4. 40000 litri di $C_{12}H_{18}$ liquido furono accoppiati ad un sistema di tubi fotomoltiplicatori per rivelare la luce di scintillazione prodotta dal rinculo degli elettroni urtati dai neutrini. Il sistema fu circondato da schermi di paraffina per impedire ai fotoni gamma e ai neutroni prodotti dal reattore nucleare di raggiungere il rivelatore.

L'apparato fu tarato su particelle al minimo di ionizzazione. Il numero di fotoni emessi per 1MeV di energia di rinculo era in media di poco superiore a 6650. Solo il 15% di essi raggiungeva il fotocatodo di uno dei tubi fotomoltiplicatori. L'efficienza del fotocatodo era pari al 10%. Un rinculo di 0.1MeV produceva dunque circa 10 ± 3 fotoelettroni. Per questo motivo la soglia venne fissata a 0.1MeV.

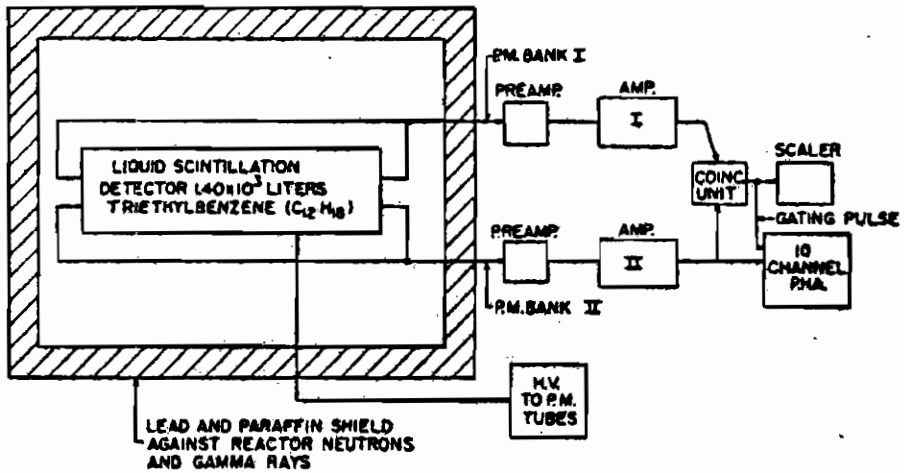


Figura 4: Schema dell'apparato sperimentale di Cowan e Reines. Si distinguono il rivelatore a liquido scintillatore, accoppiato ai tubi fotomoltiplicatori, e lo schermo di paraffina. Tratto da [11].

Dal confronto dei dati sperimentali con il calcolo teorico riportato da Bernstein, Ruderman e Feinbur si ottiene:

$$q_{\nu_e} \leq 10^{-10} e \quad (14)$$

Un limite più restrittivo può essere ottenuto attraverso argomentazioni astrofisiche[10]. Se il neutrino dell'elettrone avesse carica non nulla, il fenomeno della produzione elettromagnetica di coppie neutrino-antineutrino potrebbe aver luogo, con conseguenze rilevanti sull'evoluzione stellare. La creazione di queste coppie nel nucleo di una stella, infatti, darebbe origine a flussi di energia dall'interno verso l'esterno della stella stessa, riducendone la vita media. In particolare il Sole, che, con una produzione di energia pari a 2erg/gs, ha 4.6 miliardi di anni, non avrebbe brillato per più di un miliardo di anni se vi fosse stata una produzione di energia attraverso creazione di coppie neutrino-antineutrino pari a 10erg/gs. L'energia liberata attraverso produzione elettromagnetica di coppie

neutrino-antineutrino è data da:

$$\epsilon \simeq \frac{q_{\nu_e}^2}{e} \cdot 10^{27} \text{erg/gs} \quad (15)$$

che fornisce:

$$q_{\nu_e} < 10^{-13} e \quad (16)$$

Un altro limite sulla carica elettrica del neutrino dell'elettrone fu riportato da G. Barbiellini e G. Cocconi[12]. Nel 1987 il rivelatore KamiokandeII (un rivelatore Cerenkov di 2140t d'acqua) registrò, in un intervallo temporale di circa 10s, una dozzina di eventi prodotti da neutrini elettronici di energia compresa tra 7 e 35MeV[13]. Il fenomeno fu associato all'esplosione della supernova SN1987A, situata nella Nube di Magellano ad una distanza di circa 50kpc dal rivelatore. Se i neutrini elettronici non fossero neutri, il campo magnetico avrebbe curvato le loro traiettorie in modo differente a seconda della loro energia, impedendo che arrivassero sulla Terra in una finestra temporale di pochi secondi. Dall'analisi dell'eventuale raggio di curvatura prodotto dalla forza di Lorentz, si può dedurre che:

$$q_{\nu_e} < 10^{-15} e \div 10^{-17} e \quad (17)$$

a seconda delle ipotesi assunte sul campo magnetico galattico. In effetti, benché l'argomentazione sia ritenuta formalmente corretta, le scarse conoscenze sul campo magnetico galattico suscitano perplessità sul risultato ottenuto[8, 9].

Un limite assai più restrittivo può essere ottenuto in modo indiretto dall'analisi del decadimento β :

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (18)$$

La carica del protone è opposta a quella dell'elettrone entro $10^{-21} e$ (esperimento di Marinelli e Morpurgo). La carica del neutrone è in modulo inferiore a $10^{-21} e$ (esperimento di Baumann, Gahler, Kalus e Mampe). Dal principio di conservazione della carica e dalla simmetria CPT, si può dedurre che:

$$q_{\nu_e} \leq 10^{-21} e \quad (19)$$

Il limite così ottenuto non può prescindere dal principio di conservazione della carica e dalla simmetria CPT. Per questo motivo, benché assai convincente, non può essere considerato una prova diretta della neutralità del neutrino elettronico.

Il limite sulla carica elettrica del neutrino del muone fu ottenuto dallo studio della sezione d'urto del processo di scattering elastico con l'elettrone, in modo analogo a quanto visto per il caso del neutrino elettronico. Se la carica del neutrino non fosse nulla, infatti, la sezione d'urto di questo processo avrebbe un contributo elettromagnetico. Dal confronto tra il valore di questo contributo e il valore sperimentale, è possibile stabilire il limite suddetto.

Il confronto tra la sezione d'urto sperimentale e quella teorica fu proposto da K. S. Babu e R. Volkas[7], che utilizzarono i risultati ottenuti dalla collaborazione BBKOPST[14, 15].

La collaborazione BBKOPST realizzò un rivelatore che potesse analizzare, su un fascio di neutrini muonici, i processi:

$$\nu_\mu + e \longrightarrow \nu_\mu + e \quad (20)$$

$$\nu_\mu + p \longrightarrow \nu_\mu + p \quad (21)$$

$$\nu_\mu + n \longrightarrow \mu^- + p \quad (22)$$

Dall'analisi di questi processi fu possibile stabilire il flusso dei neutrini ν_μ e, isolando il processo (20), ricavare la sezione d'urto dello scattering elastico neutrino-elettrone.

Nel rivelatore proposto, schematizzato in figura 5, si potevano distinguere tre elementi: il rivelatore principale, un calorimetro per sciami elettromagnetici e uno spettrometro di muoni.

Il rivelatore principale fu scomposto in moduli di calorimetria e tracciamento. La funzione calorimetrica fu affidata a tubi cilindrici (sezione=7.9cm², altezza=25cm) riempiti di scintillatore liquido e accoppiati ad opportuni tubi fotomoltiplicatori. Per il tracciamento furono impiegati tubi a deriva proporzionali a sezione rettangolare (3.8cm×7.6cm×4.2cm) riempiti di miscela Ar-CH₄ (90%-10%). A ciascun piano di tubi scintillatori furono accoppiati due piani di tubi a deriva, orientati ortogonalmente l'uno rispetto all'altro per

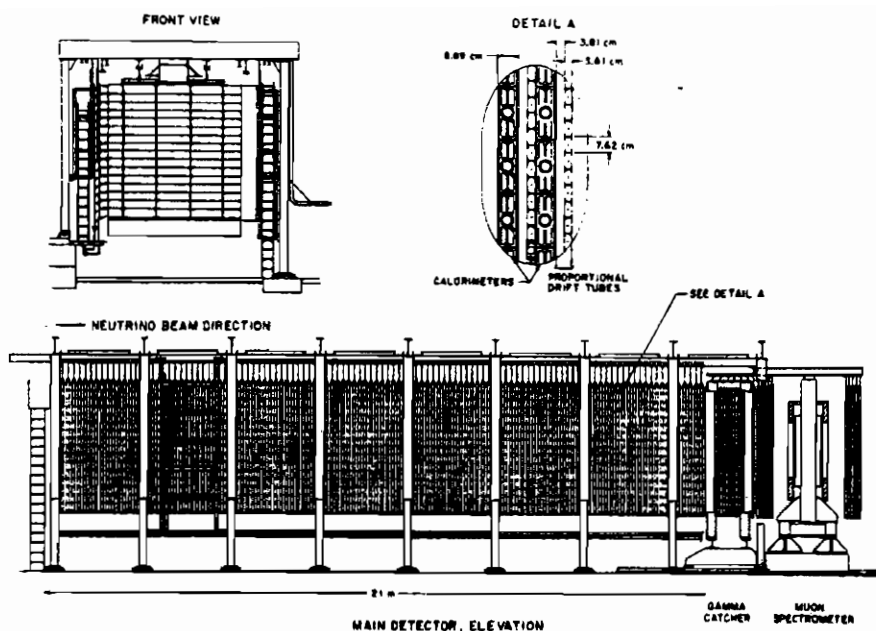


Figura 5: Schema del rivelatore costruito dalla collaborazione BBKOPST. Si distinguono tre elementi: il rivelatore principale, il calorimetro per sciami elettromagnetici e lo spettrometro di muoni. Il dettaglio mostra il sistema di tracciamento e calorimetria del rivelatore principale. Tratto da [14].

permettere la lettura nelle due coordinate del piano ortogonale alla direzione del fascio. Delle 170t di massa totale, 100 poterono essere utilizzate come massa fiduciale, con l'80% di liquido scintillatore.

Per la calorimetria degli sciami elettromagnetici furono impiegati 10 moduli sandwich piombo-scintillatore, con la funzione di misurare l'energia dei fotoni gamma provenienti dal rivelatore principale.

Infine, come spettrometro di muoni, furono utilizzati piani di tubi a deriva analoghi a quelli del rivelatore principale, immersi in un campo magnetico costante. Analizzando la deflessione della traiettoria, fu possibile risalire all'impulso dei muoni.

Nella figura 6 è riportato uno schema della configurazione del-

l'apparato sperimentale.

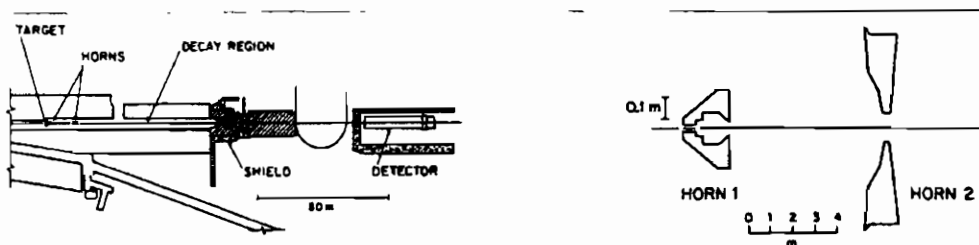


Figura 6: Schema della configurazione su fascio dell'esperimento BBKOPST. Si distinguono il bersaglio, i magneti deflettori (disegnati nel particolare a destra), la regione di decadimento, la regione di schermatura e il rivelatore. Tratto da [14].

L'esperimento fu eseguito presso i laboratori AGS di Brookhaven, dove fu possibile usufruire di un fascio di protoni di energia pari a 28.3 GeV, scomposto in pacchetti di circa un migliaio di particelle, larghi 30 ns, separati da 224 ns. Sulla traiettoria del fascio fu posizionato un bersaglio di zaffiro di 45 cm. A ridosso del bersaglio furono installati due magneti deflettori che focalizzassero le particelle di carica positiva prodotte nell'urto protone-bersaglio. In questo modo fu possibile ottenere un fascio di neutrini sfruttando i decadimenti dei mesoni π^+ e K^+ :

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (23)$$

$$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (24)$$

Alcune camere a ionizzazione furono posizionate alla fine della regione di decadimento per permettere di monitorare il flusso di muoni e quindi l'allineamento e l'intensità del fascio. Il rivelatore fu invece posto a circa 50 m dal bersaglio.

I dati riportati dalla collaborazione BBKOPST si basano sull'analisi degli eventi prodotti da $2.62 \cdot 10^{19}$ protoni incidenti sul bersaglio. Il risultato ottenuto fornisce:

$$\frac{\sigma(\nu_\mu + e \rightarrow \nu_\mu + e)}{\langle E_\nu \rangle} = (1.85 \pm 0.25 \pm 0.27) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV} \quad (25)$$

dove $\langle E_\nu \rangle$ è l'energia media dei neutrini. Nel termine di destra dell'equazione (25) sono riportati, in ordine, la stima, l'errore casuale e l'errore sistematico. Usando questi valori, seguendo il lavoro di Babu e Volkas[7], si ottiene:

$$q_{\nu_\mu} < 10^{-9} e \quad (26)$$

La non neutralità del neutrino del muone avrebbe inoltre le stesse conseguenze sull'evoluzione stellare descritte nell'ipotesi di carica non nulla del neutrino dell'elettrone[10]. Ciò comporta che, in base all'età del Sole, si può ricavare un limite anche sulla carica del neutrino del muone[10]:

$$q_{\nu_\mu} < 10^{-13} e \quad (27)$$

Questo stesso limite costituisce a tutt'oggi il risultato più attendibile per la carica del neutrino del tau[10]:

$$q_{\nu_\tau} < 10^{-13} e \quad (28)$$

3 Particelle a carica frazionaria.

Il secondo approccio nella ricerca delle prove sperimentali della quantizzazione della carica elettrica si propone di dimostrare che non esistono particelle che violino questa regola. Il fatto che lo studio diretto delle particelle note non dia adito a perplessità in merito, infatti, non permette di escludere che in Natura vi siano altre particelle, da noi ancora non individuate, di carica frazionaria. Ci si può dunque chiedere quali regioni di un grafico, che riporti in ascissa la massa delle particelle ed in ordinata la carica, siano state indagate: ne emerge un grafico di esclusione, nel quale si evidenziano le regioni ancora permesse. I risultati attualmente a disposizione sono illustrati nella figura 7[16] e discussi di seguito.

3.1 Lamb shift.

Un primo limite nel grafico di esclusione massa-carica è dato da considerazioni inerenti il Lamb shift[18, 17, 19]. Poiché esperimenti

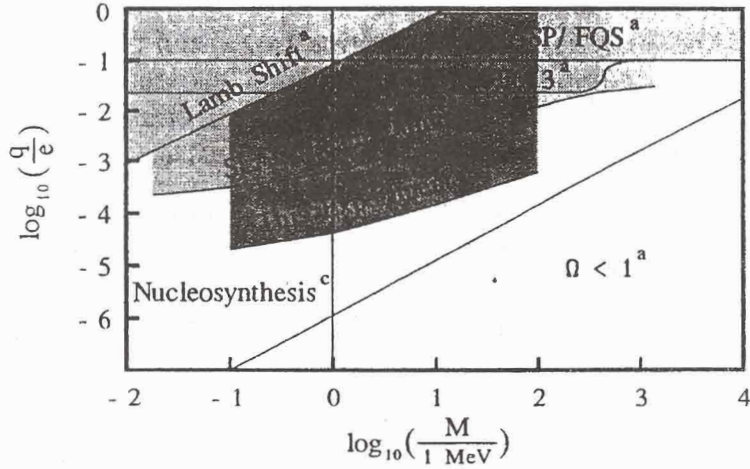


Figura 7: Limiti attualmente a disposizione nella ricerca delle particelle a carica frazionaria. I limiti denominati "SLAC Beam Dump" e "This Experiment" furono ottenuti con gli esperimenti descritti nell'ultima parte dell'articolo: il primo proviene dai riferimenti [17, 19, 30], il secondo dal riferimento [16]. Tratto da [16].

diretti forniscono risultati più vincolanti, la trattazione verrà qui solo accennata.

I livelli $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$ dell'idrogeno sono separati da una differenza di energia δE_L (detta "Lamb shift") che, secondo l'elettrodinamica quantistica, è dovuta alle fluttuazioni di punto zero del campo elettrico. Si può dimostrare che, se esistessero particelle di carica q_{mQ} e massa m_{mQ} , il valore del Lamb shift subirebbe una correzione proporzionale a [17]:

$$\left(\frac{q_{mQ} m_e}{m_{mQ}} \right)^2 \quad (29)$$

con m_e massa dell'elettrone.

Utilizzando il valore teorico di δE_L in questa ipotesi e con-

frontandolo con il valore sperimentale, si ottiene il limite riportato in figura 7.

3.2 Argomentazioni cosmologiche.

Vi sono due argomentazioni cosmologiche che permettono di escludere due regioni nel grafico massa-carica relativo alle particelle a carica frazionaria. Il loro contenuto è piuttosto tecnico: di seguito verranno solamente accennati i principi su cui si basano e i risultati che forniscono. Per ulteriori dettagli si rimanda ai riferimenti [17, 18, 19, 20].

Un primo argomento può essere dedotto dallo studio della nucleosintesi primordiale[20]. In base al modello cosmologico del Big Bang è possibile fissare un limite sulla densità di energia di quell'epoca. Si può dimostrare che l'esistenza eventuale di particelle a carica frazionaria con massa inferiore a 1MeV e carica maggiore di $10^{-8}e$ avrebbe dato luogo ad una densità di energia nella nucleosintesi primordiale incompatibile con la attuale abbondanza di elementi leggeri nell'Universo. Rimane dunque esclusa nel grafico massa-carica per particelle a carica frazionaria la regione indicata in figura 7.

Il secondo limite è ricavato invece imponendo che la densità ρ_{mQ} delle particelle a carica frazionaria nell'Universo non sia superiore alla densità critica dell'Universo ρ_c [17, 18, 19] (nell'ipotesi di Universo piatto o aperto). Maggiore è l'intensità dell'interazione tra una particella a carica frazionaria e una sua antiparticella, maggiore è la probabilità di annichilazione. Di conseguenza, per intensità di interazione sufficientemente basse, la bassa efficienza degli eventi di annichilazione comporta una densità residua troppo elevata per essere compatibile con l'ipotesi di Universo piatto o aperto. Se si accetta questa ipotesi, poiché la sezione d'urto di annichilazione è proporzionale a $(q_{mQ}/m_{mQ})^2$, si può escludere la regione riportata nella figura 7.

3.3 Esperimenti presso gli acceleratori: ASP.

I limiti più interessanti nella ricerca diretta dell'esistenza delle particelle a carica frazionaria sono stati ottenuti attraverso esperimenti svolti presso i grandi acceleratori di particelle. Tra questi, uno dei più significativi, anche se forse ormai non più attuale, fu svolto dalla collaborazione ASP[21, 22, 23].

Il rivelatore ASP (acronimo di "Anomalous Single Photon") fu progettato per studiare i processi:

$$e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu} \quad (30)$$

Poiché la probabilità di interazione dei neutrini è di gran lunga inferiore alla probabilità di interazione di un fotone gamma, i processi (30) sono caratterizzati dal fatto che, in un rivelatore posto ad osservare gli urti $e^+ + e^-$, si osserva un evento di fotone singolo. In base poi ad argomentazioni cinematiche, legate anche alle caratteristiche del rivelatore, noto il momento del fotone gamma, è possibile determinare se il fotone singolo provenga dal processo (30) o da altri processi. Se però esistessero particelle a carica frazionaria mQ con carica e massa tali da interagire con bassa probabilità con il rivelatore, eventi del tipo:

$$e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + mQ + \overline{mQ} \quad (31)$$

sarebbero indistinguibili dal processo (30). Dal confronto della sezione d'urto teorica con i dati sperimentali, si può dunque escludere l'esistenza di particelle a carica frazionaria per determinati valori di massa e carica.

Il rivelatore ASP fu progettato in modo quasi totalmente ermetico, con angolo morto assai ridotto. Lo schema dell'apparato è riportato nella figura 8. Vicino al punto di impatto $e^+ + e^-$, fu sistemato il rivelatore centrale, capace di seguire le particelle uscenti dal punto di impatto con un angolo rispetto alla direzione tangente al moto compreso tra 20° e 160° . Per la misura dell'energia e della traiettoria furono utilizzati diversi piani di tubi a deriva

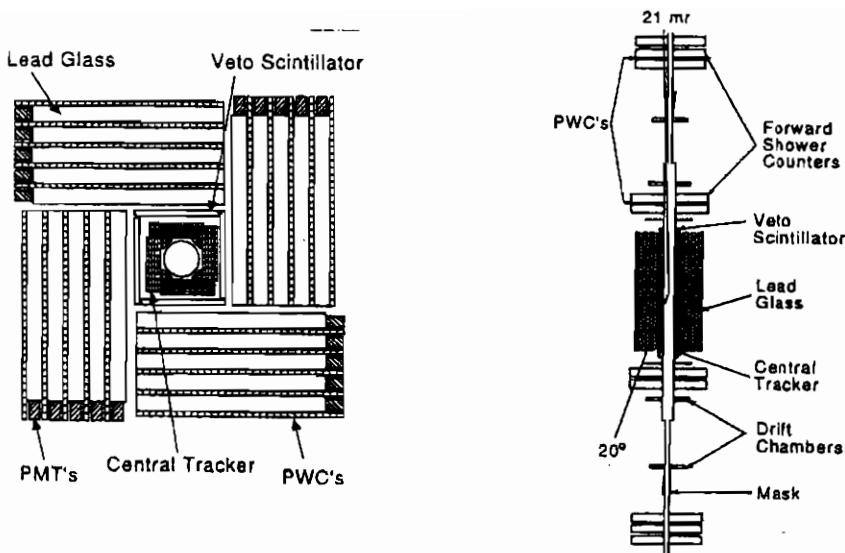


Figura 8: Schema del rivelatore ASP. Si distinguono nella sezione verticale (a sinistra) il rivelatore centrale, il sistema di veto, i vetri scintillatori letti dai tubi fotomoltiplicatori (PMT) e le camere a fili (PWC). Nella sezione orizzontale (a destra) si evidenziano i rivelatori inseriti per diminuire l'angolo morto. Tratto da [21].

($2.4 \times 1.1 \times 220 \text{cm}^3$). Un sistema di rivelatori a scintillazione fu posizionato a ridosso del rivelatore centrale, in modo che si potessero filtrare, con la tecnica del tempo di volo, gli eventi provenienti dal passaggio di radiazione cosmica. Per la calorimetria elettromagnetica, attorno ai dispositivi di veto, furono aggiunti blocchi di vetro al piombo accoppiati ad opportuni tubi fotomoltiplicatori, alternati a camere a fili proporzionali.

L'angolo morto fu ridotto ulteriormente tramite altri due rivelatori che permettessero di individuare le particelle uscenti per angoli azimutali compresi tra il minimo permesso dalle dimensioni del tubo di fascio (21mrad) e il minimo coperto dal rivelatore centrale (20°). Per la misura dell'energia e della traiettoria fu realizzato un sistema di camere a fili alternate a blocchi di vetro al piombo e a camere di deriva, configurato come in figura 8.

L'esperimento fu eseguito presso l'anello di accumulazione $e^+ + e^-$ PEP di SLAC ($\sqrt{s} = 29\text{GeV}$, luminosità = $3 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Sulla ricostruzione degli sciami elettromagnetici furono raggiunte risoluzioni energetiche del 15% ed indeterminazioni sul punto di origine di circa 1cm.

Con un angolo morto così ridotto, in fase di analisi fu possibile filtrare la maggior parte degli eventi di fondo con argomentazioni cinematiche. Tra questi fu eliminato il contributo di maggior rilievo rappresentato dai processi di Bhabha scattering:

$$e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad (32)$$

Gli eventi di fotone singolo generati dal processo (32) furono esclusi imponendo che la proiezione p_j^γ del momento del fotone gamma lungo la direzione del fascio fosse maggiore di $0.6\text{GeV}/c$ (con c velocità della luce). Da argomentazioni cinematiche si evince infatti che, se l'elettrone e il positrone in uscita da un Bhabha scattering si allontanano con un angolo θ , rispetto alla direzione iniziale, compreso tra 0 e θ_{lim} , p_j^γ deve soddisfare la relazione:

$$p_j^\gamma < 2\theta_{lim}\sqrt{s} \quad (33)$$

Nell'esperimento ASP gli eventi di fotone singolo furono registrati solo in corrispondenza di $\theta < 21\text{mrad}$: in caso contrario, infatti, l'elettrone o il positrone sarebbero stati rivelati. Inserendo questo limite nell'equazione (33), si ottiene il valore di soglia per p_j^γ .

Inoltre venne fissata una soglia massima di 10GeV sull'energia dei fotoni gamma per eliminare gli eventi del tipo:

$$e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (34)$$

Il risultato sperimentale, confrontato con le simulazioni Monte Carlo, fornì il limite riportato in figura 7.

3.4 Esperimenti presso gli acceleratori: esperimenti di beam dump.

I contributi più significativi nella determinazione delle regioni di esclusione del grafico massa-carica sono stati ottenuti attraverso

esperimenti di beam-dump. In questo tipo di esperimenti un fascio di protoni o di elettroni viene fatto collidere su un bersaglio opportuno. I prodotti della collisione vengono analizzati da rivelatori posti a grande distanza dal punto di impatto. La maggior parte dei prodotti perde tutta la propria energia prima di raggiungere il rivelatore, che è attraversato solo da muoni di alta energia, neutrini ed eventuali particelle a carica frazionaria. I muoni di alta energia possono essere identificati con facilità. I flussi di neutrini possono essere determinati da simulazioni Monte Carlo. Flussi anomali possono dunque essere associati all'esistenza di particelle a carica frazionaria. In assenza di flussi anomali, può essere esclusa una regione del grafico massa-carica.

Il primo esperimento di questo tipo di seguito analizzato fu realizzato dalla collaborazione E613[24, 25, 26] su fascio di protoni per scopi differenti da quelli sopra indicati. I dati riportati in letteratura furono però ripresi da E. Golowich e R. W. Robinett[27] per escludere l'esistenza di particelle a carica frazionaria.

In figura 9 è riportato lo schema dell'apparato sperimentale E613. Un bersaglio di tungsteno fu posto sulla traiettoria del fascio di protoni da 400GeV prodotto presso il Fermilab. Per ridurre la distanza tra il punto di impatto e il rivelatore, si inserì una serie di magneti deflettori che deviasse verticalmente una parte cospicua dei muoni generati nell'urto. Il rivelatore poté quindi essere posizionato ad una distanza relativamente vicina (56m) con un flusso di muoni residuo, sulla superficie a monte, di $2.3 \cdot 10^5$ muoni per pacchetti tipici di $2 \cdot 10^{12}$ protoni sul bersaglio.

Il rivelatore fu costruito con due elementi distinti: un calorimetro ed uno spettrometro di muoni. Il calorimetro fu suddiviso in 30 moduli di rivelazione. In ciascun modulo furono alternati, per 12 strati, lastre di piombo e camere contenenti scintillatore liquido, accoppiate ad un sistema di tubi fotomoltiplicatori. Tra un modulo e il successivo, furono inseriti due piani di camere a fili proporzionali. Nello schema riportato nella figura 10 si possono distinguere le componenti descritte.

Il calorimetro fu posto tra una serie di contatori di veto e lo

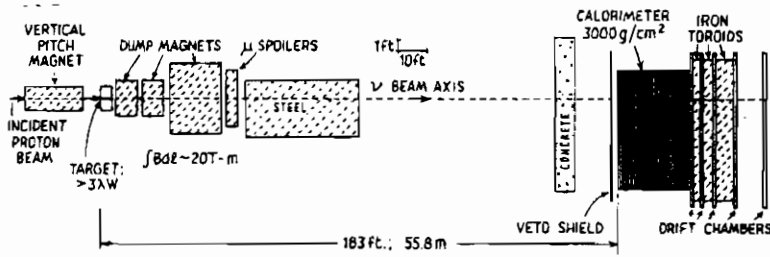


Figura 9: Schema dell'apparato sperimentale E613. Si distinguono il bersaglio, i magneti deflettori e il rivelatore, costituito da uno schermo di veto, un calorimetro e uno spettrometro di muoni. Tratto da [24].

spettrometro di muoni, costituito da 5 camere a deriva e 3 magneti deflettori.

Il rivelatore fu capace di lavorare con una risoluzione energetica pari a $0.53\% \sqrt{\epsilon}$ per gli adroni e $0.27\% \sqrt{\epsilon}$ per gli elettroni (con ϵ energia del fascio).

In modo analogo a quanto visto per l'esperimento della collaborazione BBKOPST, questo rivelatore, attraverso calorimetria e tracciamento delle particelle prodotte, fu in grado di fornire i dati sufficienti a stabilire il numero di eventi di neutrino. Dal confronto con i risultati delle simulazioni Monte Carlo, fu poi possibile determinare il numero di particelle a carica frazionaria eventualmente rivelate. Golowich e Robinett considerarono esclusivamente i segnali relativi alle correnti neutre delle interazioni tra le particelle a carica frazionaria e il rivelatore. Noto il numero di eventi di questo tipo sperimentalmente registrati, fu possibile risalire al numero sperimentale di particelle a carica frazionaria prodotte nell'urto del fascio di protoni con il bersaglio. Il tasso di produzione fu determinato in funzione della massa e della carica attribuite alle particelle a carica frazionaria. Questo tasso di produzione fu quindi anche calcolato a priori dallo studio teorico del decadimento elettromagnetico dei mesoni prodotti nelle interazioni adroniche:

$$p + p \rightarrow V + \dots \Rightarrow V \rightarrow mQ + \overline{mQ} \quad (35)$$

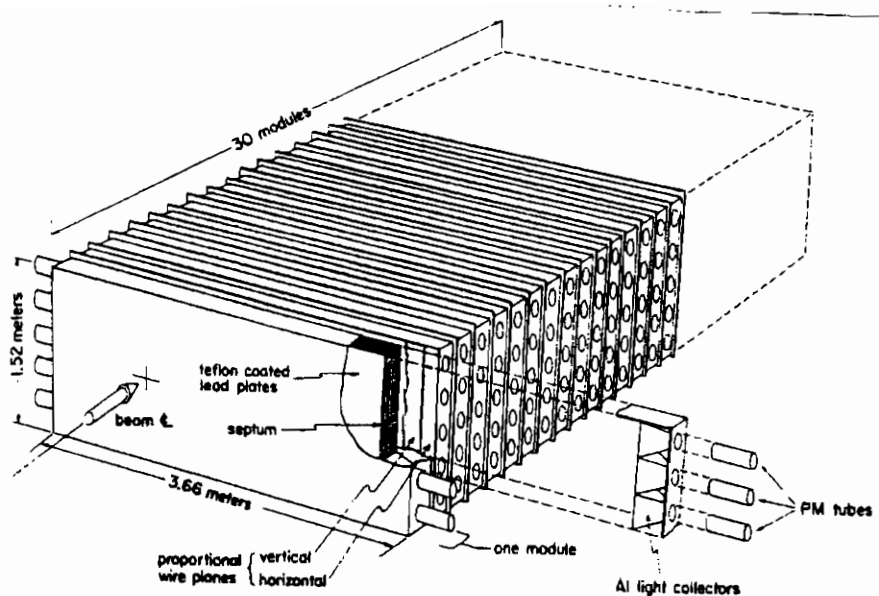


Figura 10: Un particolare del rivelatore principale utilizzato nell'esperimento E613. Tratto da [25].

con $V = \rho, \omega$ o J/ψ , e della produzione diretta (Drell-Yan):

$$p + p \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow mQ + \overline{mQ} \quad (36)$$

Il confronto del tasso di produzione sperimentale con quello calcolato a priori teoricamente permise di fissare nuovi limiti sull'esistenza di particelle a carica frazionaria.

Dall'analisi dell'esperimento E613 su $1.8 \cdot 10^{17}$ protoni, il numero di segnali in eccesso ricavato risultò compatibile con 0, e comunque minore di 180 entro un livello di fiducia del 90%. Da questo valore fu possibile escludere, nel grafico massa-carica, la regione indicata nella figura 7.

Limiti più severi furono ottenuti attraverso esperimenti di beam-dump di fasci di elettroni. Come osservato in letteratura [18, 28], l'utilizzo di elettroni garantisce infatti un tasso di eventuale pro-

duzione di particelle a carica frazionaria più alto rispetto agli esperimenti di beam-dump di fasci di protoni.

Nella figura 11 è riportato lo schema dell'apparato sperimentale di un esperimento di beam-dump di elettroni eseguito presso i laboratori SLAC[17, 29, 30]. I dettagli sperimentali relativi a questo lavoro sono assai carenti in letteratura. La descrizione sarà dunque solamente sommaria.

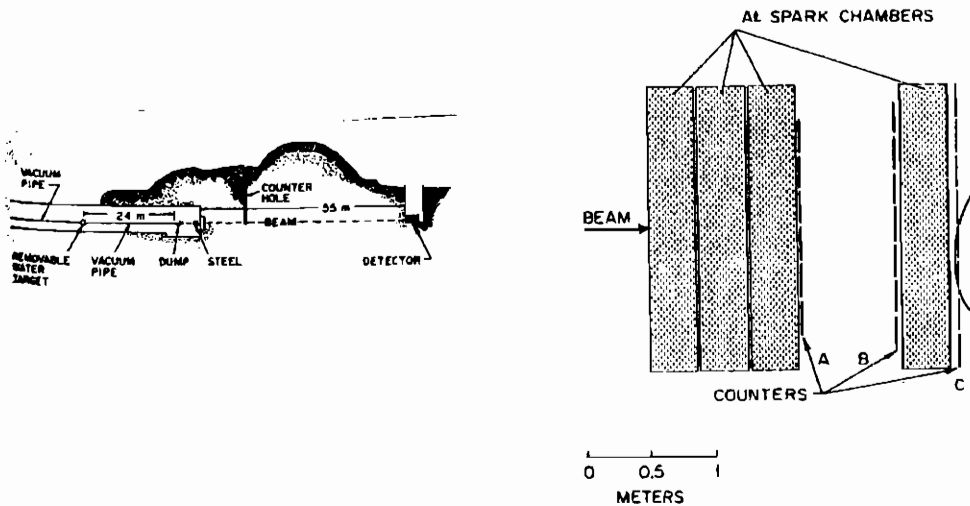


Figura 11: Schema dell'esperimento di beam dump di elettroni effettuato a SLAC. A sinistra è disegnata la configurazione su fascio, ed in particolare si distinguono il bersaglio, gli ostacoli artificiali, la buca per inserire il rivelatore-trigger e il rivelatore principale. A destra sono riportati gli elementi principali del rivelatore principale. Tratto da [29].

La configurazione è simile a quella adottata nell'esperimento precedentemente descritto. In questo caso le particelle di carica frazionaria sarebbero dovute emergere dalla collisione tra un fascio di elettroni ed un bersaglio fisso. Tra il punto di impatto e il rivelatore fu inserita una serie di ostacoli artificiali. Inoltre il rivelatore fu posto a circa 70m dal bersaglio, in modo che la roccia miocenica infrapposta potesse bloccare la maggior parte dei prodotti dell'urto,

ad eccezione dei neutrini, dei muoni altamente energetici ed eventualmente delle particelle a carica frazionaria. Un rivelatore di piccole dimensioni fu invece posto a minor distanza dal bersaglio con la funzione di fornire un primo livello di trigger del sistema.

Il rivelatore principale fu suddiviso in 4 camere a spark in alluminio e 3 strati di scintillatore plastico. In ciascuna camera a spark furono alloggiati 11 piani di alluminio spessi 2.54cm, con una superficie di 2.4cm^2 .

Le particelle a carica frazionaria eventualmente prodotte nell'urto elettrone-bersaglio, se avessero interagito nel rivelatore, avrebbero generato coppie elettrone-positrone (trident process), dando luogo a segnali facilmente rivelabili. Dal confronto tra il numero di coppie prodotte nel rivelatore[29] con la stima della sezione d'urto del processo[30], fu ottenuta la conferma della non esistenza di particelle a carica frazionaria nella regione indicata in figura 7 (area denominata "SLAC Beam Dump").

Il limite più restrittivo nel grafico massa-carica per le particelle a carica frazionaria fu ottenuto con un esperimento assai simile a quello precedente descritto[16] (figura 12). Anche in questo caso fu utilizzato il fascio di elettroni di SLAC. Qui fu possibile far incidere su un bersaglio fisso (75% di tungsteno, 25% di renio) pacchetti di $3 \cdot 10^{10}$ elettroni da 29.5GeV, larghi qualche ps e ripetuti con una frequenza di 120Hz. Allineato alla direzione del fascio, ad una distanza di 82.6m dal punto di impatto, furono posizionati 5 contatori a scintillazione ($21 \times 21\text{cm}^2$) per rivelare i muoni di alta energia prodotti nell'urto. Il rivelatore principale fu invece dislocato a più di 100m di distanza dal bersaglio. Per rivelare le particelle a carica frazionaria furono utilizzati 4 blocchi (2×2) di scintillatore plastico (Bicron-408) di dimensioni $21 \times 21 \times 130\text{cm}^3$. Ciascun blocco, posizionato con l'asse longitudinale lungo la direzione di fascio, fu accoppiato ad un tubo fotomoltiplicatore capace di rivelare il singolo fotoelettrone.

Per ciascun evento registrato dal rivelatore principale, prendendo come riferimento il segnale proveniente dal rivelatore di muoni, fu possibile stabilire la differenza temporale tra l'urto elettrone

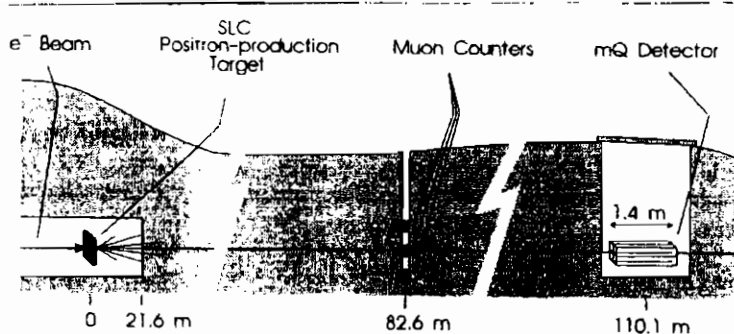


Figura 12: Schema dell'apparato sperimentale del secondo esperimento di beam dump di elettroni a SLAC. Si distinguono il bersaglio, i contatori di muoni e il rivelatore di particelle a carica frazionaria. Tratto da [16].

bersaglio e la segnalazione dell'evento stesso. Poiché nel range di massa tra 0.1 e $1000 \text{ MeV}/c^2$ il 95% delle particelle a carica frazionaria avrebbe raggiunto il rivelatore in un intervallo temporale di 1 ns , collezionando un numero sufficientemente elevato di eventi, si sarebbe dovuto osservare un picco nel grafico del numero degli eventi in funzione del tempo di volo in corrispondenza del tempo di volo delle particelle a carica frazionaria.

L'esperimento raccolse i dati provenienti da $8.4 \cdot 10^{18}$ elettroni in un periodo di 14 settimane. Il risultato è riportato nella figura 13. Dall'analisi dettagliata dei dati accumulati fu possibile escludere la regione indicata in figura 7 (area denominata "This Experiment").

4 Conclusioni.

Nella tabella 1 sono riportati in forma riassuntiva risultati degli esperimenti e delle argomentazioni fenomenologiche discussi nella prima parte di questo articolo. I limiti elencati sono un robusto supporto alla comune convinzione che la regola di quantizzazione della carica elettrica non ammetta violazioni.

Nonostante ciò, si deve notare che il suggerimento che il deficit di

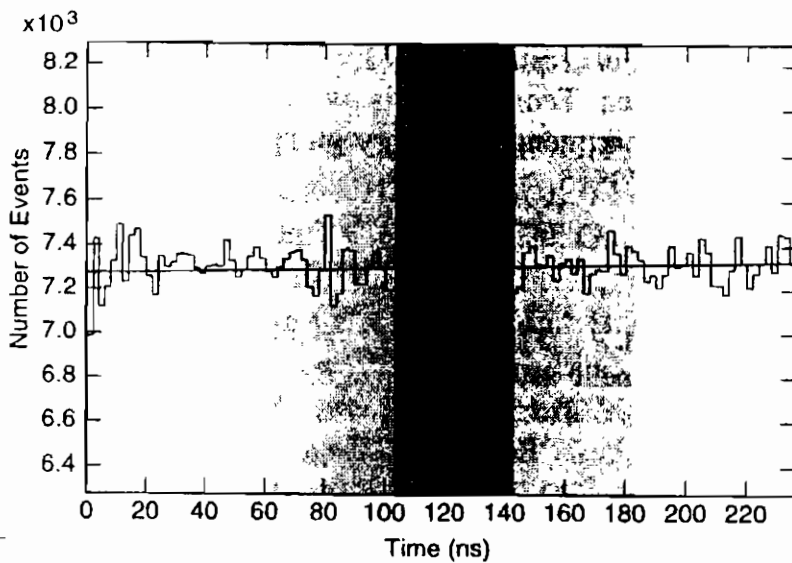


Figura 13: Risultati dell'esperimento di beam dump di elettroni condotto a SLAC. Le aree più scure indicano la regione dove ci si aspetterebbe un segnale legato al passaggio delle particelle a carica frazionaria. Tratto da [16].

neutrini solari possa essere originato da una non perfetta neutralità dei neutrini, benché assai bizzarra, non può essere escluso con alti livelli di rigosità sulla base degli argomenti esposti.

Inoltre, è stato osservato che è possibile costruire teorie rinormalizzabili che prevedono la violazione della regola di quantizzazione della carica elettrica compatibilmente con quanto osservato [5, 6, 32, 33, 34]. L'analisi di queste teorie, qui citate solo a titolo di curiosità, esula comunque dallo scopo di questo articolo.

L'esistenza di particelle a carica frazionaria può essere quasi totalmente esclusa sulla base dei risultati illustrati in figura 8. Anche in questo caso, però non mancano gli articoli nei quali viene costruita una teoria rinormalizzabile in cui la conservazione della carica sia violata nell'ipotesi in cui esistano particelle leggere con carica inferiore a $10^{-2}e$ (e in cui la massa del fotone non sia rigorosa-

Carica misurata	Esperimento	Limite
$q_p + q_e$	Elettrometria a levitazione magnetica	$0 \leq q_p + q_e \leq 1.6 \cdot 10^{-21} e$
q_n	Deflessione di fasci in campo elettrico	$-1.7 \cdot 10^{-21} e \leq q_n \leq 0.5 \cdot 10^{-21} e$
q_{ν_e}	Scattering elastico $\nu - e$	$q_{\nu_e} < 10^{-10} e$
	Età del Sole	$q_{\nu_e} < 10^{-13} e$
	SN1987A	$q_{\nu_e} < 10^{-15} e \div 10^{-17} e$
	Decadimento β	$q_{\nu_e} < 10^{-21} e$
q_{ν_μ}	Scattering elastico $q_{\nu_\mu} - e$	$q_{\nu_\mu} < 10^{-9} e$
	Età del Sole	$q_{\nu_\mu} < 10^{-13} e$
q_{ν_τ}	Età del Sole	$q_{\nu_\tau} < 10^{-13} e$

Tabella 1: Tabella riassuntiva dei risultati precedentemente illustrati.

mente nulla, ma comunque compatibile con il limite sperimentale $m_\gamma < 6 \cdot 10^{-16} eV/c^2$ [35, 36]). Si rimanda ancora ai riferimenti bibliografici per eventuali approfondimenti.

5 Ringraziamenti

Desidero ringraziare il dott. Carlo Del Noce per la attenta lettura del manoscritto.

Riferimenti bibliografici

- [1] M. Marinelli, G. Gallinaro and G. Morpurgo, Nucl. Instr. and Methods, **185** (1981) p.129-140
- [2] M. Marinelli and G. Morpurgo, Phys. Rep., **85**, no.4 (1982) p.161-258
- [3] M. Marinelli and G. Morpurgo, Phys. Lett., **137B**, no.5-6 (1984) p. 439-442
- [4] J. Baumann, R. Gahler, J. Kalus and W. Mampe, Phys. Rev., **D37**, no.11 (1988) p. 3107-3112
- [5] R. Foot, G. C. Joshi, H. Lew and R. R. Volkas, Modern Phys. Lett., **A5**, no.2 (1990), p. 95-100
- [6] M. Maruno, E. Takasugi and M. Tanaka, Progr. of Theor. Phys., **86**, no.4 (1991), p. 907-915
- [7] K. S. Babu and R. R. Volkas, Phys. Rev., **D46**, no.7 (1992), p. R2764-R2768
- [8] A. Yu. Ignatiev and G. C. Joshi, Modern Phys. Lett., **A9**, no.16 (1994), p. 1497-1488
- [9] A. Yu. Ignatiev and G. C. Joshi, Phys. Rev., **D51**, no.5 (1995), p. 2411-2420
- [10] J. Bernstein, M. Ruderman and G. Frinberg, Phys. Rev. Lett., **132**, no.3 (1963), 1227-1233
- [11] C. L. Cowan and F. Reiners, Phys. Rev., **107**, no.2 (1957), 528-530
- [12] G. Barbiellini and G. Cocconi, Nature, **329**, (1987), p. 21-22
- [13] K. Hirata *et al.* (Kamiokande collaboration), Phys. Rev. Lett., **58**, no.14 (1987), p. 1490-1493

- [14] L. A. Ahrens *et al.* (BBKOPST collaboration), Phys. Rev., **D34**, no.1 (1986), p. 75-84
- [15] K. Abe *et al.* (BBKOPST collaboration), Phys. Rev. Lett., **58**, no.7 (1987), p. 636-639
- [16] A. A. Prinz *et al.*, Phys. Rev. Lett., **81**, no.6, (1998), p. 1175-1178
- [17] S. Davidson, B. Campbell and D. Bailey, Phys. Rev., **D43**, no.7 (1991), p. 2314-2321
- [18] M. I. Dobroliubov and A. Yu. Ignatiev, Phys. Rev. Lett., **65**, no.6 (1990), p. 679-682
- [19] R. N. Mohapatra and S. Nussinov, Int. Journ. of Mod. Physics, **A7**, no.16 (1992), p. 3817-3834
- [20] S. Davidson and M. Peskin, Phys. Rev., **D49**, no.4 (1994), p. 2114-2117
- [21] G.Bartha *et al.* (ASP collaboration), Phys. Rev. Lett., **56**, no.7 (1986), p. 685-688
- [22] C.Hearty *et al.* (ASP collaboration), Phys. Rev. Lett., bf 58, no.17 (1987), p. 1711-1714
- [23] C.Hearty *et al.* (ASP collaboration), Phys. Rev., bf D39, no.11 (1989), p. 3207-3226
- [24] R. C. Ball *et al.* (E613 collaboration), Phys. Rev. Lett., **51**, no.9 (1983), p. 743-746
- [25] M. E. Duffy *et al.* (E613 collaboration), Nucl. Instr. and Methods, **228**, (1983), p. 37-44
- [26] R. C. Ball *et al.* (E613 collaboration), Phys. Rev. Lett., **53**, no.14 (1983), p. 1314-1317

- [27] E. Golowich and R. W. Robinett, Phys. Rev., **D35**, no.1 (1987), p. 391-393
- [28] M. I. Dobroliubov and A. Yu. Ignatiev, Modern Phys. Lett., **A8**, no.10 (1993), p. 917-923
- [29] T. W. Donnelly *et al.*, Phys. Rev., **D18**, (1978), p. 1607-1620
- [30] A. G. Wright, J. Phys., **A6**, (1973), p. 79-92
- [31] B. Schwarzschild, Physics Today, September 1998, p. 18-21
- [32] E. Takasagi and M. Tanaka, Phys. Rev., **D44**, (1991), p. 3706-3708
- [33] R. Foot, Modern Phys. Lett., **A6**, p. 527-529
- [34] A. Yu. Ignatiev and G. C. Joshi, Phys. Rev., **D48**, no.9 (1993), p. 4481-4483
- [35] A. Yu. Ignatiev, V. A. Kuzmin and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett., **B84**, no.3 (1979), p. 315-318
- [36] A. Yu. Ignatiev and G. C. Joshi, Phys. Lett., **B361**, (1996), p. 216-220

Survival Probability of Large Rapidity Gaps in $\bar{p}p$ Collisions

M. M. Block *

*Department of Physics and Astronomy,
Northwestern University, Evanston, IL 60208*

F. Halzen †

*Department of Physics,
University of Wisconsin, Madison, WI 53706*

(Seminario tenuto il 18 ottobre 2000)

*Work partially supported by Department of Energy contract DA-AC02-76-Er02289 Task B.

†Work partially supported by Department of Energy contract DE-AC02-76-ER0088 and the University of Wisconsin Research Committee with funds granted by the Wisconsin Alumni Research Foundation.

Abstract

Using an eikonal analysis, we simultaneously fit a QCD-inspired parameterization of all accelerator data on forward proton-proton and antiproton-proton scattering amplitudes, *together* with cosmic ray data (using Glauber theory), to predict proton-air and proton-proton cross sections at energies near $\sqrt{s} \approx 30$ TeV. The p-air cosmic ray measurements greatly reduce the errors in the high energy proton-proton and proton-air cross section predictions—in turn, greatly reducing the errors in the fit parameters. From this analysis, we can then compute the survival probability of rapidity gaps in high energy $\bar{p}p$ and pp collisions, with high accuracy in a quasi model-free environment. Significantly, our analysis finds large values for gap survival probabilities, $\approx 21\%$ at the Tevatron and $\approx 13\%$ at the LHC.

1 Introduction

Rapidity gaps are an important tool in new-signature physics for ultra-high energy $\bar{p}p$ collisions. In this note, we will use an eikonal model to make a reliable calculation of the survival probability of rapidity gaps in nucleon-nucleon collisions.

2 Eikonal Model

In an eikonal model[1], we define our (complex) eikonal $\chi(b, s)$ so that $a(b, s)$, the (complex) scattering amplitude in impact parameter space b , is given by

$$\begin{aligned} a(b, s) &= \frac{i}{2} (1 - e^{i\chi(b, s)}) \\ &= \frac{i}{2} (1 - e^{-\chi_I(b, s) + i\chi_R(b, s)}). \end{aligned} \quad (1)$$

Using the optical theorem, the total cross section $\sigma_{\text{tot}}(s)$ is given by

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 2 \int [1 - e^{-\chi_I(b, s)} \cos(\chi_R(b, s))] d^2\vec{b}. \quad (2)$$

The elastic scattering cross section $\sigma_{\text{el}}(s)$ is given by

$$\sigma_{\text{elastic}}(s) = \int |1 - e^{-\chi_I(b, s) + i\chi_R(b, s)}|^2 d^2\vec{b}. \quad (3)$$

The inelastic cross section, $\sigma_{\text{inelastic}}(s)$, is given by

$$\sigma_{\text{inelastic}}(s) = \sigma_{\text{tot}}(s) - \sigma_{\text{elastic}}(s) = \int [1 - e^{-2\chi_I(b, s)}] d^2\vec{b}. \quad (4)$$

The ratio of the real to the imaginary portion of the forward nuclear scattering amplitude, ρ , is given by

$$\rho(s) = \frac{\text{Re} \left\{ i \int (1 - e^{-\chi_I(b, s) + i\chi_R(b, s)}) d^2\vec{b} \right\}}{\text{Im} \left\{ i \int (1 - e^{-\chi_I(b, s) + i\chi_R(b, s)}) d^2\vec{b} \right\}}. \quad (5)$$

The nuclear slope parameter B is given by

$$B = \frac{\int b^2 a(b, s) d^2 \vec{b}}{2 \int a(b, s) d^2 \vec{b}}. \quad (6)$$

It is easily shown, from unitarity and eq. (4), that the differential probability in impact parameter space b , for *not* having an inelastic interaction, is given by

$$P_{\text{no inelastic}} = e^{-2\chi_I(b,s)}. \quad (7)$$

The even QCD-Inspired eikonal χ_{even} is given by the sum of three contributions, glue-gluon, quark-gluon and quark-quark, which are individually factorizable into a product of a cross section $\sigma(s)$ times an impact parameter space distribution function $W(b; \mu)$, *i.e.*:

$$\begin{aligned} \chi^{\text{even}}(s, b) &= \chi_{\text{gg}}(s, b) + \chi_{\text{qg}}(s, b) + \chi_{\text{qq}}(s, b) = \\ &= i \left[\sigma_{\text{gg}}(s) W(b; \mu_{\text{gg}}) + \sigma_{\text{qg}}(s) W(b; \sqrt{\mu_{\text{qq}} \mu_{\text{gg}}}) + \sigma_{\text{qq}}(s) W(b; \mu_{\text{qq}}) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

where the impact parameter space distribution function

$$W(b; \mu) = \frac{\mu^2}{96\pi} (\mu b)^3 K_3(\mu b) \quad (9)$$

is normalized so that

$$\int W(b; \mu) d^2 \vec{b} = 1. \quad (10)$$

Hence, the σ 's in eq. (8) have the dimensions of a cross section. The factor i is inserted in eq. (8) since the high energy eikonal is largely imaginary (the ρ value for nucleon-nucleon scattering is rather small). The total even contribution is not yet analytic. For large s , the even amplitude in eq. (8) is made analytic by the substitution (see the table on p. 580 of reference [2], along with reference [3])

$$s \rightarrow se^{-i\pi/2}.$$

The quark contribution $\chi_{qq}(s, b)$ accounts for the constant cross section and a Regge descending component ($\propto 1/\sqrt{s}$), whereas the mixed quark-gluon term $\chi_{qg}(s, b)$ simulates diffraction ($\propto \log s$). The glue-gluon term $\chi_{gg}(s, b)$, which eventually rises as a power law s^ϵ , accounts for the rising cross section and dominates at the highest energies. In eq. (8), the inverse sizes (in impact parameter space) μ_{qq} and μ_{gg} are to be fit by experiment, whereas the quark-gluon inverse size is taken as $\sqrt{\mu_{qq}\mu_{gg}}$. For more detail, see ref.[1].

The high energy analytic *odd* amplitude (for its structure in s , see eq. (5.5b) of reference [2], with $\alpha = 0.5$) that fits the data is given by

$$\chi_I^{\text{odd}}(b, s) = -\sigma_{\text{odd}} W(b; \mu_{\text{odd}}), \quad (11)$$

$$(12)$$

with $\sigma_{\text{odd}} \propto 1/\sqrt{s}$, and with

$$W(b, \mu_{\text{odd}}) = \frac{\mu_{\text{odd}}^2}{96\pi} (\mu_{\text{odd}} b)^3 K_3(\mu_{\text{odd}} b), \quad (13)$$

normalized so that

$$\int W(b; \mu) d^2\vec{b} = 1. \quad (14)$$

Finally,

$$\chi_{pp}^{\bar{p}p} = \chi_{\text{even}} \pm \chi_{\text{odd}}. \quad (15)$$

3 Fitting Procedure

We have constructed a QCD-inspired parameterization of the forward proton-proton and proton-antiproton scattering amplitudes [4] which is analytic, unitary, satisfies crossing symmetry and, using a χ^2 procedure, fits all accelerator data[5] of σ_{tot} , nuclear slope parameter B and ρ , the ratio of the real-to-imaginary

part of the forward scattering amplitude for both pp and $\bar{p}p$ collisions; see Fig. 1 and Fig. 2. In addition, the high energy cosmic ray cross sections of Fly's Eye [6] and AGASSA [7] experiments are also simultaneously used[8].

Because our parameterization is both unitary and analytic, its high energy predictions are effectively model-independent, if you require that the proton is asymptotically a black disk. Using vector meson dominance and the additive quark models, we find further support for our QCD fit—it accommodates a wealth of data on photon-proton and photon-photon interactions without the introduction of new parameters[1]. The percentage error in the prediction of σ_{pp} at $\sqrt{s} = 30$ TeV is $\approx 1.2\%$, due to the statistical error in the fitting parameters (see references [4, 1]). A *major* difference between the present result, in which we simul-

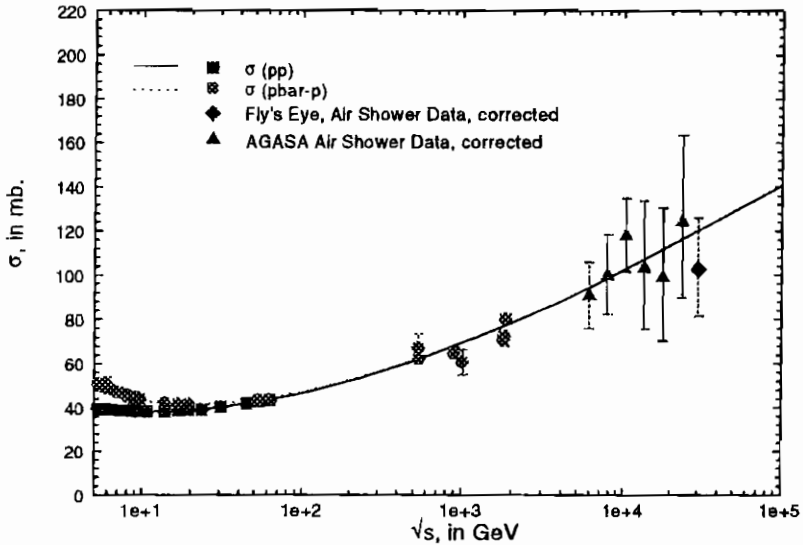


Figure 1: The fitted σ_{pp} and $\sigma_{\bar{p}p}$, in mb vs. \sqrt{s} , in GeV, for the QCD-inspired fit of total cross section, B and ρ for both pp and $\bar{p}p$. The accelerator data (squares are pp and circles are $\bar{p}p$) and the cosmic ray points (diamond, Fly's Eye and triangles, AGASSA) have been fitted simultaneously. The cosmic ray data that are shown have been converted from $\sigma_{p\text{-air}}^{\text{inel}}$ to σ_{pp} .

taneously fit the cosmic ray and accelerator data, and our earlier result[8], in which only accelerator data are used, is a *significant* reduction (about a factor of 2.5) in the errors of our prediction for σ_{pp} at $\sqrt{s} = 30$ TeV, which result from major reductions in our fit parameters.

The plot of σ_{pp} *vs.* \sqrt{s} , including the cosmic ray data that have been converted from $\sigma_{p\text{-air}}^{\text{inel}}$ to σ_{pp} , is shown in Fig. 1. Clearly, we have an excellent fit, with good agreement between AGASA and Fly's Eye. The overall agreement between the accelerator and the cosmic ray pp cross sections with our QCD-inspired fit, as shown in Fig. 1, is striking. We predict high energy σ_{pp} cross sections that are accurate to $\approx 1.5\%$, at $\sqrt{s} = 30$ TeV. At the LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV), we predict $\sigma_{\text{tot}} = 107.4 \pm 1.5$ mb for the total cross section, $B = 19.41 \pm 0.15$ (GeV/c) $^{-2}$ for the nuclear slope, $\rho = 0.112 \pm 0.002$ and $\sigma_{\text{elastic}} = 30.9 \pm 0.5$ mb, where the quoted errors are due to the statistical errors of the fitting parameters.

4 Calculation of Survival Probability of Rapidity Gaps

As an example of a large rapidity gap process, we consider the production cross section for Higgs-boson production through W fusion. The inclusive differential cross section in impact parameter space b is given by

$$\frac{d\sigma}{d^2\vec{b}} = \sigma_{WW \rightarrow H} W(b; \mu_{qq}), \quad (16)$$

where we have assumed that $W(b; \mu_{qq})$ (the differential impact parameter space *quark* distribution in the proton) is the same as that of the W bosons.

The cross section for producing the Higgs boson *and* having a

large rapidity gap (no secondary particles) is given by

$$\frac{d\sigma_{\text{gap}}}{d^2\vec{b}} = \sigma_{\text{WW}\rightarrow\text{H}} W(b; \mu_{\text{qq}}) e^{-2\chi_1(s,b)} = \sigma_{\text{WW}\rightarrow\text{H}} \frac{d(|S|^2)}{d^2\vec{b}}. \quad (17)$$

In eq. (17) we have used eq. (4) to get the exponential suppression factor, and have used the normalized impact parameter space distribution $W(b; \mu_{\text{qq}}) = \frac{\mu_{\text{qq}}^2}{96\pi} (\mu_{\text{qq}} b)^2 K_3(\mu_{\text{qq}} b)$, with $\mu_{\text{qq}} = 0.901 \pm 0.005$ GeV, whose error comes from the fitting routine[1].

We now generalize and define $\langle |S|^2 \rangle$, the survival probability of *any* large rapidity gap, as

$$\langle |S|^2 \rangle = \int W(b; \mu_{\text{qq}}) e^{-2\chi_1(s,b)} d^2\vec{b}. \quad (18)$$

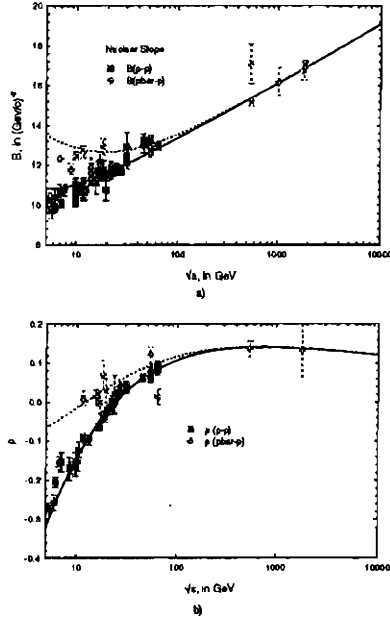


Figure 2: The fitted values for the nuclear slope parameters B_{pp} and $B_{\bar{p}p}$, in $(\text{GeV}/c)^{-2}$ vs. \sqrt{s} , in GeV, for the QCD-inspired fit are shown in (a). In (b), the fitted values for $\rho_{\bar{p}p}$ and ρ_{pp} are shown.

We note that the energy dependence of the survival probability $\langle |S|^2 \rangle$ is through the energy dependence of χ_I , the imaginary portion of the eikonal.

For illustration, we show in Fig. 3 and Fig. 4 plots of $Im\chi_{\bar{p}p}$ and the exponential damping factor of eq. (18), for c.m.s. energies of 1.8 TeV and 14 TeV, respectively, as a function of the impact parameter b .

The results of numerical integration of eq. (18) for the survival probability $\langle S^2 \rangle$ at various c.m.s. energies are summarized in Table 1.

Further, we find for the quark component that the mean squared radius of the quarks, $\langle R^2 \rangle$, is given by

$$\langle R^2 \rangle = \int b^2 W(b; \mu_{qq}) d^2\vec{b} = 16/\mu^2 = 19.70 \text{ GeV}^{-2}. \quad (19)$$

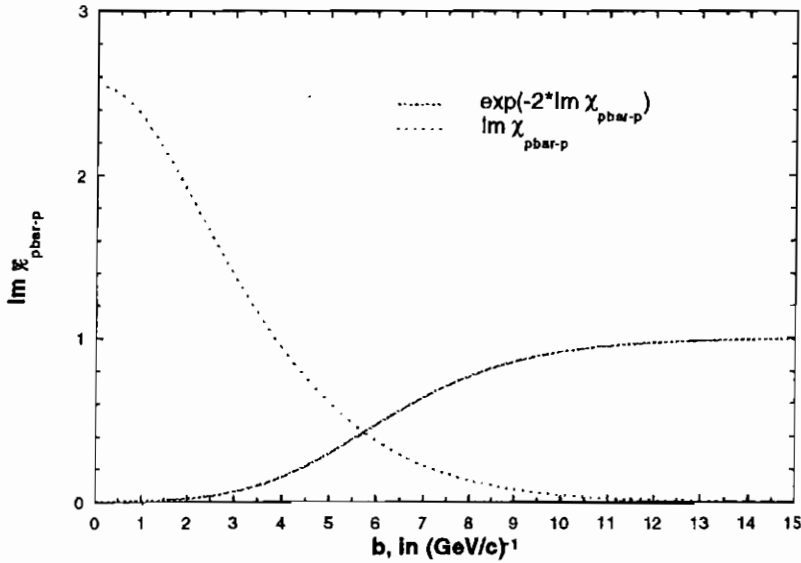


Figure 3: A plot of the eikonal $Im\chi$ and the exponential damping factor $e^{-2*Im\chi}$ for $\bar{p}p$ collisions, at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV vs. the impact parameter b , in GeV^{-1} .

Thus, b_{rms} , the r.m.s. impact parameter radius is given by

$$b_{\text{rms}} = 4/\mu = 4.44\text{GeV}^{-1}. \quad (20)$$

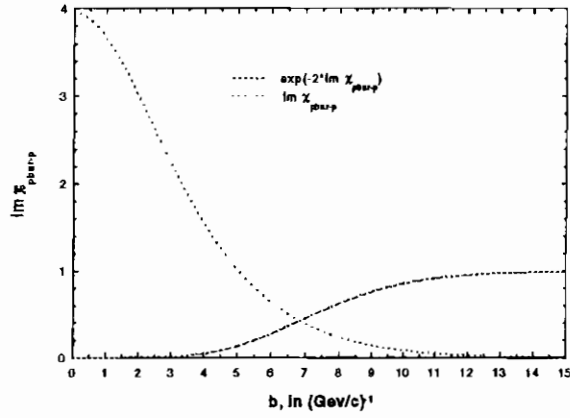


Figure 4: A plot of the eikonal $Im\chi$ and the exponential damping factor $e^{-2*Im\chi}$ for $\bar{p}p$ collisions, at $\sqrt{s} = 14$ TeV vs. the impact parameter b , in GeV^{-1} .

C.M.S. Energy (GeV)	Survival Probability($\bar{p}p$) in %	Survival Probability(pp) in %
63	37.0 ± 0.9	37.5 ± 0.9
546	26.7 ± 0.5	26.8 ± 0.5
630	26.0 ± 0.5	26.0 ± 0.5
1800	20.8 ± 0.3	20.8 ± 0.3
14000	12.6 ± 0.06	12.6 ± 0.06
40000	9.7 ± 0.07	9.7 ± 0.07

Table 1: The survival probability, $\langle |S|^2 \rangle$, in %, for $\bar{p}p$ and pp collisions, as a function of c.m.s. energy.

Inspection of Fig. 3 (1.8 TeV) at b_{rms} shows a sizeable probability for no interaction ($e^{-2\chi_1}$) at that typical impact parameter value, whereas in Fig. 4 (14 TeV), it is seen that the probability for no interaction is substantially smaller at b_{rms} , an indication of the strong energy dependence of the survival probability $\langle |S|^2 \rangle$.

5 Conclusions

We have been able to calculate the survival probability $\langle |S|^2 \rangle$ to a high degree of accuracy by using an eikonal that has been found by fitting both accelerator and cosmic ray data. Our results are considerably larger than other calculations[9, 10, 11]. In the case of ref. [9] and ref. [11] it is probably due to their using a Gaussian probability distribution in impact parameter space, whereas our distribution, $W(b, \mu) = \frac{\mu^2}{96\pi} (\mu b)^3 K_3(\mu b)$ which is the Fourier transform of a dipole distribution, has a long exponential tail $e^{-\mu b}$, significantly increasing the probability of survival. In the case of ref. [10], the authors determine the parameters for their minijet model using only the Tevatron results. Our large values are more in line with the earlier predictions of Gotsman[12] *et al* for what they called Regge and Lipatov1 and Lipatov2 models,

although with somewhat different energy dependences than that shown in Table 1. The color evaporation model of Èboli[13] *et al* gives somewhat larger values than our calculation, but again with a different energy dependence.

We see that there is a serious model dependence, both in the size of the survival probabilities and in their energy dependence. Thus, we hope that our quasi model-independent fit to experimental data on $\bar{p}p$ and pp total cross sections, ρ values and nuclear slopes B , over an enormous energy range, $\sqrt{s} = 15$ GeV to 30,000 GeV, provides a reliable quantitative estimate of the survival probability $\langle |S|^2 \rangle$ as a function of energy.

References

- [1] M. M. Block *et al.*, e-Print Archive: **hep-ph/9809403**, Phys. Rev. D**60**, 054024 (1999).
- [2] M. M. Block and R. N. Cahn, Rev. Mod. Phys. **57**, 563 (1985).
- [3] Eden, R. J., "High Energy Collisions of Elementary Particles", Cambridge University Press, Cambridge (1967).
- [4] M. M. Block *et al.*, Phys. Rev. D**45**, 839 (1992).
- [5] We have now included in the accelerator data the new E-811 high energy cross section at the Tevatron: C. Avila *et al.*, Phys. Lett. B **445**, 419 (1999).
- [6] R. M. Baltrusaitis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 1380 (1984).
- [7] M. Honda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 525 (1993).
- [8] In an earlier communication, the accelerator data *alone* were fitted. Using the parameters from that fit, we then made a *separate* fit of the cosmic ray data to the value of k ; see M.

M. Block *et al.*, e-Print Archive: **hep-ph/9908222**, Phys. Rev. Lett. **83**, 4926 (1999). In this work, we make a *simultaneous* fit of the accelerator *and* the cosmic ray data, a much more complicated and very lengthy numerical analysis—but also a much superior physical analysis, resulting in greatly reduced errors in our predictions of high energy values of σ_{pp} and $\sigma_{p\text{-air}}^{\text{inel}}$; see M. M. Block *et al.*, e-Print Archive: **hep-ph/0004232**.

- [9] E. Gotsman, E. Levin and U. Maor, Phys. Lett. B**438**, 229 (1998); e-print Archive: **hep-ph/9804404**.
- [10] R. S. Fletcher and T. Stelzer, Phys. Rev. D**48**, 5162 (1993).
- [11] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D**47**, 101 (1993).
- [12] E. Gotsman, E. Levin and U. Maor, Phys. Lett. B**309**, 199 (1993).
- [13] O. J. P. Èboli, E. M. Gregores and F. Halzen, Phys. Rev. D **61**, 034003 (2000).

**Spin susceptibility and diamagnetic
susceptibility
at the superconducting transition.
Effects of magnetic field and doping-
dependence
in **YBCO** compounds* .**

A.Rigamonti and P.Tedesco

Department of Physics "A. Volta", Unità INFN at the University of Pavia, via Bassi n. 6, I-27100 Pavia (Italy).

* Lecture notes at the SCUOLA NAZIONALE DI FISICA DELLA MATERIA, INFN (Villa Gualino, Torino, September 2000) .

Contents

1. Preliminaries and an introductory overview
2. Basic expressions and temperature behaviors of K_S and W in metals and in the superconducting phase
3. Some illustrative arguments for K_S , W and χ_{dia}
4. Amplitude and decay times of superconducting fluctuations (SF) for $T \rightarrow T_C^+$
5. Physical picture of the effects of SF on K_S and W
6. NMR-NQR T_1 results in optimally doped YBCO: field dependence of the DOS term
7. Diamagnetic susceptibility and magnetization curves related to SF: the upturn in the field dependence
8. Magnetization curves within an anisotropic Ginzburg-Landau free energy functional: dimensionality and magnetic field crossover
9. Main results from scaling arguments
10. Experimental results for fluctuating diamagnetism in YBCO
11. Superconducting droplets above the resistive T_C for non-optimally doped compound?

Acknowledgments

References

1. Preliminaries and an introductory overview

The report deals with the contribution to the spin susceptibility χ_{spin} (pertaining to itinerant carriers) and to the diamagnetic susceptibility χ_{dia} from the superconducting fluctuations (SF) when the transition temperature T_C is approached from above (T_C^+). Emphasis is given on the field dependence of the SF, as observed in the dynamical spin susceptibility $\chi(\vec{q}, \omega)$ and in the magnetization process yielding χ_{dia} , in a range of a few degrees Kelvin above T_C , in the high temperature superconductors ($HT_C\text{SC}$) of the YBCO family ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$). In particular the anomalous diamagnetism observed for non-optimally doped YBCO (namely $x \neq 0$) will be stressed. While χ_{dia} refers to SQUID magnetization measurements carried out in a convectional way, χ_{spin} is actually studied through nuclear spin-lattice relaxation and, to a lesser extent, from Knight shift (K_S) measurements. The basic aspects of NMR-NQR spectroscopies and of the relaxation rate ($T_1^{-1} \equiv W$) measurements are assumed to be known. Only the behavior of W and K_S in metals and in conventional BCS superconductors will be briefly recalled.

The structure of the report is the following. Section II is essentially a recall of basic expressions and general behaviors for K_S and for the spin-lattice relaxation rate W in metals and in the SC phase. In section III the processes to which the basic equations for K_S , W and χ_{dia} correspond are justified on the grounds of physical arguments in order to discuss, later on, the SF-induced modifications for $T \rightarrow T_C^+$.

Section IV is a brief recall of main results for the amplitude and the decay times of the SF, as derived in the time-dependent Ginzburg-Landau (GL) description.

In Section V the effect of SF on the NMR quantities are derived on the ground of the process being involved, thus yielding a heuristic interpretation of theoretical results obtained with the diagrammatic techniques. Correspondently the experimental results recently obtained in optimally doped YBCO (and in TI-based $HT_C\text{SC}$) are recalled and critically discussed. In particular the effect of the magnetic field on the density states (DOS) contribution to W is analysed in some detail (Section VI). Section VII is devoted to the effects of SF on χ_{dia} and to the magnetization curves $M_{\Omega}(H)$ for $T \approx T_C^+$. The theoretical results expected on the basis of the GL approach, and of more refined treatments, are recalled and first illustrated with data pertaining to conventional BCS superconductors, particularly in regards of

the upturn with the magnetic field H in the isothermal magnetization curves and of the crucial role of the coherence length $\xi(T)$. Then it is mentioned (Sect. VIII) why in the HT_C SC an anisotropic GL free energy functional can be used to predict the fluctuating diamagnetism and the dimensionality (2D \rightarrow 3D) crossover, at least not too close to T_C and for H well below the critical field $H_{C2}(T)$. In Sect. IX the main results expected for M_H within scaling approaches are recalled, showing how in optimally doped YBCO and YBCO124 the scaling conditions are substantially obeyed.

Sect. X deals with the experimental results recently obtained in underdoped and overdoped YBCO. It is emphasized how for $T \rightarrow T_C^+$ an anomalous diamagnetism is observed, with an enhancement of χ_{dia} (respect to optimally doped YBCO) and magnetization curves M_H vs H that can hardly be accounted for in the framework of GL anisotropic functional or by scaling arguments. A picture of SC droplets, with local transition temperature T_C^{loc} larger than the resistive T_C , is considered (Section XI) as possible source of the anomalous diamagnetism. It is shown how magnetization measurements a few degrees above T_C , in overdoped YBCO ($Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_7$) yield a field-cooled magnetization smaller than the zero-field-cooled one, thus suggesting that the SC droplets at $T \approx T_C^+$ are below the local irreversibility temperature rather than in a metastable superconducting state. The implications for the compounds at $T < T_C^{\text{max}}$ are briefly addressed.

This report is not intended as review of existing theories and experimental results on SF in HT_C SC. The references are kept to a limited number, in the spirit of a lecturing report. On the other hand, the paper is hopefully self-contained and further reading of the references should be necessary only for deeper understanding of specific aspects or for exhaustive developments of a given topic.

2. Basic expressions and temperature behaviors of K_S and W in metals and in the superconducting phase. ^[1]

The electronic properties of metals and superconductors can be explored through the hamiltonian

$$H_{\text{hyp}} = \hbar\gamma_n \sum_J \vec{I}_n \cdot \vec{A}_J \cdot \vec{S}_J \quad (1)$$

coupling a given nucleus n to the on-site and to the neighbouring electronic spin \vec{S}_J .

\vec{A}_J in Eq.1 is the hyperfine coupling (magnetic field, in Gauss, at a nuclear site) and includes a scalar isotropic term A_{iso} and a dipolar term \vec{A}_{dip} , anisotropic (unless for metals at cubic symmetry). It is noted that in HT_CSC the longitudinal and transverse components of \vec{A} , for nuclei such as Cu, O, Y, La etc. are presently rather well known (see Refs.1).

In the presence of a magnetic field H_0 , or of spontaneous ordering, one has $\langle S \rangle_{H,T} \neq 0$ and therefore a further magnetic field at the nucleus arises, implying a shift K_S (Knight shift) of the NMR (or NQR) frequency. The Knight shift, originally introduced as due to the spin contribution from delocalized electrons in metals, in HT_CSC is often generalized to include all the contributions from $\langle S \rangle_{H,T}$.

By neglecting the temperature independent (and usually small) chemical shift and demagnetisation fields, one can write

$$(K_S)_{\alpha\alpha} = \frac{1}{g\mu_B} \sum_J \left(\vec{A}_J \right)_{\alpha\alpha} \chi_{spin} \quad (2)$$

with $\chi_{spin} \equiv (\chi_{mole}/N_A n)$, χ_{mole} molar susceptibility in cm³/mole, and n number of magnetic units (e.g. CuO₂ in HT_CSC) in the unit cell.

In terms of dynamical generalized susceptibility $\chi(\vec{q}, \omega)$ one has

$$\chi_{spin} = g^2 \mu_B^2 \chi'(\vec{q} = 0, \omega = 0) \quad (3)$$

where the static homogeneous susceptibility includes $S(S+1)/3$.

When the interaction among carriers is taken into account within the usual RPA, then

$$\chi'(\vec{q} = 0, \omega = 0) = \frac{1}{4} \frac{\rho(E_F)}{1 - \frac{1}{2} I \rho(E_F)} \quad (4)$$

where $\rho(E_F)$ is the density of states at Fermi level (per unit cell) and $I \equiv I_{q=0}$ is the coupling constant between electrons.

In ideal metals $\chi_{\text{spin}} = (1/4)g^2 \mu_B^2 \rho(E_F)$ is temperature independent, while the electron correlation usually implies T-dependence.

Below the superconducting transition temperature T_C , χ_{spin} and therefore K_S follow the Yosida function

$$K_S^{\text{SC}} = K_S(T > T_C) \cdot 2 \int_{\Delta(T)}^{\infty} \frac{\rho_{\text{SC}}(\epsilon)}{\rho_{\text{norm}}(\epsilon)} \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon \quad \text{with } \epsilon = E - E_F \quad (5)$$

with the temperature behaviors sketched in Fig.1, resulting from the density of states ρ_{SC} below T_C , for isotropic gap (s-wave orbital symmetry) or anisotropic gap (d-wave).

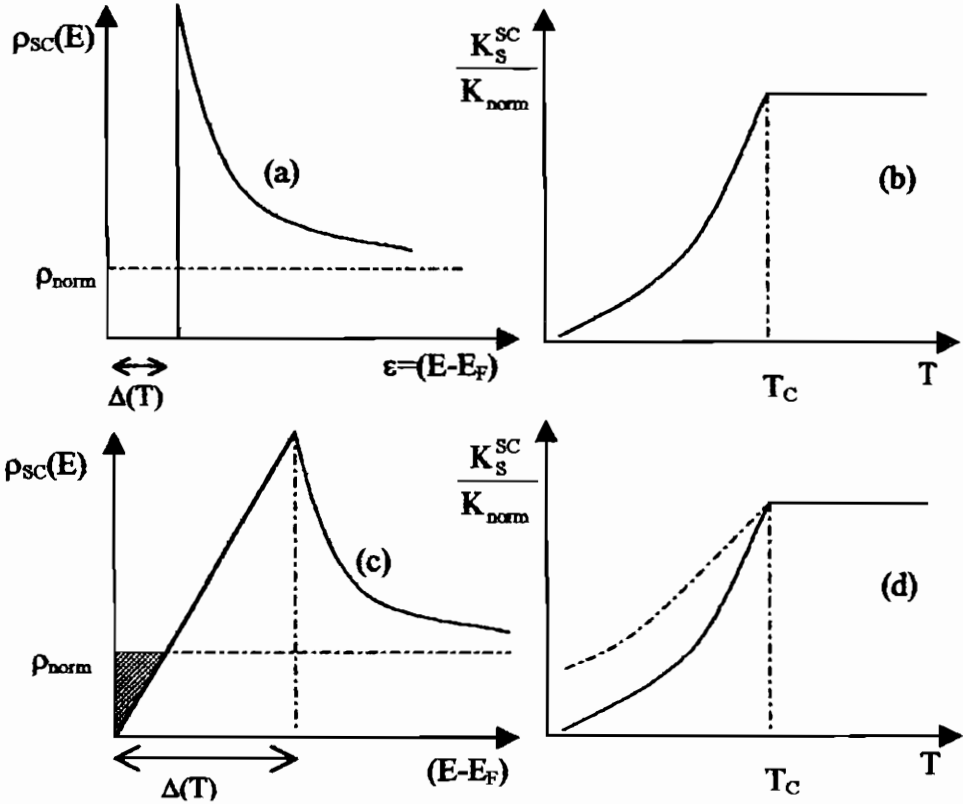


Fig.1 Sketchy behaviors of the density of states in the SC phase for s-wave orbital symmetry (a) and d-wave symmetry (c) and correspondent temperature behaviors for the Knight shift (b) and (d). The colour-red area in (c) describes the effect of impurities, which is reflected in the dashed line in part (d) of the figure.

The time-dependent part of the hyperfine Hamiltonian (1) drives the nuclear spin-lattice relaxation through the fluctuations of the local “field” at nucleus related to $\bar{S}_J(t)$. A general expression for the relaxation rate is

$$W \equiv \left(\frac{1}{T_1} \right)_z = \frac{1}{2} \hbar k_B T \gamma_n^2 \cdot \sum_{\vec{k}} \left[A_{xx}(\vec{k}) A_{xx}(-\vec{k}) + A_{yy}(\vec{k}) A_{yy}(-\vec{k}) \right] \cdot \frac{\chi_{\pm}^*(\vec{k}, \omega_0)}{\omega_0} \quad (6)$$

where ω_0 can be the electronic or the nuclear frequency, z is the quantization axis (H_0 for NMR, V_{zz} for NQR) and

$$A_{\beta\beta}(\vec{k}) = \sum_J (A_J)_{\beta\beta} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}_J} \quad (7)$$

is the Fourier transform of the transverse components of \vec{A} .

In the limit $\omega_0 \rightarrow 0$ (often assumed in HT_CSC in view of the high frequencies of the spin fluctuations) one has

$$\frac{\chi^*(\vec{k}, \omega)}{\omega} \approx \frac{\chi^*(\vec{k}, 0)}{\Gamma_{\vec{k}}} = \frac{|S_{\vec{k}}|^2}{k_B T \Gamma_{\vec{k}}} \quad (8)$$

when $\Gamma_{\vec{k}}$ is the decay rate of the collective spin fluctuations.

For ideal metals (Fermi gas), where the orbital contribution to χ is negligible, one has

$$\chi_{\pm}^*(\vec{q}, \omega) = \pi \sum_{\vec{k}} f_{\uparrow}(\vec{k}) \cdot [1 - f_{\downarrow}(\vec{k} + \vec{q})] \cdot \delta(E_{\uparrow, \vec{k}} - E_{\downarrow, \vec{k} + \vec{q}} - \hbar\omega) \quad (9)$$

Furthermore, the factor in square brackets in Eq.6 corresponds to A_{iso}^2 involved in K_S . Then

$$\sum_{\vec{k}} \frac{\chi_{\pm}^*(\vec{k}, \omega)}{\omega} = \hbar \rho^2(E_F) \quad (10)$$

and

$$W_0 = T \frac{4\pi K_B}{\hbar} \left(\frac{\gamma_n}{\gamma_e} \right)^2 K_S^2 \propto T \rho^2(E_F) \quad (11)$$

In the presence of electron-electron interaction, again by starting from

$$\chi(\vec{k}, \omega) = \frac{\chi^0(\vec{k}, \omega)}{1 - I_{\vec{k}} \chi^0(\vec{k}, \omega)} \quad (12)$$

one can find $W = W_0 f(\rho(E_F) I)$, where f is a function of the product ρI averaged over the Fermi surface. From the comparison of T_1 and K_S one can figure out whether or not there are many-body effects and their AF (antiferromagnetic) or FE (ferromagnetic) character.

In the SC phase, in conventional SC as well as in HTcSC (provided that a gap of BCS-like character is opened, regardless of the pairing mechanism) one has

$$W = \frac{\pi}{\hbar} \gamma_n^2 \int_{\Delta(T)}^{\infty} \frac{1}{2} [A_{xx}^2 + A_{yy}^2] \cdot \{ \rho^2(\epsilon) + \rho_{an}^2(\epsilon) \} \cdot f(\epsilon) \cdot [1 - f(\epsilon)] d\epsilon \quad (13)$$

where

$$\rho(\epsilon) = \frac{\rho(E_F) E}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} \quad \text{and} \quad \rho_{an} = \frac{\rho(E_F) \Delta}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} \quad (14)$$

For d-wave pairing one has $\rho(E) \propto E$ for $E \rightarrow 0$, while the anomalous part of the density of states (due to coherence effects and causing the Hebel-Slichter peak in BCS SC) is averaged to zero from $\int \Delta(\vartheta, \varphi) d\Omega$. Therefore one expects the temperature behaviors of the relaxation rate sketched in Fig.2.

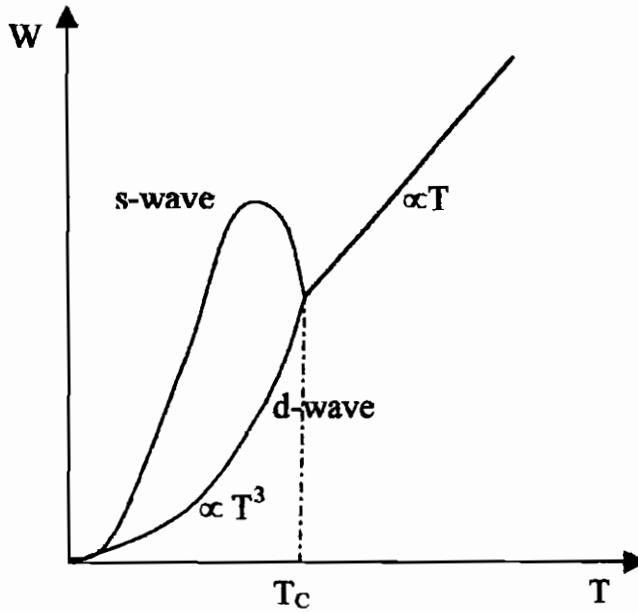


Fig.2 Sketchy behaviors of the temperature dependence of the spin lattice relaxation rates $W=1/T_1$ in superconductors where a symmetric gap is opened below T_C (with the Hebel-Slichter peak) and for d-wave orbital symmetry and asymmetric gap.

The case of d-wave pairing pertains to HT_CSC , where one has $W \propto T^3$ for $T \rightarrow 0$, analogously to heavy-fermions superconductors.

3. Some illustrative arguments for K_S , W and χ_{dia}

In order to describe what happens to NMR quantities for $T \rightarrow T_C^+$ (Section V), it is convenient to illustrate the equations for K_S and W (Eq.2 and Eq.s from 6 to 11) in terms of the physical processes to which they correspond.

Since $K_S \propto \chi_{spin}(0,0)$ we will simply remind that

$$K_S \propto \rho(E_F) = \frac{3 n_e}{2 E_F}, \quad (15)$$

with n_e number of electrons per unit volume.

The nuclear spin-lattice relaxation is related to electron scattering on the nuclei. One should start from the transition probability $W_{m,\bar{k},\bar{s} \rightarrow n,\bar{k}',\bar{s}'}$, where a nucleus changes its spin state from m to n , the electron its spin state from \bar{s} to \bar{s}' and the \bar{k} -state from \bar{k} to \bar{k}' (required by condition of energy conservation). $W_{m,\bar{k},\bar{s} \rightarrow n,\bar{k}',\bar{s}'}$ has to be summed over the electronic final and initial states (this brings in $f_{\uparrow}(\bar{k})$ and $1-f_{\uparrow}(\bar{k}')$, requiring the occupation of the initial state and availability of the final one) and by integration over the Brillouin zone one has Eqs 10 and 11. The final result

$$W \propto \rho(E_F) \hbar \rho(E_F) \cdot k_B T \quad (16)$$

can be seen as corresponding to

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \sum_{\bar{k}} \frac{\chi_{\pm}''(\bar{k}, \omega)}{\omega} = \sum_{\bar{k}} \chi_{\pm}''(\bar{k}, 0) \tau_{\bar{k}} \quad (17)$$

by setting $\chi(\bar{k}, 0) \approx \chi(0, 0) = \rho(E_F)$ (MFA descriptions) while

$$\sum_{\bar{k}} \tau_{\bar{k}} \approx \hbar \rho(E_F) \quad (18)$$

is an average correlation time (a spectral density in the limit $\omega \rightarrow 0$) of the order of the time that a conduction electron spends in the vicinity of a given atom: $\tau \approx \hbar/E_F$, $\rho(E_F) \approx E_F^{-1}$.

For the diamagnetic magnetization associated to SF, for the moment we only remind the following. The total magnetization is

$$M = \chi^P H + M_{fl} \approx \chi^P H + \chi_{dia} H \quad (19)$$

From measurements well above T_C one can derive the Pauli-like susceptibility χ^P and from a subtraction procedure the fluctuation magnetization M_{fl} (negative) is estimated. To a Cooper pair one can attribute a diamagnetic susceptibility $\chi_{dia}^{pair} \approx -e^2 \langle \xi^2 \rangle / 6mc^2$, where a kind of “size” of the pair, given by coherence length ξ , has been taken into account.

For $T \rightarrow T_C^+$ one has a divergence in ξ and in the number of Cooper pairs per unit volume and therefore a negative divergence of χ_{dia} can be expected. It should be stressed since now that complicate effects of the magnetic field are actually present, as it will be discussed in detail in Sections VII and VIII.

4. Amplitude and decay times of superconducting fluctuations (SF) for $T \rightarrow T_C^+$

Before discussing the effects of SF on K_S , W and χ_{dia} , here we recall and comment some basic equations describing the number of fluctuating Cooper pairs and their life time. For details and complete analysis, see Ref.2.

In classical BCS superconductors the SC transition is well described by mean field theories, essentially because in the coherence volume ξ^3 a large number of pairs is present. On the contrary, in HT_C SC the small coherence length, the reduced carriers density, the marked anisotropy and the high temperature range induce relevant enhancement of SC fluctuations. Consequently the concentration of Cooper pairs n_C , which is given by the average value of the square of the order parameter modulus $n_C = \langle |\psi|^2 \rangle$, is different from zero in a rather wide temperature range above T_C . The contribution to conductivity from these fluctuating pairs (*paraconductivity*) is typically observed in a range of 10-15 K.

In the Ginzburg-Landau (GL) description of the SC transition the free energy density is expanded in power series of the order parameter ψ and of its gradient:

$$f = f_0 + \frac{1}{V} \int \left\{ a|\psi|^2 + b|\psi|^4 + c|\nabla\psi|^2 \right\} d\vec{r} \quad (20)$$

The small deviations out of the equilibrium can be related to the derivative of f

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{1}{\gamma} \frac{\delta f}{\delta\psi^*} \quad (21)$$

(γ kinetic coefficient) and one can derive "critical" GL time, τ_{GL} , and coherence length:

$$\tau_{GL} = \frac{\gamma}{a} \equiv \frac{\gamma}{\alpha(T - T_C)} = \frac{\pi\hbar}{8k_B T_C} \varepsilon^{-1} \quad (22a)$$

$$\xi^2 = \frac{c}{a} = \xi_5(0) \varepsilon^{-1} \quad (22b)$$

where $\varepsilon = \left(\frac{T - T_C}{T_C} \right)$ and where for $\left(\frac{\gamma}{\alpha} \right)$ in Eq.22a the coefficient from microscopic theories has now been included.

From Fourier transformation and statistical average the collective amplitudes and correspondent decay times of SF turn out

$$\langle |\psi_{\vec{k}}|^2 \rangle = \frac{\left(\frac{T}{\alpha} \right)}{\varepsilon + \frac{c}{\alpha} k^2} = \frac{\langle |\psi_0|^2 \rangle}{1 + \xi^2 k^2} \quad (23a)$$

$$\tau_{\vec{k}} = \frac{\tau_{GL}}{1 + \xi^2 k^2} \quad (23b)$$

From the definition of SC current density $\vec{J} = 2e|\psi|^2 \frac{\hbar}{m} \vec{\nabla} \theta$, the paraconductivity can be derived in the form

$$\sigma_{fl} = \frac{(e^*)^2}{2m} \sum_{\vec{k}} \langle |\psi_{\vec{k}}|^2 \rangle \tau_{\vec{k}} \quad (24)$$

When compared to Drude conductivity $\sigma = (e^2/m) n_e \tau$, one sees that $\langle |\psi_{\vec{k}}|^2 \rangle$ plays the role of the density of carriers with correspondent life time $\tau_{\vec{k}}$ instead of electron collision time, τ . One could remark the similarity of Eq.24 to the expression for NMR-NQR relaxation rate in the vicinity of a phase transition, namely $W \propto \sum_{\vec{k}} |\psi_{\vec{k}}|^2 / \Gamma_{\vec{k}}$, where $\psi_{\vec{k}}$ is the collective

component of the critical variable and $\Gamma_{\vec{k}}$ a decay rate. (It should be noted that the above expression holds only in the limit $\omega_{\text{NMR}} \ll \Gamma_{\vec{k}}$ and different component of $\chi''(\vec{k}, \omega)$ are actually involved in σ_{fl} and in W ; see Eqs.6 and 8).

In principle there are three relaxation processes involving the fluctuating pairs. One can discuss them within a Fermi liquid scenario, without specifying the electron-electron interaction. The only requirement is that the charge and spin excitations are of fermionic character. This approach has been proved successful in described several quantities affected by SF^[2].

The direct and most singular contribution, with a direct correspondence to the idea of a fluctuating pair, is the Aslamazov-Larkin (AL) one. It contributes to σ_{fl} but it is ineffective in the nuclear spin-lattice relaxation. In fact, if a given electron of a fluctuating pair reverses its spin to cause nuclear relaxation (see Section III) one cannot longer assign a spin label to the pair.

The Maki-Thompson (MT) contribution results from a purely quantum process and it can be seen^[3] as implying the pairing of electron with itself at a previous stage of motion, along intersecting trajectories. It requires diffusive motion and it might be thought as very sensitive to pair-breaking mechanism as, for instance, a magnetic field (however see later on, Sect.VI).

A negative SF term comes from the density of states (DOS) reduction when electron are subtracted to create pairs.

In the next Section we give a heuristic description how the above mentioned SF terms affect NMR quantities. One should remark that it is not intended to be a formal derivation of the effects, that must be carried out within diagrammatic approaches. Our description rather corresponds to a “physical” picture of the formal results derived in Ref.2 and in the references reported there in.

5. Physical picture of the effects of SF on K_S and W

From Eqs.2, 3 and Eq.4 (with $I = 0$ for simplicity) and by taking into account that from 2D integration of Eq.23a the number of fluctuating pairs per unit volume is

$$n_c = \sum_{\vec{k}} \langle |\psi_{\vec{k}}|^2 \rangle = 2n_e \frac{T_c}{T_F} \ln \frac{1}{\epsilon} \quad (25)$$

while $\chi(0,0) = \frac{n_e - 2n_c}{E_F}$, (see Eq.15, for 3D) the Knight shift in the presence of SF turns out

$$K_S^{SF} \propto \chi^0(0,0) \left[1 - 2 \frac{T_C}{T_F} \ln \frac{1}{\varepsilon} \right] \quad (26)$$

with $\varepsilon = (T - T_C(0))/T_C(0)$. It is noted that the field H is necessary to carry out the measure and in principle one should expect a field-dependence of the correction term to the spin susceptibility $\chi_0(0,0)$ in the absence of SF.

Only one experimental evidence of the correction to K_S in the vicinity of T_C seems to be found in the literature (Fig. 3). From ^{17}O NMR high resolution spectra in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, in fields ranging from 2.1 up to 24 Tesla, and from the smooth crossover in K_S close to $T_C(H)$, a field-dependent SF contribution to the spin susceptibility has been claimed. In part b) of the right side of the figure it is shown how the 2D regime of SF, that would

imply $\left(\frac{d\chi_{\text{spin}}}{dT} \right)^{-1} \propto (T - T_C(H))$, is abandoned for $T \leq 96\text{K}$.

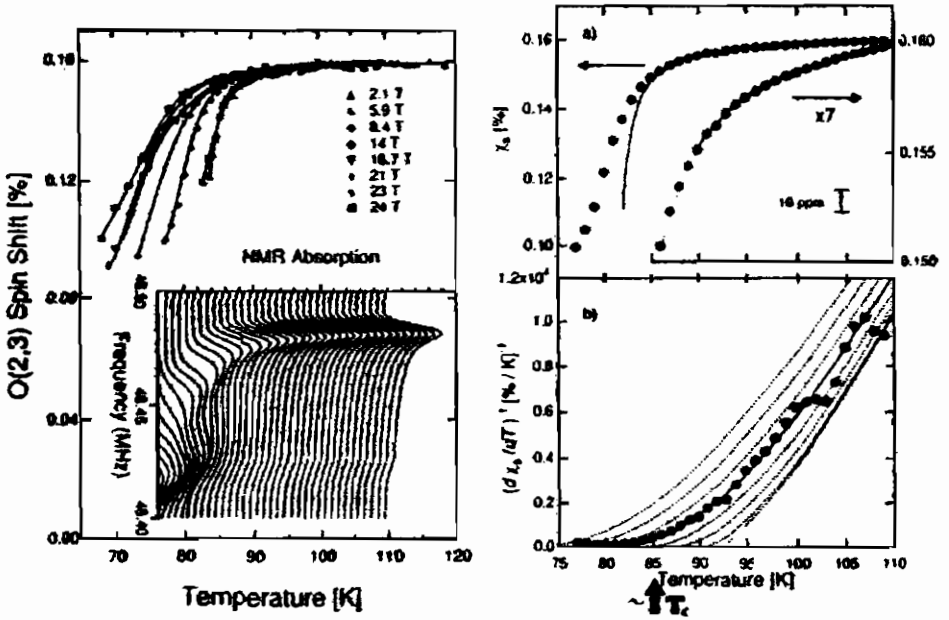


Fig.3 ^{17}O NMR spectra in YBCO and deduced temperature behavior of the spin susceptibility for $T \rightarrow T_C^+$ showing the reduction due to DOS contribution from SF. (Ref.4).

Here we will not discuss the theoretical interpretation of the data in Fig.3 which has been given by Bachman et al^[4], only observing that their data are qualitatively justified by Eq.26, by considering a field-effect in suppressing the SF and/or a crossover of 2D fluctuations towards a 3D regime. Further discussion of these aspects will be given later on, in analysing the SF contribution to W (Section VI).

As regards the “dynamical” effects involving the life time $\tau_{\vec{k}}$, the DOS contribution to the spin-lattice relaxation rate can be obtained by 2D integrating Eq.23b, taking into account Eq.22. Then

$$\begin{aligned} J_{\text{eff}}(\omega \rightarrow 0) &\equiv \langle \tau^{\text{DOS}} \rangle = \sum_{\vec{k}} \frac{\tau_{\text{GL}}}{1 + \xi^2 k^2} = \\ &= \hbar \rho(E_F) \frac{1}{4} \left(\frac{\hbar}{E_F \tau} \right) \ln \frac{1}{\epsilon} \end{aligned} \quad (27)$$

(τ electron collision time). In Eq.27 one notes the correction to the Fermi-gas effective correlation time $\hbar \rho(E_F)$ (Eq.18).

The MT contribution corresponds to the integration of a decay rate of diffusive character on approaching the critical temperature at a phase transition:

$$\langle \tau^{\text{MT}} \rangle = \sum_{\vec{k}} \frac{1}{(Dk^2 + \tau_{\phi}^{-1}) \epsilon} \cdot \left(\frac{1}{1 + k^2 \xi^2} \right) \quad (28)$$

where $D = \frac{v_F^2}{2} \tau$ is the carrier diffusion constant and \hbar/τ_{ϕ} a depairing energy heuristically introduced (as usual for diffusive-like excitations in 2D) to avoid the divergence of the spectral density for $\omega \rightarrow 0$. For s-wave orbital symmetry the 2D integration of Eq.28 yields

$$\langle \tau^{\text{MT}} \rangle = \hbar \rho(E_F) \frac{\hbar}{4\tau E_F} \frac{1}{(\epsilon - \gamma)} \ln \frac{\epsilon}{\gamma} \quad (29)$$

where $\gamma_\phi = \frac{\xi^2(0)}{\tau_\phi D}$ is a pair breaking parameter.

One should remark that the exact estimate^[2] implies $\pi/8$ instead of $1/4$ in Eq.29, while also $\langle \tau^{\text{DOS}} \rangle$ (Eq.27) has a little numerical difference.

By taking into account Eqs.29 and 27 and in the light of Eq.s 11,16 and 18 one can finally write for the relaxation rate due to SF

$$W^{\text{SF}} \approx W^0 \left\{ \frac{\pi \hbar}{8 E_F \tau (\epsilon - \gamma)} \ln \frac{\epsilon}{\gamma_\phi} - \frac{0.8 \hbar}{E_F \tau} \ln \frac{1}{\epsilon} \right\} \quad (30)$$

One can expect that close to T_C the dimensionality crossover $2D \rightarrow 3D$ occurs. To extend Eq.30 to a layered system one has to integrate over a corrugated cylinder and this corresponds to substitute^[2] $\ln \epsilon^{-1}$ by $2 \ln(2/\sqrt{\epsilon} + \sqrt{\epsilon + r})$ and $\ln(\epsilon/\gamma_\phi)$ by $2 \ln \left\{ \frac{(\sqrt{\epsilon} + \sqrt{\epsilon + r})}{(\sqrt{\gamma_\phi} + \sqrt{\gamma_\phi + r})} \right\}$, with $r = \frac{2\xi_c^2(0)}{d^2}$ anisotropy parameter (d interlayer distance).

The temperature dependence of W for $T \rightarrow T_C^+$ is sketched in Fig.4.

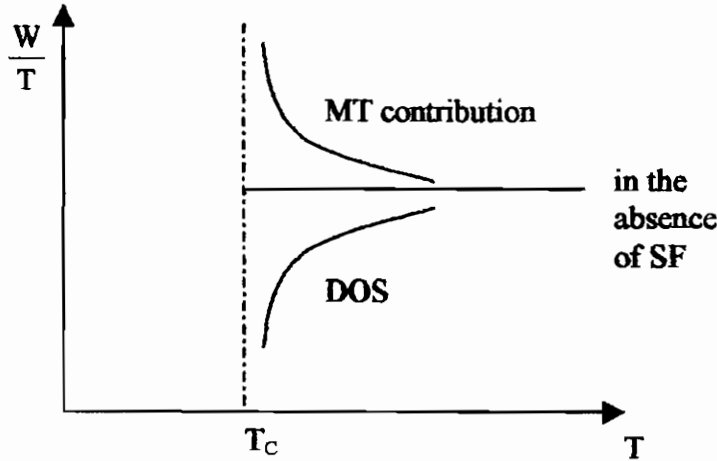


Fig.4 Sketchy behavior of the temperature dependence of W for $T \rightarrow T_C^+$.

Since the MT term could be qualitatively thought as being strongly affected by a magnetic field, in order to avoid the compensation between MT and DOS terms in Eq.30, it was formerly suggested^[5] to compare W in zero field (NQR) with the NMR one. Although that work deserves the credit to have opened the NQR-NMR studies of SF, the basic idea turned out too naïve. In fact the MT term (if present!) is strongly sensitive to impurities and furthermore the effect of the magnetic field on both $\langle\tau^{MT}\rangle$ and $\langle\tau^{DOS}\rangle$ was later on found much more complex (see Sect.VI).

6. NMR – NQR T_1 results in optimally doped YBCO: field dependence of the DOS term.

The first systematic study of the field dependence of the SF contribution to the NMR relaxation rate was carried out by Mitrovic et al.^[6] in YBCO. ^{63}Cu T_1 was estimated indirectly, from the spin-spin relaxation of ^{17}O and the magnetic field was varied from 2.1 to 27.3 Tesla. A negative DOS contribution was argued to arise below about 100 K. As shown in Fig.5, for $T=95$ K this contribution was found to be progressively reduced by increasing the field. The solid line in Fig.5 yields the theoretical field dependence of the SF contribution, for orbital d-wave symmetry, according to a theory by Eschrig et al.^[7] based on numerical extension of the analytical approaches (see Ref.2 and references therein), by taking into account, in a 2D scenario, short-wave length fluctuations and dynamical fluctuations, for arbitrary values of $(k_B T\tau/\hbar)$. We will come back to this theoretical attempt later on.

Further direct measurements^[8,9] of ^{63}Cu NMR-NQR relaxation in quasi-optimally doped YBCO have subsequently indicated that little, if any, field dependence of ^{63}W occurred for $T \approx T_c + 2$ K, up to fields of 14 Tesla*.

In underdoped YBCO_{6+x} and in YBCO124 the NQR and NMR W's were found^[10,11] to differ only in the range $T_c(0) \div T_c(H)$.

The results for ^{63}Cu relaxation rate in optimally doped YBCO ($T_c=92\text{K}$), for different magnetic fields, are collected in Fig.6. From these data one concludes that below about 100 K an upturn in the temperature dependence

* One could mention that some uncertainties or lack of reproducibility of the relaxation data may be related to technical problems such as perfect orientation of the grains along the field and/or background contribution from other resonance lines.

of (W/T) occurs, indicative of a DOS contribution from SF with little, if any, field dependence.

The field dependence of the SF is a rather delicate issue, as it will also appear from the analysis of the magnetization data (Sects. VII, VIII). In particular, for the quantity $W \propto \sum_{\vec{k}} (\chi''(\vec{k}, \omega)/\omega)_0$ involved in the relaxation rate, one has complicate interplays of temperature, of the ratio $\beta=H/H_{c2}$, of the anisotropy parameter r and of the phase breaking times τ and τ_ϕ (see Eq.30 for the case of zero field).

Furthermore, it is still under debate if the long-wave length approximation in the order parameter fluctuations and the assumption of $\omega = 0$ for W can safely be made.

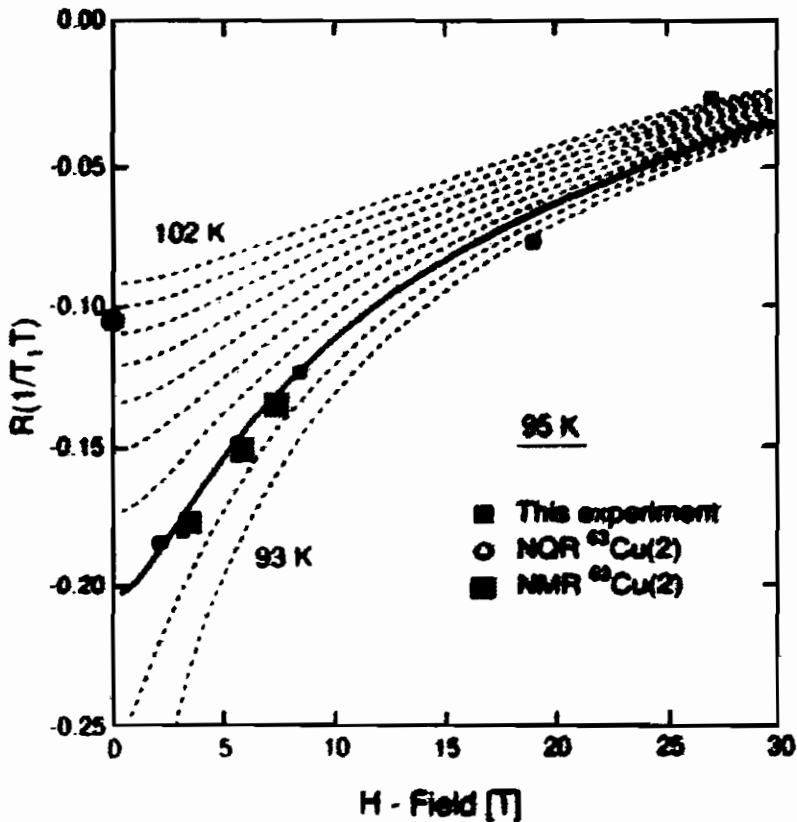


Fig.5 ^{63}Cu NMR relaxation rates, estimated from ^{17}O spin-spin dephasing time in YBCO123 having $T_C \approx 92$ K, at $T=95$ K and comparison with the theoretical behavior (solid line) expected on the basis of a numerical treatment by Eschrig et al. (Ref.s 6-7). The dashed curves are d-wave calculations at temperature ranging from 93 to 102 K, in increments of 1.

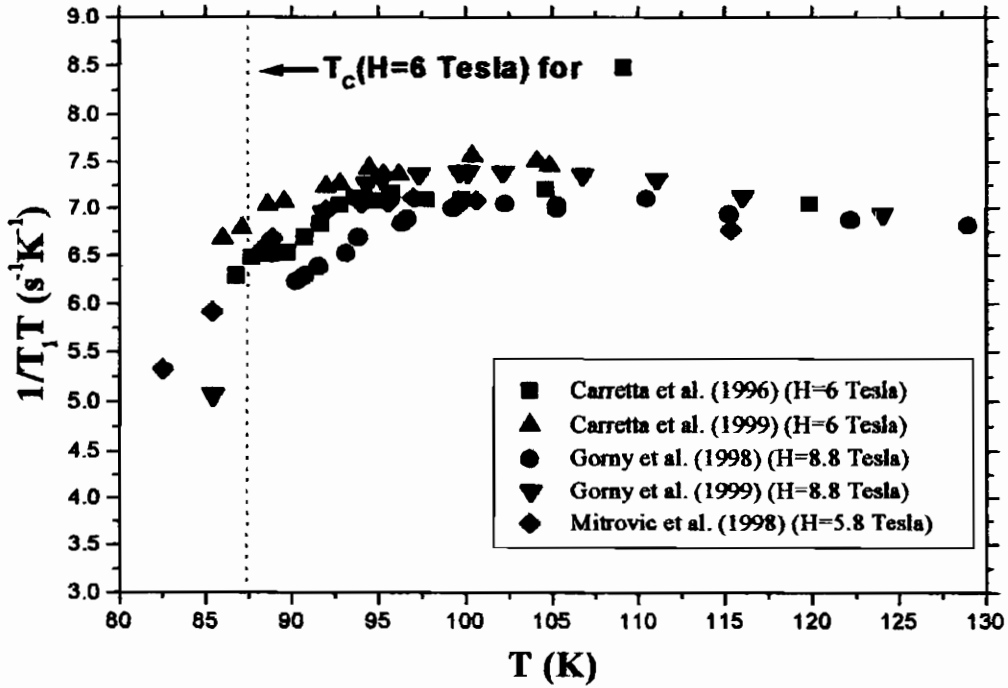


Fig.6 ^{63}Cu NMR relaxation rates in YBCO at different magnetic fields, around the transition temperature (data from Ref.s 6,8-10).

The numerical extension^[7] that we have already mentioned, has to pay the price of a restriction to a purely 2D spectrum of fluctuations. Near T_c a 3D regime does occur, as it is shown indirectly by the behavior of W (that would be more singular for 2D fluctuations, see Eq.30) and more evidently by the magnetization measurements (see Sects. VII and VIII). Furthermore, the theoretical line in Fig.5, that seems to fit the experimental data rather well, corresponds to $\tau = 6 \cdot 10^{-14}$ s: for $E_F = 3000$ K one has $(E_F \tau / \hbar) = 25$, while from in-plane conductivity and Drude-like model this quantity should be around 10. Therefore the agreement between the theoretical arguments and the experimental findings could be fortuitous. The indirect method^[6] to estimate ^{63}Cu W also might be questionable at high fields.

An analytical treatment for the effect of the magnetic fields on SF and W for layered 3D superconductors has been recently carried out^[12], in the assumption of long wave-length fluctuations and for $H \ll H_{C2}$. From this treatment various field and temperature crossovers are expected for W^{SF} , with an interplay of the MT and DOS term depending from the role of the impurities. However, for both DOS and MT terms the field dependence is not marked, at least for $T \approx T_c + 1$ K. In Fig.7 illustrative temperature behaviors, for various fields, of (W^{SF}/W_0) are reported.

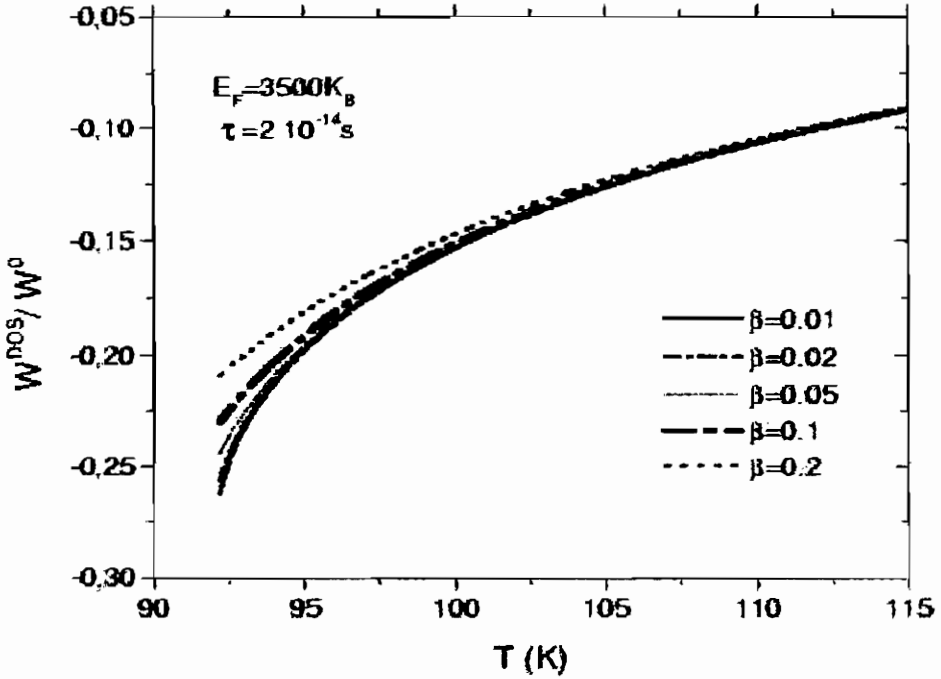


Fig.7 Theoretical temperature dependence of the DOS contribution to the relaxation rate, normalized to the one in the absence of SF, for different fields [Ref.12]. $\beta \equiv H/H_{C2}(0)$.

In Fig.8 the field dependence of (W^{SF}/W_0) at given temperatures (solid lines, valid for $\beta=H/H_{C2} \leq 0.2$) is compared with experimental findings.

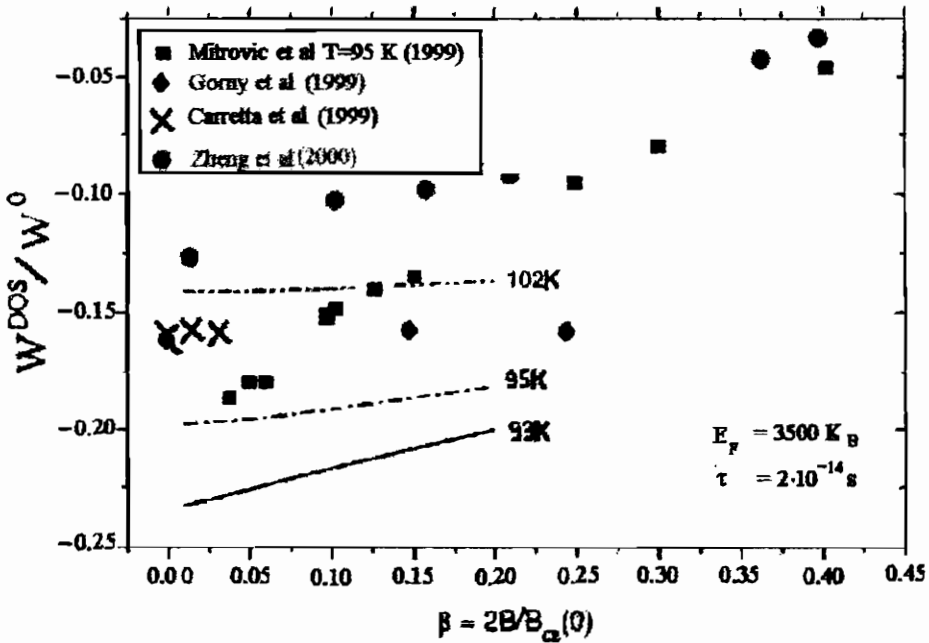


Fig.8 Theoretical field dependence of the DOS contribution to the relaxation rate and comparison with some experimental results (data taken from Ref.s 6,8,9,14,15), for $T \approx T_c + 2K$.

The conclusion is that in YBCO a DOS term due to SF is likely to occur in the vicinity of T_c . However, its field dependence is not strong, at least for values of the magnetic field small compared to H_{C2} , namely in the region where the assumptions required for the analytical treatment should hold. It is still possible that in strong magnetic fields dynamical and/or short wavelength fluctuations play a non negligible role. On the other hand, strong fields should extend the temperature range where the fluctuations have 3D character (see Sect.VIII). Further work is necessary, in very pure samples, possibly single crystals, to unravel the intriguing effects of the magnetic field on the SF contribution to NMR relaxation rates around T_c [13].

7. Diamagnetic susceptibility and magnetization curves related to SF: the upturn in the field dependence.

As already mentioned, to fluctuating pairs of size ξ and surface density n_c^{2D} one can attribute a diamagnetic susceptibility $\chi^{2D} \approx -(e^2/mc^2)\xi^2 n_c^{2D}$, giving for the volume susceptibility

$$\chi_{\text{dia}}^{\text{SF}} \approx -\frac{e^2}{3c^2} \frac{1}{d} \frac{k_B T_C}{\pi \hbar} (\ln \epsilon^{-1}) \xi_0^2 \epsilon^{-1} \quad (31)$$

This naive argument yields a result which surprisingly is not so far from the ones derived in refined theoretical treatments, in the limit of weak magnetic field. In fact, from the GL free energy functional (Eq.20), with $(-i\hbar\bar{\nabla} + 2e\bar{A}/c)$ and $\chi_{\text{dia}}^{\text{SF}} = -\frac{\partial^2 f}{\partial H^2}$, an expression similar to Eq.31 is obtained^[2], without the term $\ln \epsilon^{-1}$.

Eq.31 yields a SF diamagnetic susceptibility of the order of the Landau diamagnetic term and therefore of the order of the Pauli paramagnetic susceptibility. As regards the temperature dependence, a negative divergent behavior is expected for $T \rightarrow T_C^+$, with fluctuating magnetization M_H linear in the field H .

Eq.31 can hardly be of quantitative validity, since the field, even small, affects T_c and the SF in a relevant way. An early correction to Eq.31, worked out for classical BCS superconductors within the GL limits (see Ref.s2 and references there in), yielded

$$M_H \propto \sqrt{H} f(\gamma) \quad (32)$$

where the function f of the variable $\gamma = \frac{1}{2} \frac{T - T_c(0)}{T_c(0) - T_c(H)}$, implies for $T = T_c(H)$, $M_H \propto \sqrt{H}$ and a divergence of M_H for $T \rightarrow T_c(H)$ of the form $[T - T_{c2}(H)]^{-1/2}$ (with $T_{c2}(H) = T_c(H)$ for second-type SC, where the transition is second order). Since a long ago it was experimentally observed that in metals and alloys M/\sqrt{H} at $T_c(0)$ was not field-independent, as it should be according to Eq.32, which implies

$$\frac{M_n}{\sqrt{H}} \frac{1}{T_c(0)} = -0.323 \frac{k_B}{\Phi_0^{3/2}} \quad (33)$$

Instead, in the magnetization curves, on increasing field the magnetization first goes as \sqrt{H} , but for fields of the order of about ten Gauss an upturn is observed: M_n is progressively reduced and it is practically quenched for $H \approx H_{c2} \cdot 10^{-2}$. The reason of the breakdown of the GL description is that it fails when a sizeable contribution comes from short-wave-length fluctuations. In other words, the magnetic field suppresses the SF more strongly than in the GL framework. We are discussing here these well known effects of the field on the fluctuating diamagnetism in BCS superconductors since in underdoped HT_cSC similar magnetization curves are observed, although they seem to have quite different origin (see Sect.X). Just in this perspective, it is worthy the following remark. Within a model of (metastable) superconducting droplets induced by the SF, the diamagnetism is primarily due to droplets of radius r of the order of $\xi(T)$. In fact, for a SC droplet of radius much smaller than the London penetration depth λ , the single droplet susceptibility is $\chi = -(1/40\pi)(r/\lambda)^2$. Since the energy to produce a droplet, from Eq.20 is of the order of $a |\Phi|^2 r^3 \approx k_B T$, [$a = \hbar/2m\xi(T)^2$], then the volume susceptibility is inversely proportional to r , namely smaller droplets contribute most to the fluctuating diamagnetism. On the other hand, for $r < \xi(T)$ the sharp gradients in the order parameter imply large energy. Thus one can qualitatively figure out that *the fluctuating diamagnetic susceptibility has to be primarily related to droplets of radius of the order of the coherence length.*

The upturn in the magnetization curves M_n vs. H occurs at a value H_{up} that depends on the dimensionality, on ξ_0 and on temperature. In zero dimension, namely for grains of diameter $d \ll \xi(T)$, an exact solution of the GL functional is possible, at least for $H \ll H_{c2}$, since the order parameter is homogeneous. One derives (see Ref.2) a field dependence of

$$M_n = -\frac{\partial f(H, T)}{\partial H} = -THg(\xi, d, H, T) \text{ as the one sketched in Fig.9.}$$

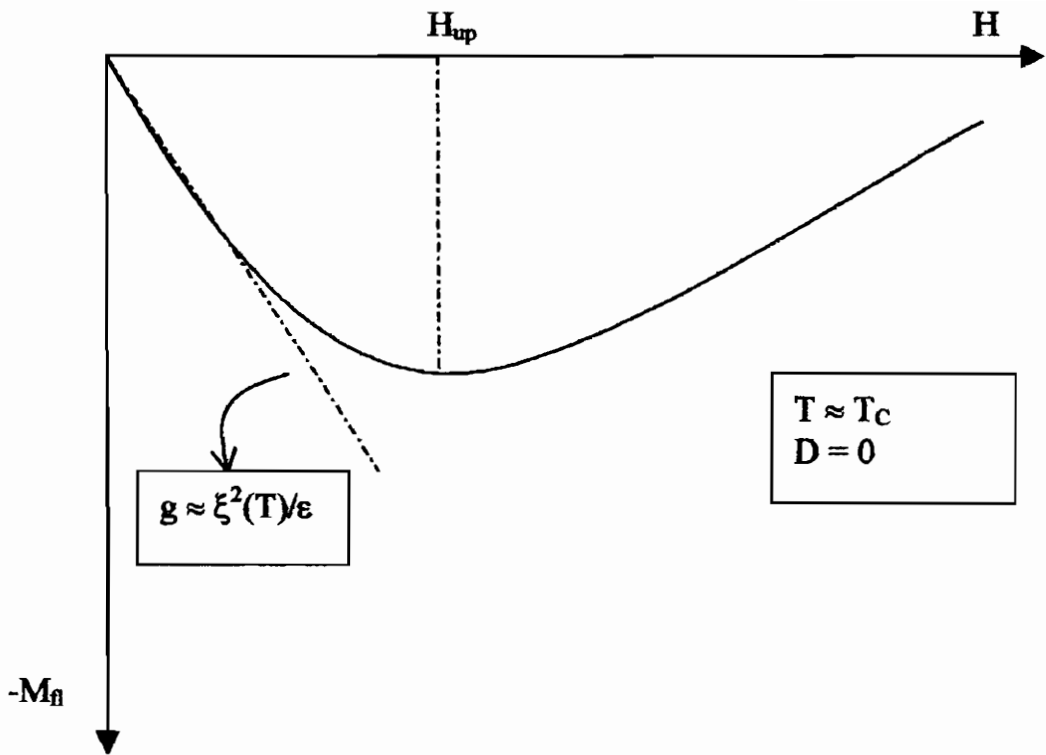


Fig.9 Sketchy behavior of the diamagnetic magnetization in zero dimensional systems, for T around T_c .

The dashed line corresponds to a field range where the function g is such that a definition of χ_{dia} is allowed. For $H \gg H_{up}$ g goes as $g \propto (1/H^2)$ and then $M_{fi} \propto H^{-1}$. (For $D=1$, instead, above the upturn one has $M_{fi} \propto H^{1/2}$).

The upturn field is $H_{up} \approx \Phi_0/d \xi(T)$ indicating that a crucial role is played by the correlation length. In HT_cSC , where $\xi(0) \approx 10 \text{ \AA}$, if the diameter of the SC droplets associated to SF is taken $d = \xi(T)$, for $\epsilon=2 \cdot 10^{-2}$ the upturn field turns out of the order of 20–30 Tesla. Therefore one may conclude that in HT_cSC , because of the small value of $\xi(0)$, the range of validity of the GL approach is extended to fields much larger than one where in BCS superconductors the upturn is observed.

8. Magnetization curves within an anisotropic Ginzburg-Landau free energy functional: dimensionality and magnetic field crossover.

In the light of the conclusion of the previous Section, in order to discuss the dimensional and field crossovers in the SF in HT_cSC one can tentatively rely on a GL free energy functional of Lawrence-Doniach character^[16]. Then, for field H along the c-axis, one writes

$$F[\Phi] = \sum_n \int d^2r \left[a|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 + \frac{\hbar^2}{4m_{\parallel}} \left| \left(\nabla_{\parallel} - \frac{2ie}{c\hbar} \vec{A} \right) \psi_n \right|^2 + t |\psi_{n+1} - \psi_n|^2 \right] \quad (34)$$

(t tunneling coupling between the n-th and (n+1)th layer). By neglecting the non-gaussian term in $|\Phi|^4$ and through numerical derivative $M_H = -\frac{\partial F}{\partial H}$ is obtained and the field dependent 2D→3D crossover can be studied^[17,18]. In Fig.10 some typical magnetization curves and the field crossover obtained in this way are sketched.

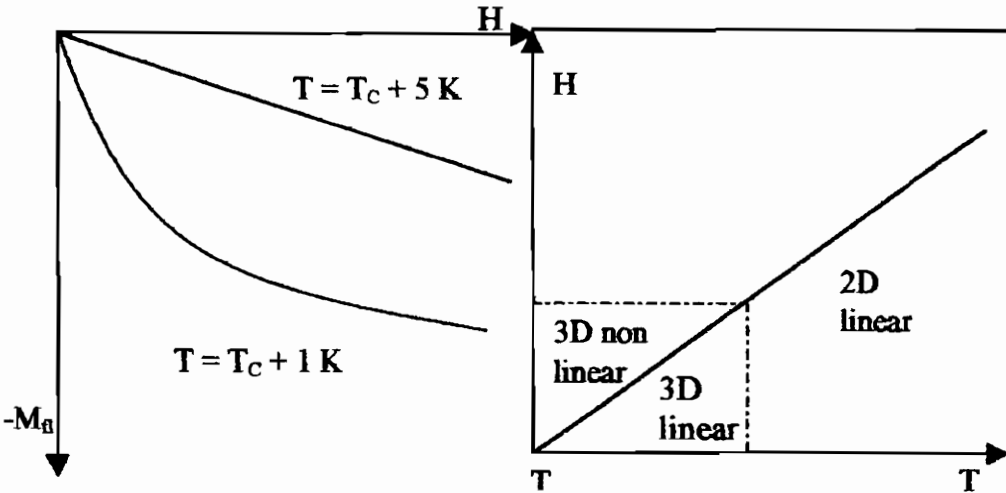


Fig.10 Illustrative behavior of the magnetization curves and the phase diagram showing the dimensional crossover of the SF, as obtained from Eq.34 with the procedure outlined in the text.

In YBCO optimally doped, for $T \approx T_c + 1$ K, typically the crossover field is observed to fall around 1 Tesla. Finally it should be remarked that close to T_c the Gaussian approximation ($b=0$ in Eq.34) might fail and one can expect that the magnetization curves depart from the ones derived in the way outlined above and sketched in Fig.10.

9. Main results from scaling arguments.

A way to take into account both the gaussian and the $|\Phi|^4$ terms in the functional in Eq.34 is to rely on scaling arguments^[19-21], which hold also in the intermediate critical region (where the XY model for weakly charged superfluid applies). In this approach, however, the dimensionality class has to be chosen and obviously no 2D-3D crossover can be studied. In the scaling description the free energy density is expanded in series of ξ^{-D} and in terms of an universal function involving only the number of fluxons per coherence area, equivalent to the ratio of the magnetic length $(\Phi_0/H)^{1/2}$ and the coherence length: $f = -k_B T \xi^{-D} \Lambda(x)$, $\Lambda(x)$ being the unknown, dimensionless function of the variable $x = (H \xi^2 / \Phi_0)$. Then

$$M_{\parallel} = -\frac{\partial f}{\partial H} = \frac{k_B T}{\Phi_0^{D/2}} H^{D/2-1} m_D(x) \quad (35)$$

with $m_D(x) = x^{(1-D/2)} \frac{d\Lambda}{dx}$.

For 3D isotropic systems $M_{\parallel} \propto \sqrt{H}$ for $T \approx T_c$ and

$$\frac{M_{\parallel}(T_c)}{\sqrt{H}} = \frac{k_B T_c}{\Phi_0^{3/2}} \cdot m_3(\infty) \quad (36)$$

with $m_3(\infty) = -0.32$, in agreement to the gaussian regime discussed in Sect.VII. The isochoamp curves M_{\parallel} vs T should then cross at T_c when the magnetization is scaled by \sqrt{H} .

For 3D anisotropic systems Eq.s 35 and 36 can still be used in terms of $M_{\parallel}^{\perp} / \sqrt{H_{\perp}}$, with $m_3(\infty)$ corrected to $m_3^{an}(\infty) = m_3(\infty) (\xi_{\parallel} / \xi_{\perp})$.

Typical findings in optimally doped YBCO (both single crystals and oriented powders) basically agree with the behaviour recalled above, with $m_3(\infty) = -2.2$.

In 2D systems the field dependence in Eq.35 cancels out and the curves M_{fl} vs T for different fields cross at $T_c(0)$ (of course a crossover to a 3D regime must occur close to T_c ; however the temperature range where the fluctuations take 3D character is usually very narrow and practically unobservable^[21]). These 2D scaling conditions are well verified in YBCO124 (see next Section).

10. Experimental results for fluctuating diamagnetism in YBCO.

In optimally doped YBCO (oriented powders, $\vec{H} // \vec{c}$) the experimental results (see Fig.s 11) evidence that the anisotropic GL functional can be used to predict the magnetization curves and the 2D→3D crossover. Only close to T_c ($\epsilon \leq 3 \cdot 10^{-2}$) and $H \leq 1$ Tesla an observable departure is detected, suggesting crossover to a region of non-Gaussian SF. Also the scaling predictions for 3D anisotropic systems are well obeyed, the isochamp lines crossing at $T_c(0)$ when M is scaled by \sqrt{H} . Analogous results have been obtained in YBCO by other authors, including in single crystal^[20,21]. A collapse onto a common function is obtained when M_{fl}/\sqrt{H} vs T is reported as a function of $\epsilon/H^{1/2\nu}$ with critical exponent for the coherence length $\nu \approx 0.7$. The collapse fails in magnetic fields less than about 0.3 Tesla.

In strongly anisotropic systems, such as YBCO124 (Fig. 12), preliminary results^[10] show that the curves M_{fl} vs T at constant field cross at $T_c(0)$. The scaling prediction M_{fl}/T universal function of $\epsilon/H^{1/2\nu}$ turns out well verified in correspondence to a large value, $\nu=1.7$, well different from the one for YBCO123 and from the value ($\nu=0.5$) expected within the gaussian approximation.

These few experimental data for optimally doped YBCO123 and for YBCO124 are recalled here at the aim to show the somewhat "regular" behaviour of M_{fl} and χ_{dia} , at variance with the "anomalous" effects that we are going to discuss for underdoped and overdoped YBCO.

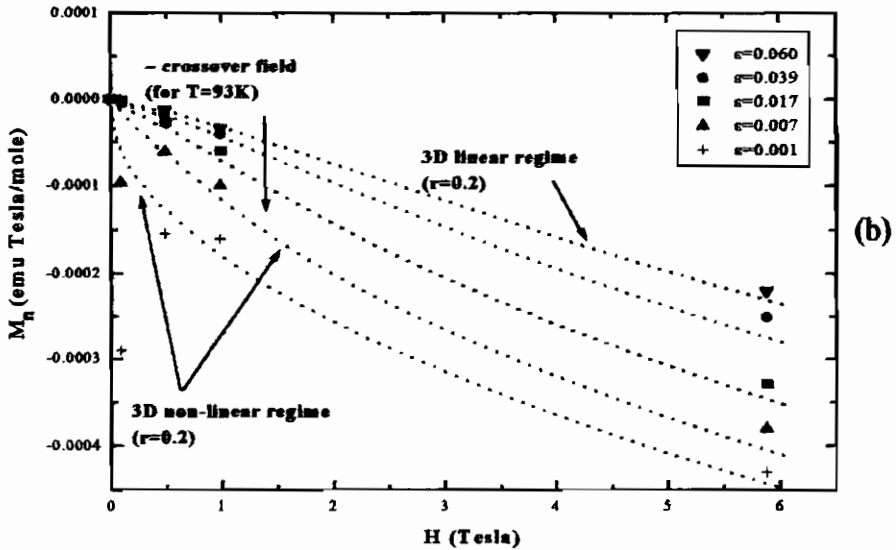
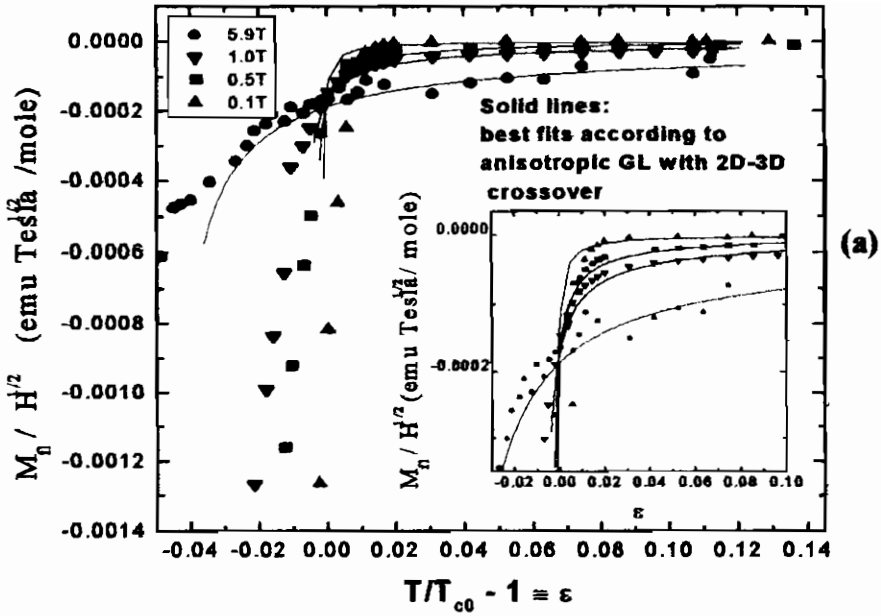


Fig.11 Fluctuating magnetization (a) and magnetization curves (b) in optimally doped YBCO and comparison with theoretical curves based on Eq. 34. Figures taken from A. Rosso, Thesis, University of Pavia (1998).

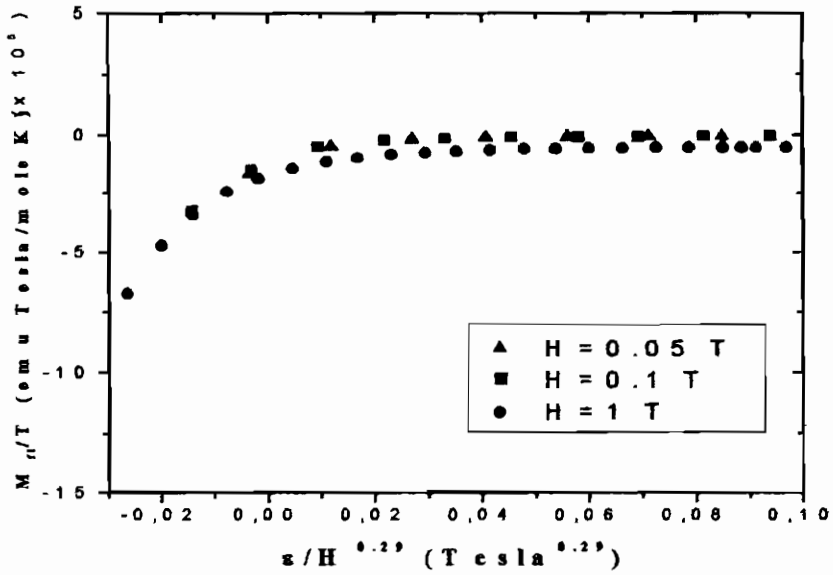
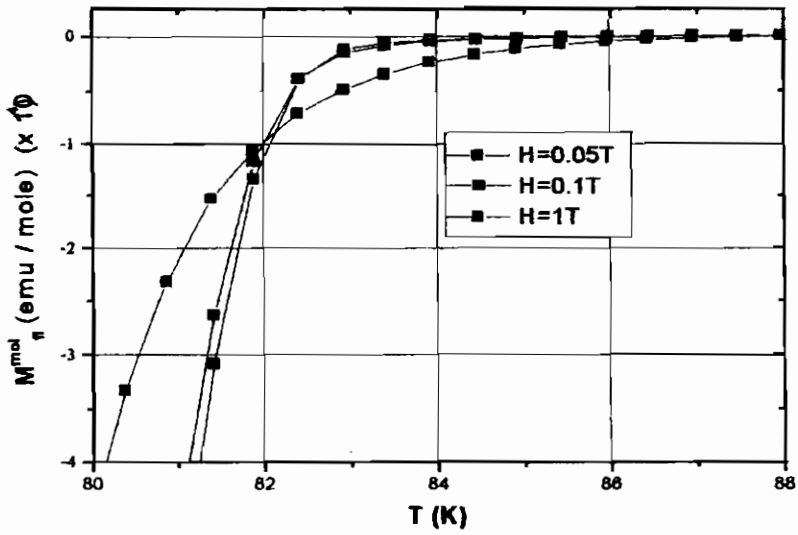


Fig.12a) Fluctuating diamagnetic magnetization in YBCO124 showing the crossing of the curves at constant fields at $T=T_C(0)\approx 82.3\text{ K}$. b) Collapse of the data for M_d/T when reported as a function of $\epsilon/H^{0.29}$.

11. Superconducting droplets above the resistive T_C for non optimally doped compounds?

In Fig.s13 the experimental results of SQUID magnetization measurements^[15,10] in underdoped (chain ordered and chain disordered) YBCO samples are reported.

As it appears from the Figures, a marked enhancement of the fluctuating magnetization with respect to optimally doped YBCO is observed. The magnetization curves dramatically depart from the ones expected on the basis of the GL anisotropic functional (Eq.34) and numerical derivatives. The M_{fl} curves vs T do not cross at any temperature and no collapse onto an universal function is found for M_{fl}/\sqrt{H} or for M_{fl} as a function of $\epsilon/H^{1/2}$.

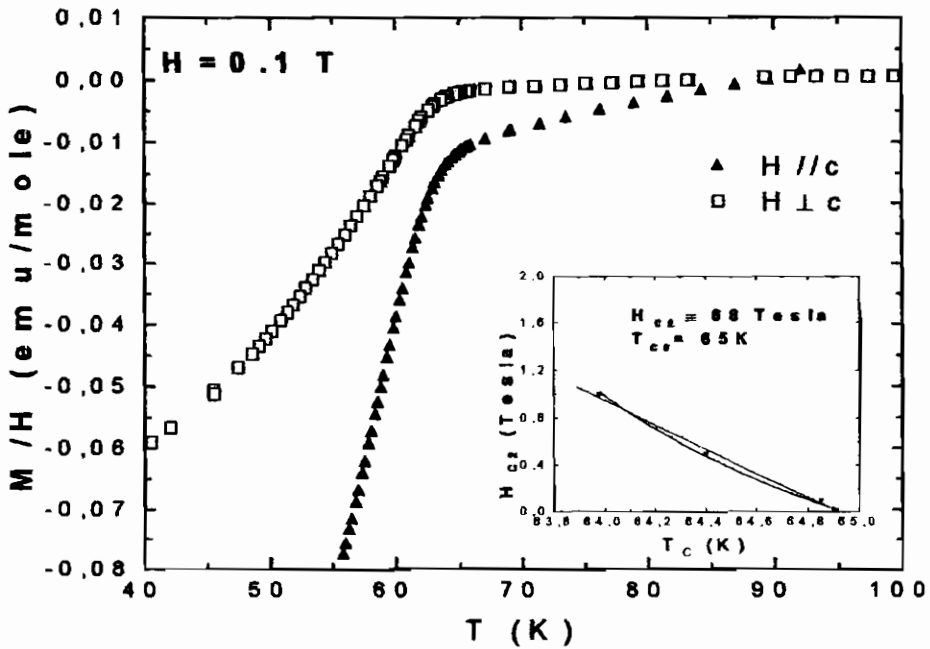


Fig.13a

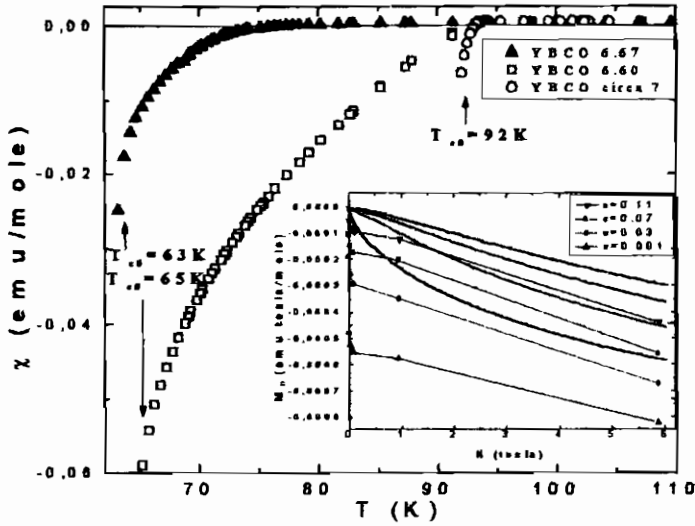


Fig.13b

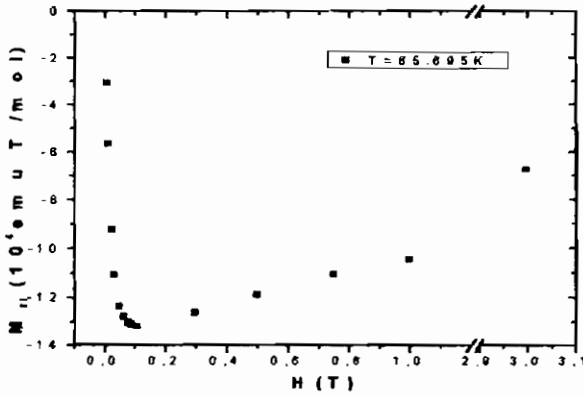


Fig.13 c

Fig. 13 SQUID magnetization measurements in underdoped YBCO (oriented powders). a) temperature behavior of M/H , for $H=0.1$ T, and field parallel and perpendicular to the c - \vec{C} axis, in the inset the value of $H_{C2}(T)$ and the estimation of $H_{C2}(0)$ are shown. b) comparison of the susceptibility (M_H/H), for $H=0.02$ T, in two samples of underdoped YBCO with the data in optimally doped YBCO; in the inset typical isothermal magnetization curves are compared to the correspondent solutions from the anisotropic GL free energy functional. c) Detail of an isothermal magnetization curve in underdoped chain-ordered YBCO.

Analogous anomalies for the fluctuating diamagnetism has been found in overdoped YBCO (obtained by Ca^{2+} for Y^{3+} substitution, see Ref.22). From the facts that the enhancement of the susceptibility seems to occur below about 90 K and from the magnetization curves which are reminiscent of the ones for second-type superconductors below T_c , one could suspect a trivial chemical inhomogeneity being responsible of the anomalous diamagnetisms. A few percent of superconducting regions, having $T_c \approx 90$ K, could account for the absolute value of χ_{dia} and of the magnetization curves in Fig.13-14.

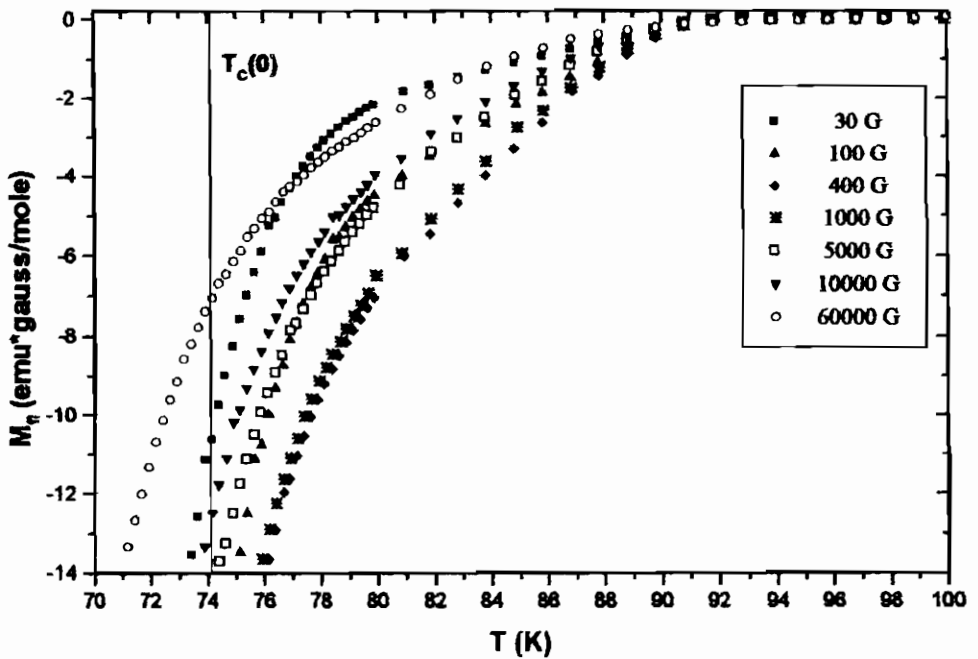


Fig.14 a) Isochamp magnetization as a function of temperature in overdoped YBCO (Ca content about 10%, $T_c(0) = 74.2$ K)

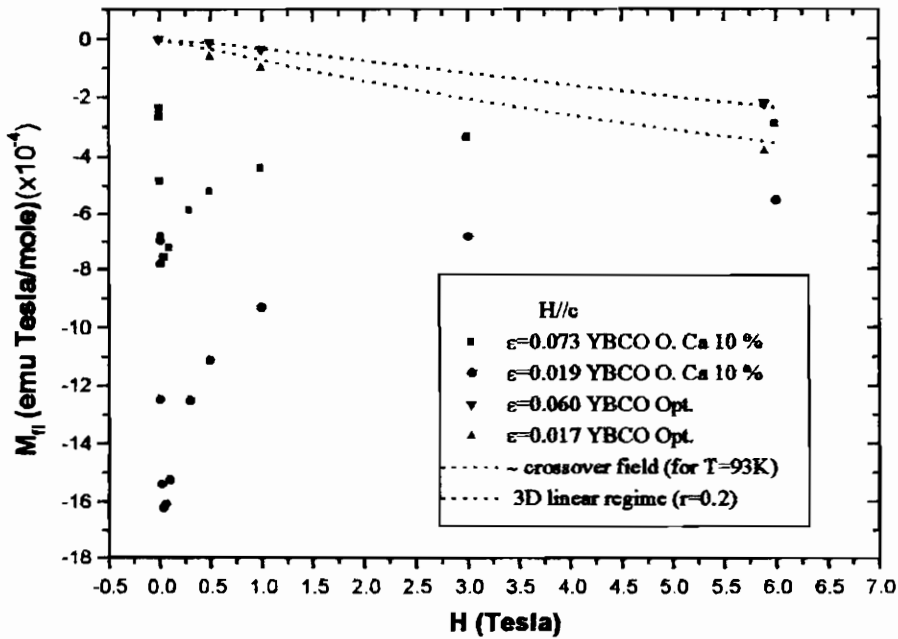


Fig. 14b Isothermal magnetization curves and comparison with the correspondent behaviors of M_H vs H in optimally doped YBCO.

However, the anomalous fluctuating diamagnetism has been observed in three samples of underdoped YBCO differently prepared, with good X-Ray diffraction patterns and sharp resistive transition, and in two samples of overdoped YBCO. Thus an intrinsic origin of the phenomenon can be suspected, possibly related to charge inhomogeneities, on *mesoscopic* scale. Inhomogeneities in the hole concentration have been evidenced in BSSCO by means of scanning tunneling spectroscopy^[23] and in particular in YBCO at the grains boundaries^[24]. Suggestions about the effects of non-homogeneous charge distribution in inducing locally superconducting regions ("drops") at $T_c^{loc} > T_c^{resistive}$ have appeared in the literature^[25,26].

The real nature of the fluctuation-induced superconducting droplets above T_c is not yet clear. In particular, it should be clarified whether or not

they originate only in non-optimally doped compounds and the temperature below which they occur, if they are peculiar of YBCO and related to the presence of chains (in connection to the “vexata questio” of the “stripes” and their possible role in superconductivity) and if they are metastable or rather exhibit some thermodynamical irreversibility.

In Fig.15 the preliminary results of a comparison between the isothermal magnetization curves in field cooled (FC) and zero-field cooled (ZFC) conditions in YBCO overdoped are shown.

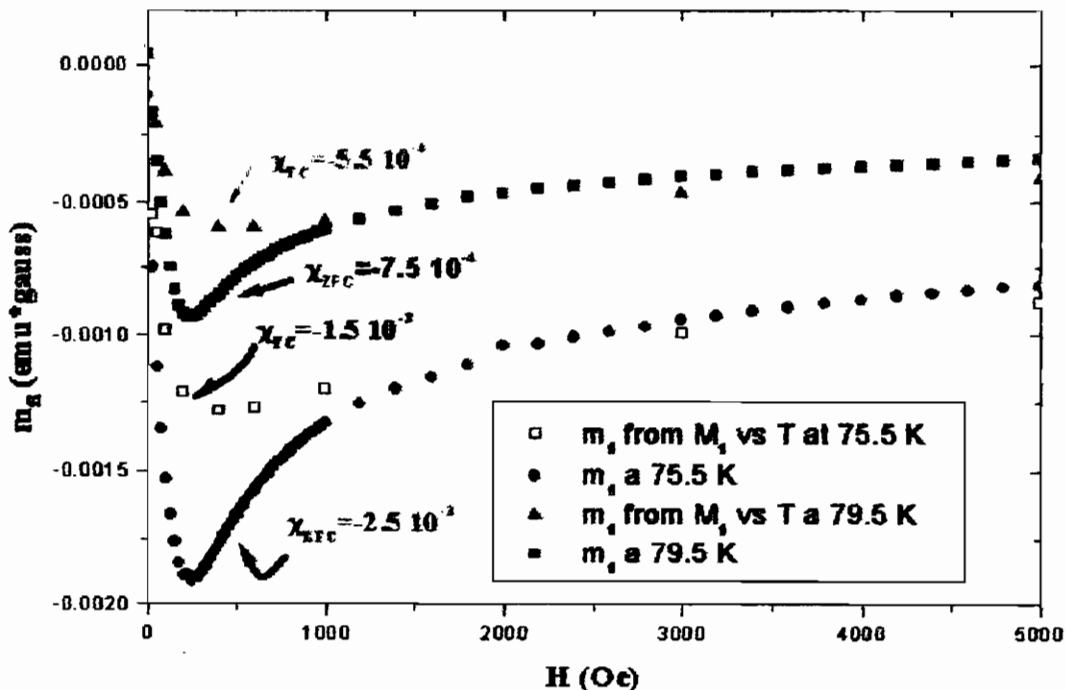


Fig.15 Magnetization curves obtained by cooling in zero field at a given temperature and then applying the field (ZFC) and after application of the field at $T \gg T_c$, cooling down at the same temperature and then measuring the correspondent magnetization (FC), in overdoped YBCO:Ca, for two temperatures where anomalous diamagnetism is observed.

The data show that for given field and temperature the value of the magnetization depends on the history and that the ZFC susceptibility (namely M_H/H , for $H=30$ Gauss) is larger than the FC one.

Thus one may conclude that the superconducting droplets above $T_c^{\text{resistive}}$ are in a condition similar to the one of the bulk superconductor below the irreversibility temperature. Therefore under ZFC and application of the field the droplets can be considered in a critical state and consequently the SF induced superconducting droplets are not in a metastable state. Further experiments are necessary to get insights into the various aspects involving SC droplets above T_c in samples where the doping is not the optimally one.

A theory describing the effects of anomalous diamagnetism in the presence of charge inhomogeneities is still missing. An interesting paper that could be useful for a description of these phenomena is the one by Ovchinnikov et al.^[26], in which an enhancement of the diamagnetic moment in a SC compound where T_c has been reduced by magnetic impurities is argued to occur as a consequence of local superconducting islands having $T_c^{\text{loc}} > T_c^{\text{resistive}}$. However in this paper, based on the method of integrated Green's function and the equations for non-equilibrium superconductivity, the anomalous magnetic moment turns out linear in the magnetic field, at variance with the experimental findings described above. Work is in progress for an appropriate modification of that approach, so that it is hopefully applicable to underdoped and overdoped YBCO.

Acknowledgments

This report is based on a series of research works carried out with the authors indicated in the references. Therefore P. Carretta, A. Lascialfari, P. Mosconi, A. Rosso, and A. Varlamov are gratefully thanked for their cooperation. In particular we acknowledge the availability, of experimental data provided before publication by Alessandro Lascialfari.

Most of the works this report deals with have been sponsored by INFM, under project of advanced research (PRA) SPISS 1998-2001.

References

- 1] For details see: A. Rigamonti, F. Borsa and P. Carretta, *Reports Prog Phys.* 61,1367 (1998);
B. Berthier, M.H. Julien, M. Horvatic and Y. Berthier, *J. Physique I*,6, 2205 (1996).

- 2] A.A. Varlamov, G. Balestrino, E. Milani, and D.V. Livanov, *Adv. Phys.* **48**, 665 (1999).
A.I. Larkin and A.A. Varlamov, "Fluctuation Phenomena in Superconductors" in preparation.
- 3] A. Rigamonti and A.A. Varlamov, *Istituto Lombardo (Rend. Sc.) B* **131**, 291 (1997).
- 4] H.N. Bachman et al, *Phys. Rev. B* **60**, 7591 (1999).
- 5] P. Carretta, D.V. Livanov, A. Rigamonti and A.A. Varlamov, *Phys. Rev. B* **54**, (1996).
- 6] V. Mitrovic et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2784 (1999).
- 7] M. Eschrig, D. Rainer and J.A. Sauls, *Phys. Rev. B* **59**, 12095 (1999).
- 8] K. Gorny et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 177 (1999).
- 9] P. Carretta, private communication
- 10] P. Carretta, A. Lascialfari, A. Rigamonti, A. Rosso and A. Varlamov, *Inter. J. of Modern Physics B* **13**, 1123 (1999).
- 11] G. Zheng et al., *Phys. Rev. B* **60**, R9947 (1999).
- 12] P. Mosconi, A. Rigamonti and A. Varlamov, *Appl. Magn. Resonance* December 2000.
- 13] More recent measurements by the same group of Ref.6 indicate no field dependence of ^{63}Cu W , while a field dependent DOS contribution is observed for ^{17}O NMR W (Mitrovic, private communication). This observation is a support to the two-bands scenario, with carriers excitations (to which oxygen nucleus is more sensitive) little coupled to Cu^{2+} spin excitations. ^{89}Y T_1 measurements at various fields in YBCO at different doping are under way to achieve insights on these aspects. (P. Carretta, A. Lascialfari, A. Rigamonti, P. Tedesco and F. Tedoldi, in preparation).
- 14] G. Zheng et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 405 (2000).
- 15] P. Carretta, A. Lascialfari, A. Rigamonti, A. Rosso and A. Varlamov, *Phys. Rev. B* **61**, 12420 (2000).
- 16] L.N. Bulaevsky, *Intern. J. of Modern Physics B* **4**, 1849 (1970).
- 17] A.I Budzin and V. Dorin, in "Fluctuation Phenomena in High Temperature Superconductors", M. Ausloss and A.A. Varlamov Eds., Kluwer Acad. Publishers (1997) p.335.
- 18] C. Baraduc et al., *Physica C* **248**, 138 (1995).
- 19] T. Schneider and U. Keller, *Intern. J. of Modern Physics B* **8**, 487 (1993).
- 20] M.A. Hubbard, M.B. Salamon and B.W. Veal, *Physica C* **259**, 309 (1995).
- 21] A. Junod, J-Y Genoud and G. Triscone, *Physica C* **294**, 115 (1998).

- 22] P. Carretta, A. Lascialfari, A. Rigamonti, F. Tedoldi, F. Licci, **Int. J. of Modern Physics**, to be published.
- 23] E.W. Hudson et al., **Science** **285**, 88 (2000).
- 24] Z. Akase et al., **Physica C** **339**, 1 (2000).
- 25] E.Z. Kuchinskii and M.V. Sadowskii, **cond-mat / 9910261**.
- 26] Yu.N. Ovchinnikov, S.A. Wolf and V.Z.Kresin, **Phys. Rev. B** **60**, 4329 (1999).

Recenti sviluppi sulla regola di somma di Coulomb nei nuclei

Andrea Meucci

Dipartimento di Fisica Nucleare e Teorica
Università di Pavia

Seminario tenuto il 15 marzo 2000

Il metodo delle regole di somma

I processi d'urto forniscono informazioni indispensabili per lo studio della struttura nucleare. La complessità dello spettro nucleare è tuttora un'ostacolo formidabile per la comprensione completa dei dati sperimentali oggi disponibili. Il metodo delle regole di somma consente di interpretare l'andamento generale di problemi complessi come quelli dello scattering, senza dover tener conto esplicitamente del contributo di tutti gli stati nucleari [1].

Consideriamo le transizioni compiute da un sistema a causa di un'interazione descritta dall'operatore F . Per semplicità supponiamo che la transizione avvenga dallo stato fondamentale $|0\rangle$ agli stati eccitati $|n\rangle$ dello spettro discreto dell'hamiltoniana. La sezione d'urto dipende dalla funzione di risposta del sistema

$$R(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} |\langle n | F | 0 \rangle|^2 \delta(E_{n0} - \omega) \quad (1)$$

Gli elementi di matrice $\langle n | F | 0 \rangle$ sono difficili da calcolare, mentre alcune proprietà integrali di $R(\omega)$ possono essere studiate più semplicemente. Infatti l'integrale

$$m_p(F) = \int_0^{\infty} d\omega R(\omega) \omega^p = \sum_{n=0}^{\infty} |\langle n | F | 0 \rangle|^2 E_{n0}^p \quad (2)$$

può essere ricondotto alla formula

$$m_p(F) = \langle 0 | F^\dagger (H - E_0)^p F | 0 \rangle \quad (3)$$

inserendo l'identità $\sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle \langle n| = 1$. In questo modo è possibile eliminare il calcolo degli stati eccitati, rimanendo solo con quantità connesse con la dinamica del sistema come H e lo stato fondamentale, e con il tipo di reazione. Chiamiamo $m_p(F)$ regola di somma di ordine p per l'operatore di transizione F . Si può dimostrare che se la reazione ha un andamento risonante nell'energia allora poche regole di somma sono sufficienti per determinare

la struttura di $R(\omega)$. Se l'operatore F è hermitiano (assumiamo $E_0 = 0$) possiamo scrivere

$$m_0 = \frac{1}{2} \langle 0 | \{F, F\} | 0 \rangle \quad (4)$$

$$m_1 = \frac{1}{2} \langle 0 | [F, [H, F]] | 0 \rangle \quad (5)$$

$$m_2 = \frac{1}{2} \langle 0 | \{[F, H], [H, F]\} | 0 \rangle \quad (6)$$

e così via. Se l'operatore non è hermitiano

$$m_0^+ = \langle 0 | \{F, F^\dagger\} | 0 \rangle \quad (7)$$

$$m_0^- = \langle 0 | [F, F^\dagger] | 0 \rangle \quad (8)$$

$$m_1^+ = \langle 0 | [F, [H, F^\dagger]] | 0 \rangle \quad (9)$$

$$m_1^- = \langle 0 | \{F, [H, F^\dagger]\} | 0 \rangle \quad (10)$$

$$m_2^+ = \langle 0 | \{[F, H], [H, F^\dagger]\} | 0 \rangle \quad (11)$$

$$m_2^- = \langle 0 | [[F, H], [H, F^\dagger]] | 0 \rangle \quad (12)$$

Se $F = F^\dagger$ allora $m_0 = m_0^+$, $m_1 = m_1^+$, ..., mentre m_0^-, m_1^-, \dots , si annullano. Alcuni esempi di regole di somma consentono di comprendere l'utilità delle formule (4÷12).

* *Regola di somma di Thomas-Reiche-Kuhn.* La sezione d'urto totale di fotoassorbimento da parte di un atomo in approssimazione di dipolo elettrico si può scrivere

$$\int d\omega \sigma_{\gamma A}(\omega) = 4\pi^2 \alpha m_1(D_z) \quad (13)$$

dove $D_z = \sum_i z_i$ è l'operatore di dipolo elettrico. Per una hamiltoniana atomica risulta $m_1(D_z) = Z/2m_e$, dove m_e è la massa dell'elettrone.

* *regola di somma di Gamow-Teller.* È un esempio di regola di somma per un operatore non hermitiano. Riguarda transizioni che avvengono con scambio di carica, descritte dall'operatore $G^\pm = \sum_k \sigma_k \tau_k^\pm$, dove τ_k^\pm sono gli operatori di abbassamento e

innalzamento di isospin del k-simo nucleone. La regola di somma (8) diventa

$$\begin{aligned} m_0^-(G) &= m_0^-(G^+) + m_0^-(G^-) = \\ &< 0 | [G, G^\dagger] | 0 > = 3(N - Z) \end{aligned} \quad (14)$$

L'electron scattering (e, e')

La sezione d'urto differenziale per la reazione inclusiva (e, e') (figura 1) si scrive [2]

$$\frac{d\sigma}{dE_f d\Omega} = \sigma_M \left\{ \frac{Q^4}{|\underline{q}|^4} R_L(\omega, q) + \left(\frac{Q^2}{2|\underline{q}|^2} + \tan^2 \frac{\vartheta}{2} \right) R_T(\omega, q) \right\} \quad (15)$$

dove σ_M è la sezione d'urto di Mott

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{4E_i^2 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \quad (16)$$

e $Q^2 = |\underline{q}|^2 - \omega^2$. Le funzioni di risposta inelastica longitudinale e trasversa sono definite attraverso gli elementi di matrice dell'operatore di corrente nucleare

$$R_L(\omega, q) = \overline{\sum_i} \sum_f \delta(E_f - E_i - \omega) J_0 J_0^* \quad (17)$$

$$R_T(\omega, q) = \overline{\sum_i} \sum_f \delta(E_f - E_i - \omega) \underline{J}_T \cdot \underline{J}_T^* \quad (18)$$

A partire dai dati sperimentali di sezione d'urto (15) è possibile separare $R_L(\omega, q)$ e $R_T(\omega, q)$ riportando in grafico la quantità

$$\Sigma(q, \omega, \varepsilon) = \frac{d\sigma}{dE' d\Omega} \frac{\varepsilon}{\sigma_M} \left(\frac{Q^4}{|\underline{q}|^4} \right) = \varepsilon R_L(\omega, q) + \frac{1}{2} \frac{|\underline{q}|^2}{Q^2} R_T(\omega, q) \quad (19)$$

in funzione della polarizzazione del fotone virtuale

$$\varepsilon = \left(1 + \frac{2|\underline{q}|^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\vartheta}{2} \right)^{-1} \quad (20)$$

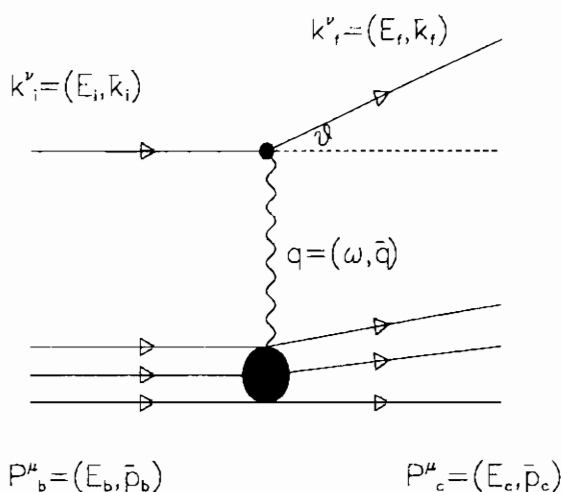


Figura 1: Scattering (e, e') inclusivo nell'approssimazione di scambio di un fotone.

a q e ω costanti. R_L è la pendenza e $| \underline{q} |^2 / (2Q^2) R_T$ è l'intercetta di questo fit lineare dei dati.

Le funzioni di risposta R_L e R_T possono venire calcolate una volta noti gli elementi di matrice dell'operatore di corrente nucleare $J^\mu(x)$ fra gli stati iniziale e finale del bersaglio. In approssimazione degli impulsi la corrente è costruita sommando operatori a un corpo del tipo $\bar{\Psi}_f(x) j^\mu \Psi_i(x)$, dove $\Psi_i(x)$ e $\Psi_f(x)$ sono le autofunzioni di Dirac per la particella nello stato iniziale e finale, e j^μ è l'operatore di corrente per una particella a spin $1/2$ avente struttura interna. Poiché una teoria completamente covariante è estremamente complessa si procede solitamente con un calcolo non relativistico, costruendo un operatore di corrente *efficace* costruito attraverso uno sviluppo in serie di $1/M$ di cui si valutano gli elementi di ma-

trice fra funzioni d'onda di Schrödinger. Ad esempio, per mezzo della trasformazione di Foldy-Wouthuysen [3] si ottiene il risultato al primo ordine in $1/M$ [2]

$$j^0 = F_1 \quad (21)$$

$$\underline{j} = \frac{F_1}{2M} \underline{P} + i \frac{(F_1 + kF_2)}{2M} \underline{\sigma} \times \underline{q} \quad (22)$$

dove $\underline{P} = \underline{p}_b + \underline{p}_c$ e k è il momento magnetico anomalo del nucleone ($k_p = 1.793, k_n = -1.913$). F_1 e F_2 sono i fattori di forma di Dirac-Pauli. La componente trasversa della corrente nucleare relativamente al momento trasferito \underline{q} si ottiene con la semplice relazione $\underline{j}_T = \underline{j} - \underline{q}(\underline{q} \cdot \underline{j}) / |\underline{q}|^2$. Termini di ordine superiore dello sviluppo di j^0 e \underline{j} possono essere inseriti come correzione relativistica.

La regola di somma di Coulomb

Nell'ipotesi di considerare nucleoni puntiformi e non relativistici, la regola di somma di Coulomb è definita integrando la funzione di risposta longitudinale R_L sull'energia trasferita

$$C_L(q) = \int_{\omega+}^{\infty} d\omega R_L(\omega, q) \quad (23)$$

dove il limite inferiore di integrazione viene preso a $\omega+$ per eliminare il contributo dello scattering elastico. In accordo con la formula (3) la regola di somma di Coulomb è una somma di ordine $p = 0$ per l'operatore di corrente longitudinale J_0 , a cui si sottrae il contributo elastico

$$C_L(q) = \overline{\sum}_i \left\{ \langle \Psi_i | J_0^\dagger(q) J_0(q) | \Psi_i \rangle - |\langle \Psi_i | J_0(q) | \Psi_i \rangle|^2 \right\} \quad (24)$$

Ricordando che per cariche puntiformi le densità ad un corpo e a due corpi sono

$$\rho_i(\underline{r}) = \overline{\sum}_i \langle \Psi_i | \sum_{k=1}^Z \delta(\underline{r} - \underline{r}_k) | \Psi_i \rangle \quad (25)$$

$$\rho_2(\underline{r}, \underline{r}') = \frac{1}{Z(Z-1)} \overline{\sum}_i \langle \Psi_i | \sum_{k \neq l}^Z \delta(\underline{r} - \underline{r}_k) \delta(\underline{r}' - \underline{r}_l) | \Psi_i \rangle \quad (26)$$

e definendo una funzione di correlazione protone-protone

$$f(\underline{r} - \underline{r}') = \int d\underline{R} \rho_2(\underline{r}, \underline{r}') \quad (27)$$

dove $\underline{R} = (\underline{r} + \underline{r}')/2$, si dimostra che la formula (24) per la regola di somma di Coulomb diventa

$$C_L(q) = Z + Z(Z-1)\hat{f}(q) - Z^2 |F_{ch}(q)|^2 \quad (28)$$

dove $\hat{f}(q)$ è la trasformata di Fourier di $f(\underline{r} - \underline{r}')$ e $F_{ch}(q)$ è il fattore di forma di carica del bersaglio.

Se $\rho_2(\underline{r}, \underline{r}')$ non è singolare, $\hat{f}(q)$ deve andare a zero nel limite di $q \rightarrow \infty$. Si trova allora il semplice risultato

$$\frac{1}{Z} \lim_{q \rightarrow \infty} C_L(q) = 1 \quad (29)$$

Nel limite di alti momenti trasferiti la regola di somma di Coulomb misura il numero di nucleoni nel nucleo. Ci si aspetta che per q finiti le correlazioni nucleone-nucleone riducano $C_L(q)$ rispetto al suo valore asintotico. La regola di somma di Coulomb è quindi uno strumento importante per comprendere l'importanza delle correlazioni; il confronto con i dati sperimentali permette di valutare la bontà di una teoria a molti corpi dei sistemi nucleari.

Nella formula (23) R_L è integrata da $\omega + a$ a ∞ . Sperimentalmente R_L può essere misurata solo per $\omega \leq q$; in pratica, a causa del fondo e delle correzioni radiative a grande energia, nemmeno questo limite viene raggiunto. La relazione che viene usata per determinare la somma di Coulomb dai dati è [4]

$$C_L(q, \omega_{max}) = \frac{1}{Z} \int_{\omega_+}^{\omega_{max}} d\omega \frac{R_L(\omega, q)}{G_E^2(Q^2)} \quad (30)$$

dove il fattore di forma di carica del nucleone $G_E^2(Q^2)$ tiene conto dell'estensione finita dei nucleoni.

Nel caso dei nuclei leggeri i risultati sperimentali raggiungono velocemente il limite asintotico e sono riprodotti dai calcoli di struttura nucleare (figura 2). Nel caso dei nuclei medio-pesanti sembrano indicare una soppressione di circa il 40% per $q \approx 550 \text{ MeV}$ (figura 3).

Nuova determinazione della regola di somma di Coulomb

Nella determinazione pratica di $C_L(q, \omega_{max})$ (30) è necessario considerare dati sperimentali di scattering (e, e') in modo da coprire quasi tutto il range di variabilità ($0 \leq \varepsilon \leq 1$) della polarizzazione del fotone virtuale (20), in modo tale da riuscire a separare senza ambiguità le funzioni di risposta longitudinale e trasversale (19). In aggiunta è necessario considerare le approssimazioni che vengono fatte nel calcolo della sezione d'urto (e, e').

* La formula (15) è calcolata in approssimazione di Born trascurando la distorsione coulombiana delle funzioni d'onda dell'elettrone. Il trattamento esatto della distorsione di elettrone richiede la soluzione dell'equazione di Dirac nel potenziale coulombiano $V_C(r)$ del nucleo, che può essere ottenuta attraverso uno sviluppo in onde parziali. Poiché il problema richiede un notevole sforzo computazionale, sono stati proposti vari metodi approssimati per giungere ad una soluzione che riproduca i dati sperimentali. Si scrive una funzione distorta per l'elettrone del tipo

$$\Psi^\pm(\underline{r}) = \frac{\underline{p}_{eff}(r)}{p} e^{\pm i\delta(L^2)} e^{i\Delta} e^{i\underline{p}_{eff}(r) \cdot \underline{r}} u_p \quad (31)$$

dove $\underline{p}_{eff}(r)$ è l'impulso *efficace* dell'elettrone

$$\underline{p}_{eff}(r) = \left(p - \frac{1}{r} \int_0^r dr V(r) \right) \hat{p} \quad (32)$$

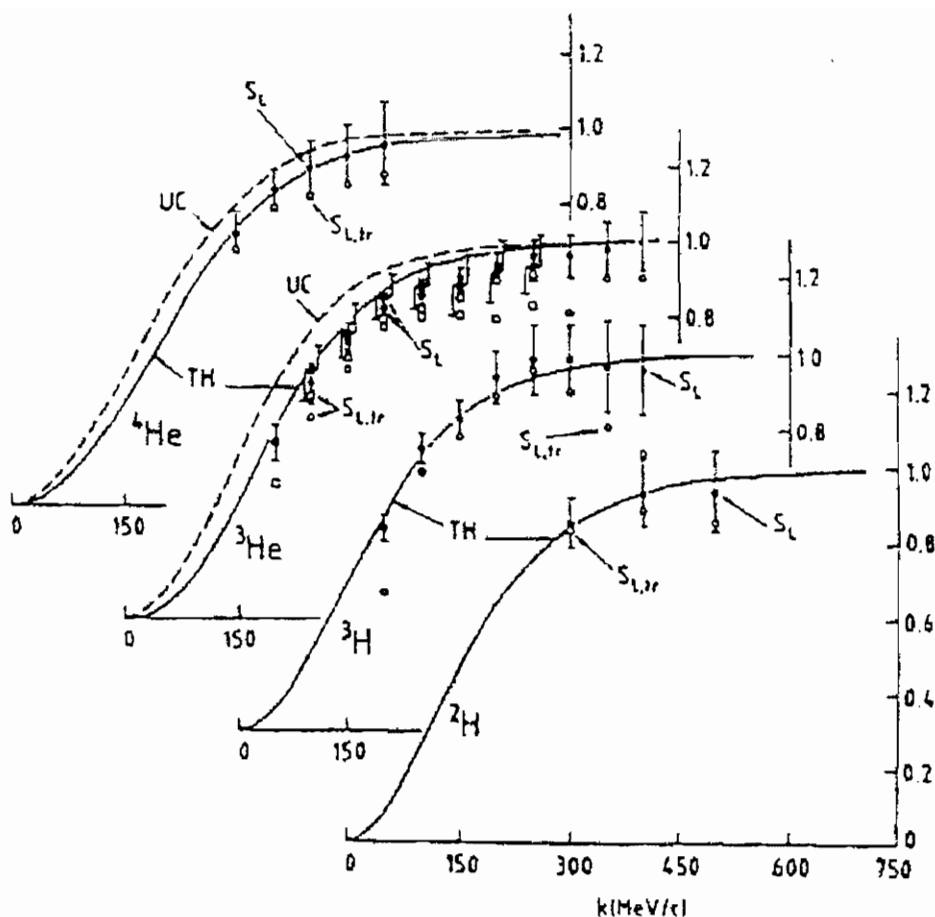


Figura 2: Regola di somma di Coulomb in funzione del momento trasferito per nuclei leggeri. I punti ed i quadrati bianchi rappresentano i dati sperimentali per $\omega < \omega_{max}$. I punti ed i quadrati neri includono anche la stima del contributo di coda $\omega > \omega_{max}$. Le due curve rappresentano i risultati che si ottengono teoricamente considerando (linea continua) o no (linea tratteggiata) le correlazioni di coppia. Da [1].

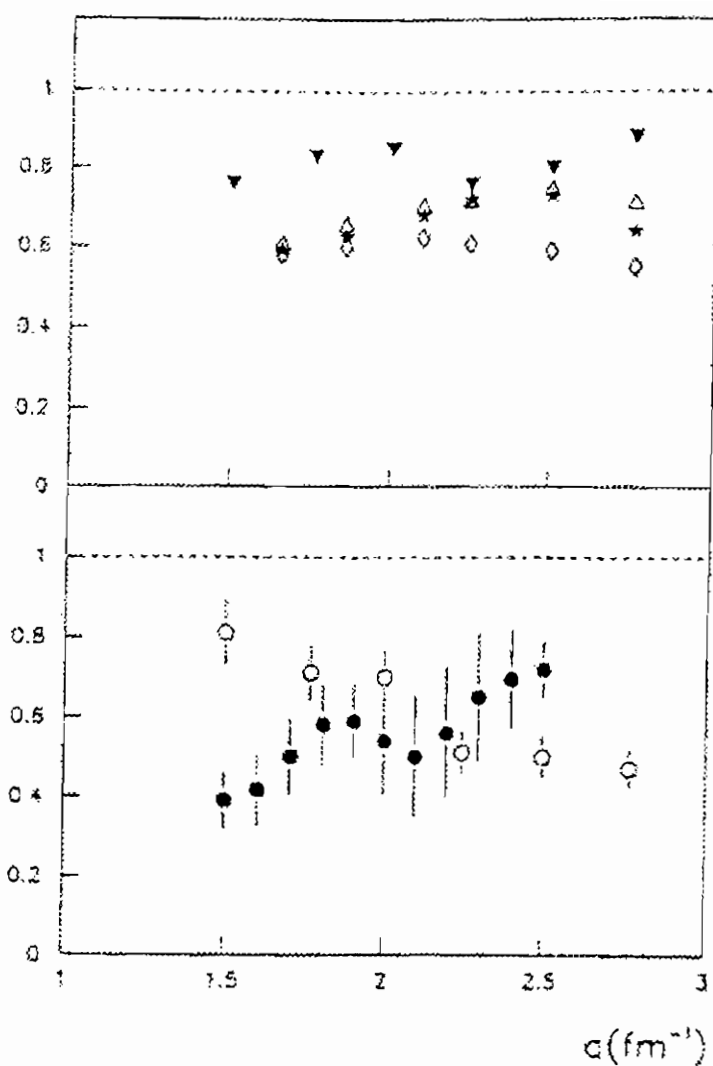


Figura 3: Regola di somma di Coulomb in funzione del momento trasferito per nuclei medio-pesanti. ^{12}C triangoli neri; ^{40}Ca rombi bianchi; ^{48}Ca asterischi; ^{56}Fe triangoli bianchi; ^{208}Pb punti bianchi; ^{238}U punti neri. Da [2].

e gli sfasamenti $\delta(L^2)$ e Δ vengono determinati a partire dai dati sperimentali [5]. Eseguendo l'algebra degli spinori di Dirac nel modo standard si arriva a scrivere una formula per la sezione d'urto modificata dalla distorsione di elettrone [6] con cui confrontare i dati sperimentali.

* Gli effetti delle correlazioni protone-protone a corto range possono essere importanti per comprendere il reale andamento della funzione di risposta longitudinale. Poiché i dati sperimentali disponibili coprono a stento la sola regione $\omega \leq q$ è necessario stimare il contributo della regione delle alte energie. Questo viene valutato fittando l'andamento degli ultimi punti sperimentali di R_L con la funzione $(\omega/\omega_{max})^\lambda$ [4].

* Per tenere conto del fatto che i nucleoni non sono puntiformi è necessario dividere il fattore di forma di carica $G_E^2(Q^2)$ prima di integrare i valori di R_L (30). Volendo considerare anche gli effetti dello scattering elettrone-neutrone possiamo usare la relazione

$$G_E^2(Q^2) = G_{Ep}^2(Q^2) + \frac{N}{Z} G_{En}^2(Q^2) \quad (33)$$

dove $G_{Ep}(Q^2)$ e $G_{En}(Q^2)$ sono i fattori di forma di carica del protone e del neutrone.

* Le formule per la regola di somma di Coulomb sono state ricavate in approssimazione non relativistica. Il modo più semplice per tenere conto degli effetti relativistici è quello di considerarli come correzioni all'operatore di corrente nucleare non relativistico (21÷22). Si dimostra che è sufficiente sostituire il fattore di forma (33) con

$$G_E^2(Q^2) = \left(G_{Ep}^2(Q^2) + \frac{N}{Z} G_{En}^2(Q^2) \right) \frac{1 + Q^2/4M^2}{1 + Q^2/2M^2} \quad (34)$$

Nella tabella 1 vengono riportati i valori per la regola di somma di Coulomb utilizzando tutti i dati sperimentali pubblicati. Se si considera anche il contributo della regione $\omega > \omega_{max}$ stimato fittando i dati sperimentali di più alta energia si raggiunge un accordo più che soddisfacente con la previsione teorica (29), come si vede

q (MeV)	ω (MeV)	^{12}C	^{40}Ca	^{56}Fe
300	145	0.69 ± 0.03	0.63 ± 0.03	0.62 ± 0.03
380	215	0.78 ± 0.04	0.81 ± 0.04	0.80 ± 0.06
570	355	0.88 ± 0.13	0.91 ± 0.15	0.91 ± 0.12

Tabella 1: Risultati per la regola di somma di Coulomb utilizzando tutti i dati sperimentali disponibili. Vengono riportati gli errori. Da [4].

^{12}C	^{40}Ca	^{56}Fe
0.94 ± 0.13	0.97 ± 0.15	0.97 ± 0.12

Tabella 2: Risultati per la regola di somma di Coulomb a $q = 570$ MeV stimando il contributo della regione $\omega > \omega_{max}$. Vengono riportati gli errori. Da [4].

risultato di fig. 3	0.60 ± 0.20
correzioni relativistiche (34)	0.69 ± 0.21
nuovi dati sperimentali	0.86 ± 0.12
distorsione coulombiana	0.91 ± 0.12
contributo di coda	0.97 ± 0.12

Tabella 3: Risultati per la regola di somma di Coulomb a $q = 570$ MeV per il ^{56}Fe . Vengono riportati gli errori. Da [4].

nella tabella 2. Nella tabella 3 viene illustrato l'effetto dei termini introdotti nella determinazione della somma di Coulomb per il ^{56}Fe .

L'uso dei risultati di scattering (e, e') in tutto il campo di variabilità della polarizzazione ε (20) del fotone scambiato massimizza il contributo di R_L alla risposta totale Σ (19). L'approssimazione di onde piane viene corretta opportunamente prima di confrontarsi con i dati sperimentali; in questo modo è possibile determinare la risposta longitudinale con una precisione superiore a quella tradizionale. I risultati di R_L sono usati per calcolare la somma di Coulomb, trovando un ottimo accordo con la previsione convenzionale (29). Non si osserva più alcuna soppressione.

Il metodo delle funzioni di base correlata per lo stato fondamentale dei nuclei a doppia shell chiusa

La hamiltoniana nucleare non relativistica può essere scritta nella forma

$$H = -\frac{1}{2M} \sum_i \nabla_i^2 + \sum_{i<j} V_{ij} + \sum_{i<j<k} V_{ijk} \quad (35)$$

dove V_{ij} e V_{ijk} sono potenziali a due e a tre corpi.

Il potenziale a due corpi è costruito sommando fra loro una parte elettromagnetica, un potenziale a lungo range dovuto allo scambio di un pione (*OPEP*), e un potenziale a range intermedio e corto dovuto allo scambio di più pioni o di mesoni più pesanti.

$$V_{ij} = V_{ij}^{em} + V_{ij}^{\pi} + V_{ij}^R \quad (36)$$

I parametri del potenziale NN sono fissati in modo da riprodurre i dati di scattering nucleone-nucleone e le proprietà dello stato fondamentale del deutone. Il potenziale a tre corpi è somma di un potenziale di scambio di due pioni e di un termine a corto range

fenomenologico. I parametri riproducono l'energia di legame dei nuclei con $A = 3, 4$ e la saturazione della materia nucleare.

$$V_{ijk} = V_{ijk}^{2\pi} + V_{ijk}^R \quad (37)$$

A causa della complessità della hamiltoniana (35), l'equazione di Schrödinger per lo stato fondamentale $H\Psi_0 = E_0\Psi_0$ è risolvibile numericamente solo per nuclei con $A \leq 9$. Nel caso di nuclei più pesanti l'approccio tradizionale è quello dell'approssimazione di campo medio, costruita per riprodurre la struttura a shell. Il modello non descrive correttamente i risultati sperimentali, come è noto dagli esperimenti di scattering ($e, e'p$), che segnalano la presenza di effetti di correlazione dinamica tra i nucleoni.

Il metodo delle Funzioni di Base Correlata (CBF) è basato sul principio variazionale. Si minimizza il funzionale energia

$$E[F] = \frac{\langle \Psi_0 | H | \Psi_0 \rangle}{\langle \Psi_0 | \Psi_0 \rangle} = \frac{\int d^3r_1 \dots d^3r_A \Phi_0^\dagger F^\dagger H F \Phi_0}{\int d^3r_1 \dots d^3r_A \Phi_0^\dagger |F|^2 \Phi_0} \quad (38)$$

nello spazio di Hilbert delle funzioni di base correlata

$$\Psi(1, 2, \dots, A) = F(1, 2, \dots, A)\Phi_n(1, 2, \dots, A) \quad (39)$$

dove l'operatore di correlazione $F(1, 2, \dots, A)$ contiene tutte le correlazioni dinamiche, e la funzione di campo medio $\Phi_n(1, 2, \dots, A)$ è scritta come un determinante di Slater di funzioni d'onda di particella singola per includere l'antisimmetrizzazione e gli effetti a lungo range. Nel caso dei nuclei $F(1, 2, \dots, A)$ dovrebbe essere scelto con la stessa dipendenza operatoriale dell'interazione (35) con correlazioni a due o a tre nucleoni; per semplicità ci si limita a considerare solo correlazioni a due corpi

$$F_{ij}(1, 2, \dots, A) = \sum_{p=1}^8 f^{(p)}(r_{ij}) O_{ij}^{(p)} \quad (40)$$

dove gli operatori inseriti sono

$$O_{ij}^{(p=1,8)} = [1, \underline{\sigma}_i \cdot \underline{\sigma}_j, S_{ij}, (\underline{L} \cdot \underline{S})_{ij}] \otimes [1, \underline{\tau}_i \cdot \underline{\tau}_j] \quad (41)$$

e $S_{ij} = 3\hat{\underline{r}}_{ij} \cdot \underline{\sigma}_i \hat{\underline{r}}_{ij} \cdot \underline{\sigma}_j - \underline{\sigma}_i \cdot \underline{\sigma}_j$ è l'operatore tensoriale. I parametri delle funzioni di correlazione $f^{(p)}(r_{ij})$ e delle funzioni di particella singola sono fissati dalla procedura di minimizzazione dell'energia (38).

I valori di aspettazione di un operatore possono essere scritti in termini delle densità a n corpi

$$\rho_1(\underline{r}_1) = \left\langle \sum_{i=1}^A \delta(\underline{r}_1 - \underline{r}_i) \right\rangle \quad (42)$$

$$\rho_2^{(p)}(\underline{r}_1, \underline{r}_2) = \left\langle \sum_{i \neq j}^A \delta(\underline{r}_1 - \underline{r}_i) \delta(\underline{r}_2 - \underline{r}_j) O_{ij}^{(p)} \right\rangle \quad (43)$$

Le densità sono sviluppate in cluster in serie di potenze di correlazioni dinamiche $h(r_{ij}) = [f^{(1)}(r_{ij})]^2 - 1$, $f^{(1)}(r_{ij})f^{(p \geq 2)}(r_{ij})$ e di correlazioni statistiche $n_0(i, j) = \sum_{\alpha} \phi_{\alpha}^{\dagger}(i) \phi_{\alpha}(j)$ dovute al principio di Pauli. Ad ogni termine dell'espansione è associato un diagramma costruito con termini di correlazione dinamica (indicati da una linea tratteggiata) e da termini di scambio (indicati da una linea continua orientata). Nella figura 4 riportiamo i diagrammi che si ottengono sviluppando la densità ad un corpo (42) includendo una sola funzione di correlazione h . Consideriamo solo correlazioni scalari. L'espressione che si ottiene è [10]

$$\begin{aligned} \rho_1(\underline{r}_1) &= \frac{A}{\langle \Psi_0 | \Psi_0 \rangle} \int d^3 r_2 \dots d_A^r \Psi_0^*(\underline{r}_1, \dots, \underline{r}_A) \Psi_0(\underline{r}_1, \dots, \underline{r}_A) \\ &= \int d^3 r_2 \dots d_A^r \Phi_0^*(\underline{r}_1, \dots, \underline{r}_A) \left[1 + \sum_{i=2}^A h(r_{1i}) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{i=2}^A \sum_{j>i}^A h(r_{ij}) \right]_{conn} \Phi_0(\underline{r}_1, \dots, \underline{r}_A) \end{aligned} \quad (44)$$

L'espansione in cluster è connessa, cioè tutti i diagrammi costituiti dal prodotto di più parti non connesse tra loro da un operatore di correlazione provenienti dallo sviluppo del numeratore vengono cancellati da quelli dovuti allo sviluppo del denominatore.

Le equazioni integrali *Fermi Hypernetted Chain (FHNC)* consentono

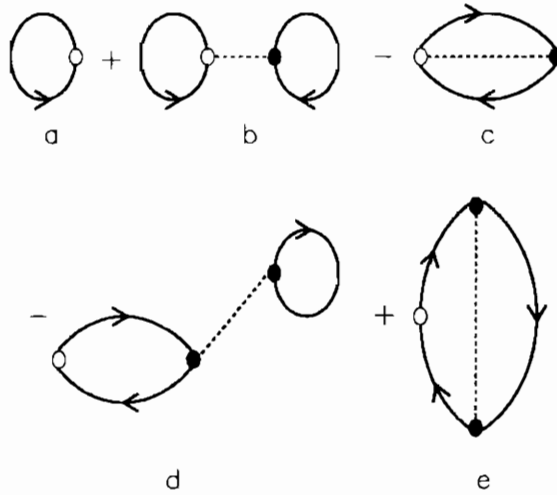


Figura 4: Diagrammi che rappresentano i termini in uno sviluppo a cluster della densità a un corpo (45) nel caso di correlazioni scalari. Si considerano i diagrammi che contengono una funzione di correlazione h_{ij} . I punti bianchi indicano il punto \underline{r}_1 che non è integrato, quelli neri i punti che sono integrati. La linea tratteggiata rappresenta la funzione di correlazione h_{ij} , la linea continua rappresenta un termine di scambio.

di sommare i diagrammi nel caso di correlazioni scalari (40, con $p = 1$). Nel caso di correlazioni operatoriali (dipendenti dallo stato), non è possibile sommare esattamente tutti i diagrammi. Se le correlazioni commutano (dipendenza da σ_z e/o da τ_z) allora è possibile eseguire la somma di tutti i diagrammi con le equazioni *FHNC*. Se le correlazioni non commutano (dipendenza da $\underline{\sigma}_i \cdot \underline{\sigma}_j$, come nel potenziale (40)) la somma può essere calcolata nell'approssimazione *Single Operator Chain*; si sommano i diagrammi contenenti una correlazione operatoriale per coppia di particella con dressing scalare a tutti gli ordini [7, 8, 9]. In questo schema sono stati eseguiti calcoli per lo stato fondamentale dei nuclei a doppia shell chiusa [11, 12, 13, 14]. Nella tabella 4 sono riportati i valori

		E/A (MeV)	rms (fm)
^{16}O	<i>FHNC/SOC</i>	-5.41	2.67
	<i>expt</i>	-7.98	2.73
^{40}Ca	<i>FHNC/SOC</i>	-6.64	3.39
	<i>expt</i>	-8.55	3.48

Tabella 4: Energie di legame per nucleone e raggio quadratico medio per i nuclei di ^{16}O e ^{40}Ca calcolati con l'interazione *Argonne v'8 + UrbanaIX* nell'approssimazione *FHNC/SOC*. Sono riportati anche i valori sperimentali. Da [15].

dell'energia di legame per nucleone e del raggio quadratico medio per ^{16}O e ^{40}Ca utilizzando il modello di interazione *Argonne v'8 + UrbanaIX* nell'approssimazione *SOC* [15].

Le densità a uno e a due corpi (42÷43) consentono di calcolare anche funzioni di risposta statiche

$$S_X(q) = \langle \Psi_0 | O_X^\dagger O_X | \Psi_0 \rangle \quad (45)$$

dove O_X è l'operatore che produce la fluttuazione attorno allo stato fondamentale Ψ_0 .

Nel caso di fluttuazioni di densità l'operatore è

$$O_X \rightarrow \rho_{\underline{q}} = \sum_{i=1}^A e^{i\underline{q} \cdot \underline{r}_i} \quad (46)$$

e la corrispondente funzione di risposta è

$$S(q) = 1 + \frac{1}{A} \int d^3r_1 d^3r_2 e^{i\underline{q} \cdot \underline{r}_{12}} \left[\rho_2^c(\underline{r}_1, \underline{r}_2) - \rho_1(\underline{r}_1) \rho_1(\underline{r}_2) \right] \quad (47)$$

dove $\rho_2^c(\underline{r}_1, \underline{r}_2)$ è la densità a due corpi centrale.

Nel caso di fluttuazioni di densità di carica l'operatore è

$$O_X \rightarrow \rho_{\underline{q}} = \sum_{i=1}^A e^{i\underline{q} \cdot \underline{r}_i} \left(\frac{1 + \tau_{iz}}{2} \right) \quad (48)$$

Da esso dipende la risposta longitudinale elettromagnetica, la cui funzione di risposta statica è la regola di somma di Coulomb $S_L(q)$. Inserendo l'operatore (48) nella relazione (45) troviamo l'espressione

$$S_L(q) = 1 + \frac{1}{4Z} \int d^3r_1 d^3r_2 e^{iq \cdot r_{12}} \left[\rho_2^c(r_1, r_2) + \frac{1}{3} \rho_2^T(r_1, r_2) - \rho_1(r_1) \rho_1(r_2) \right] \quad (49)$$

dove $\rho_2^T(r_1, r_2)$ è la densità a due corpi di isospin.

Nella figura 5 viene confrontata la regola di somma di Coulomb calcolata attraverso il metodo delle funzioni di base correlata con il potenziale *Argonne v'8 + UrbanaIX* con i dati riportati nelle tabelle 1÷2. Viene riportato anche un calcolo fatto per la materia nucleare. I risultati ottenuti sono in ottimo accordo fra loro.

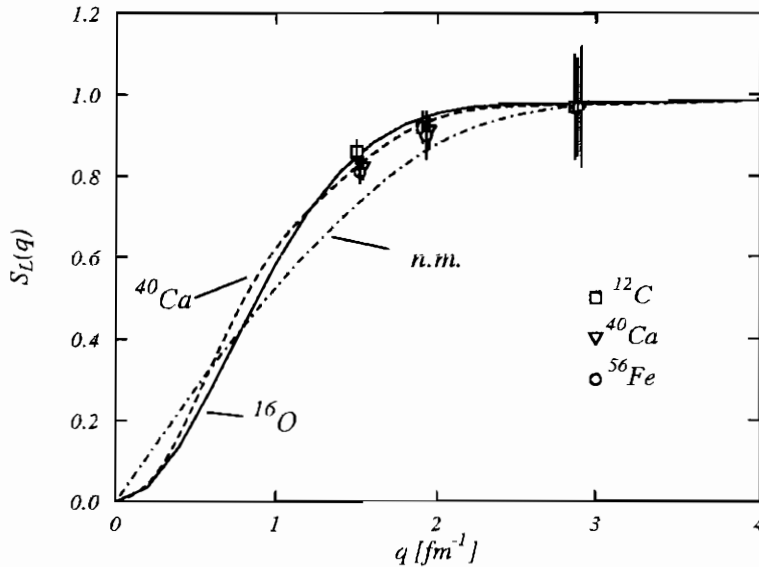


Figura 5: Regola di somma di Coulomb per ^{16}O , ^{40}Ca e materia nucleare confrontata con i dati sperimentali riportati nelle tabelle 1÷2. Da [15].

Conclusioni

La regola di somma di Coulomb è diventata oggetto di studio perché consente di determinare le correlazioni nucleone-nucleone a corto range. Il risultato sperimentale nei nuclei medio-pesanti (fig. 3) non si accorda con la previsione asintotica model independent (29). L'analisi dei dati di Jourdan [4] mostra invece che, anche in questo caso, la somma di Coulomb satura ad 1 senza che si osservino soppressioni dipendenti dal numero di nucleoni.

Il metodo delle Funzioni di Base Correlata, utilizzato per descrivere lo stato fondamentale dei nuclei a doppia shell chiusa, consente di calcolare teoricamente il valore della somma di Coulomb. Il risultato è in accordo con l'analisi di Jourdan [15].

L'idea per questo seminario mi è stata fornita dalle lezioni tenute al *XII Seminario Nazionale di Fisica Nucleare e Subnucleare* (Otranto, settembre 1999) dal prof. A.Fabrocini dell'Università di Pisa, che ringrazio per avermi fornito le fotocopie delle trasparenze da lui utilizzate.

Riferimenti bibliografici

- [1] G.Orlandini & M.Traini, *Rep.Prog.Phys.* **54** (1991), 257
- [2] S.Boffi, C.Giusti & F.D.Pacati, *Phys.Rep.* **226**, N. 1 & 2 (1993), 1
- [3] L.L.Foldy & S.A.Wouthuysen, *Phys.Rev.* **78** (1950), 29
- [4] J.Jourdan, *Nucl.Phys. A* **603** (1996), 117
- [5] K.J.Kim & L.E.Wright, *Phys.Rev. C* **60** 067604
- [6] K.J.Kim & L.E.Wright, *Phys.Rev. C* **56-1** (1997), 302

- [7] S.Rosati, in *From Nuclei to Particles*, Proc.Int.School E.Fermi, course LXXIX, Varenna 1981, ed. by A.Molinari, (North Holland, Amsterdam)
- [8] J.G.Zabolitzky, in *Advances in Nuclear Physics*, volume 12, ed. by J.W.Negele & E.Vogt (Plenum Publishing Corporation, New York)
- [9] V.R.Pandharipande & R.B.Wiringa, *Rev.Mod.Phys.* **51-4** (1979), 821
- [10] J.E.Amaro, F.Arias de Saavedra, A.M.Lallena, G.Có, A.Fabrocini & S.Rashad, nucl-th/9910024
- [11] G.Có, A.Fabrocini, S.Fantoni & I.E.Lagaris, *Nucl.Phys. A* **549** (1992), 439
- [12] G.Có, A.Fabrocini & S.Fantoni, *Nucl.Phys. A* **568** (1994), 73
- [13] F.Arias de Saavedra, G.Có, A.Fabrocini & S.Fantoni, *Nucl.Phys. A* **605** (1996), 359
- [14] A.Fabrocini, F.Arias de Saavedra, G.Có & P.Folgarait, *Phys.Rev. C* **57-4** (1998), 1668
- [15] A.Fabrocini, F.Arias de Saavedra & G.Có, *Phys.Rev. C* **61**, 044302

Volume I - n. 1 4/3/1986	CINQUANTA ANNI DI INTERAZIONI DEBOLI: DALLA TEORIA DI FERMI ALLA SCOPERTA DEI BOSONI PESANTI - Marcello Conversi	pag. 1
Volume I - n. 2 1/7/1986	EFFECTS OF DIOXINS ON NATURE AND SOCIETY - Opening talk, Sergio P. Ratti	pag. 3
	DIOXIN IN MISSOURI - Armon F. Yanders	pag. 11
	DEMONSTRATION OF INNOVATIVE REMEDIAL ACTION TECHNOLOGIES AT UNITED STATES MILITARY DIOXIN CONTAMINATED SITES - Terry L. Stoddard	pag. 23
	TIMES BEACH DIOXIN RESEARCH FACILITY - Robert J. Schreiber	pag. 41
	E.P.A. RISK ASSESSMENT OF CHLORINATED DIBENZO-P-DIOXIN AND DIBENZOFURANS (CCDs/CDFs) - Donald G. Barnes, Patricia Roberts	pag. 51
	RECENT INTERNATIONAL COOPERATION IN EXCHANGE OF INFORMATION ON DIOXIN - Donald G. Barnes	pag. 63
Volume II - n. 1 15/9/1987	CHLORACNE AND THE AGENT ORANGE PROBLEM IN THE U.S.A. - B. Fischmann	pag. 69
	CONVEGNO SU "LA CONOSCENZA ATTUALE DELLA INTERAZIONE GRAVITA- ZIONALE" - MOTIVAZIONI DEL CONVEGNO - Sergio P. Ratti	pag. 3
	LA CONOSCENZA ATTUALE DELLA INTERAZIONE GRAVITAZIONALE: UN PROBLEMA APERTO - Sergio P. Ratti, Roberto Silvotti	pag. 5
	SVILUPPI RECENTI SULLA CONOSCENZA DELLA COSTANTE DI GRAVITAZIONE UNIVERSALE - Anna Grassi, Giuliano Strini	pag. 19
	LIMITI SPERIMENTALI SULLA MISURA DELL'ACCELERAZIONE DI GRAVITA' - Roberto Cassinis	pag. 31
	CONSEGUENZE SPERIMENTALI DELLA IPOTESI DI ESISTENZA DI UNA QUINTA INTERAZIONE - Fabrizio Massa	pag. 43
	VERIFICA DEL PRINCIPIO DI EQUIVALENZA E FORZE TRA PARTICELLE ELEMENTARI - Bruno Bertotti	pag. 81
Volume II - n. 2 10/12/1987	TRANSIZIONE LIQUIDO SOLIDO - Mario Tosi	pag. 3
	EQUAZIONI DI MAXWELL NEL VUOTO ED ELETTRODINAMICA QUANTISTICA - Emilio Zavattini	pag. 27
Volume III - n. 1 6/6/1988	METODI DI DILATAZIONE ANALITICA E RISONANZE IN SISTEMI QUANTISTICI NON RELATIVISTICI - Fausto Borgonovi	pag. 1
	CAMPO ELETTRICO ED EMISSIONI DA CARICHE IN UN MEZZO - Michele Spada	pag. 13
	SPETTROSCOPIA VIBRAZIONALE DI SUPERRETICOLI SEMICONDUKTORI - Luciano Colombo	pag. 29
	SOLITONI IN FISICA NUCLEARE - Marco Radici	pag. 51
	ASPETTI NON LOCALI DEL COMPORTAMENTO QUANTISTICO - Oreste Nicosini	pag. 83
Volume III - n. 2 4/7/1988	CARATTERIZZAZIONE OTTICA IN SITU DI FILMS SOTTILI - Alessandra Piaggi	pag. 1
	TRANSIZIONI DI WETTING - Tommaso Bellini	pag. 23
	FORZE A TRE CORPI NEI GAS RARI - Silvia Celi	pag. 49
Volume III - n. 3 15/12/1988	FLAVOUR PHYSICS - Luciano Maiani	pag. 1
	THE STANDARD ELECTROWEAK MODEL: PRESENT EXPERIMENTAL STATUS - Pierre Darrulat	pag. 27
	WHY BE EVEN-HANDED? - Martin M. Block	pag. 47
	LA FISICA DEI COLLIDER - Paolo Bagnaia, Fernanda Pastore	pag. 1
Volume IV - n. 1 6/4/1989		
Volume IV - n. 2 15/6/1989	SOLAR WIND AND PHYSICS OF THE HELIOSPHERE - Bruno Coppi	pag. 2
	THE IGNITOR PROJECT - Bruno Coppi, Francesco Pegoraro	pag. 32
Volume IV - n. 3 15/9/1989	SPETTROSCOPIA ELLISSOMETRICA NEI SOLIDI - Alessandra Piaggi	pag. 3
	UNA INTRODUZIONE AL SUPERCONDUCTING SUPERCOLLIDER - R. Diaferia	pag. 23
	FENOMENI DI TRASPORTO IN SISTEMI HAMILTONIANI - Fausto Borgonovi	pag. 49
Volume V - n. 1 15/3/1990	MULTI-BODIED PHASE SPACE - A NEW APPROACH - Martin M. Bloch	pag. 1
	SCATTERING BRILLOUIN RISONANTE - Cristina Bosio	pag. 20
	METODO DI RINORMALIZZAZIONE PER LO STUDIO DELLA STRUTTURA ELET- TRONICA DI SUPERRETICOLI - Saverio Moroni	pag. 40
	MECCANISMI DI CONDUCTIBILITA' IONICA MEDIATI DA DIFETTI ESTRINSECI - IL CASO DEL QUARZO - Alberto Paleari	pag. 57
	STATISTICHE QUANTISTICHE ED INDISTINGUIBILITA' - Gianluca Introzzi	pag. 69
Volume V - n. 2 15/6/1990	FISICA DELLE ALTE ENERGIE ALLE KOAN FACTORIES - Renato Diaferia	pag. 1
	NEUTRONI FREDDI E NEUTRONI ULTRAFREDDI - Gianluca Raselli	pag. 15
	TRANSIZIONI ORDINE-DISORDINE NELLE DISPERSIONI COLLOIDALI - Paolo Di Trapani	pag. 51
Volume VI - n. 1 p. I - 11/10/1991	LE UNITA' DI MISURA DELLA RADIOPROTEZIONE - Sergio P. Ratti	pag. 1
	L'INCIDENTE NUCLEARE DI CHERNOBYL - Giuseppe Belli	pag. 7
	NORMATIVA E PRINCIPI DI RADIOPROTEZIONE - Argeo Benco	pag. 17
	APPENDICE 1 - Pubblicazioni I.C.R.P. - Argeo Benco	pag. 56
	APPENDICE 2a) - Il regime giuridico dell'impiego pacifico dell'energia nucleare	pag. 59
	APPENDICE 2b) - Elenco di provvedimenti di interesse per le attività di impiego pacifico dell'energia nucleare e delle radiazioni ionizzanti	pag. 64
	APPENDICE 2c) - Raccolta di Circolari Ministeriali relative all'utilizzazione delle sostanze radioattive e delle macchine radiogene	pag. 78
	APPENDICE 2d) - Raccolta di Circolari Ministeriali relative al trasporto delle sostanze radioattive	pag. 85
	RADIOATTIVITA' AMBIENTALE E RADIOECOLOGICA - Arrigo Cigna	pag. 87

	EFFETTI BIOLOGICI DELLE RADIAZIONI IONIZZANTI - Marco Caprotti	pag. 107
Volume VI - n. 1	MODELLO PREVISIONALE DELLA CONCENTRAZIONE DI ^{90}Sr , ^{134}Cs E ^{137}Cs	
p. II - 11/10/1991	NELLA CATENA ALIMENTARE - Arrigo Cigna	pag. 117
	L'AMBIENTE E LA RADIOPROTEZIONE IN RELAZIONE AD INCIDENTI NUCLEARI - Arrigo Cigna	pag. 131
	INCIDENTE NUCLEARE "CHERNOBYL" E SUE RIPERCUSSIONI SULLA CATENA ALIMENTARE - R. Cazzaniga, G. Dominici, A. Malvicini, E. Sangalli	pag. 157
	PRIMA VALUTAZIONE DELL'IMPATTO RADIOLOGICO AMBIENTALE NELLA ZONA DI ISPRÀ IN RELAZIONE ALL'INCIDENTE NUCLEARE DI CHERNOBYL - Argeo Benco	pag. 177
	APPROCCIO FRATTALE ALLA DESCRIZIONE DELLA RADIOATTIVITÀ IN ARIA IN ITALIA DOPO CHERNOBYL - Gianfausto Salvadori	pag. 201
Volume VII - n. 1	ELECTRON ENERGY LOSS SPECTROSCOPY - Marco Amiotti	pag. 1
15/3/1992	LIVELLI ELETTRONICI PROFONDI IN SEMICONDUTTORI E LORO CARATTERIZZAZIONE - Adele Sassella	pag. 35
	LA RICERCA DEL BOSONE DI HIGGS AI FUTURI ACCELERATORI - G. Montagna	pag. 57
Volume VII - n. 2	SIMMETRIA CHIRALE E TEOREMA DI GOLDBERGER-TREIMAN - Carlo Gobbi	pag. 81
15/10/1992	CRESCITA, CARATTERIZZAZIONE ED APPLICAZIONI DEI LANGMUIR-BLODGETT FILMS - Marco Amiotti	pag. 1
	LA CATODOLUMINESCENZA - Vittorio Bellani	pag. 35
	CORRELAZIONI ELETTRONICHE IN OSSIDI DI METALLI DI TRANSIZIONE - Luigi Sangaletti	pag. 63
Volume VIII - n. 1	TEORIA DELLE STRINGHE IN DIMENSIONE NON CRITICA - Alberto Vancheri	pag. 1
15/1/1993	ROTTURA ESPlicitA E SPONTANEA DI SIMMETRIE CONTINUE GLOBALI NEL MODELLO STANDARD - Antonio Defendi	pag. 25
	APPLICAZIONI DELLA $\mu^+\text{SR}$ NELLA STRUTTURA DELLA MATERIA - P. Carretta	pag. 39
	EFFETTI FOTORIFRATTIVI IN CRISTALLI IONICI - Enrico Giulotto	pag. 75
Volume VIII - n. 2	L'UNITÀ DELLA SCIENZA. IL CASO DELLA FISICA, OGGI - G. Salvini	pag. 1
15/4/1993	APPLICAZIONI DELLA $\mu^+\text{SR}$ NELLA STRUTTURA DELLA MATERIA - P. Carretta	pag. 37
	MODELLO A TETRAEDRI PER LA FUNZIONE DIELETTICA DI SOLIDI AMORFI - A. Sassella	pag. 73
	INTRODUZIONE ALLE RETI NEURALI - C. Macchiavello	pag. 93
Volume VIII - n. 3	RPC: STATUS AND PERSPECTIVES - R. Santonico	pag. 1
15/6/93	PERFORMANCE OF E771 RPC MUON DETECTOR - E. Gorini (E771 Coll.)	pag. 13
	THE MUON TRIGGER HODOSCOPE OF THE BEAUTY HADRO-PRODUCTION EXPERIMENT WA92; PERFORMANCES AND PRELIMINARY RESULTS ON BEUTY MUONIC DECAYS - G. Martellotti, D. Orestano (Beatrice Coll.)	pag. 29
	THE RPC TRIGGER SYSTEM FOR THE L3 FORWARD BACKWARD MUON DETECTOR - S. Patricelli	pag. 37
	RESULTS FROM THE RD5 EXPERIMENT AT CERN - A. Di Ciaccio (RD5 Coll.)	pag. 45
	LEVEL 1 MUON TRIGGER IN THE ATLAS EXPERIMENT AT THE LARGE HADRON COLLIDER - A. Nisati (ATLAS Coll.)	pag. 61
	RPC BASED MUON TRIGGER FOR THE CMS DETECTOR AT LHC - G. Wrochna (CMS Coll.)	pag. 73
	AN RPC MUON SYSTEM FOR SDC AT SSCL - G. Introzzi (Pavia SDC Group)	pag. 83
	A MUON TRIGGER FOR LHB - R. Santaccesaria	pag. 103
	MINI: A HORIZONTAL MUON TELESCOPE IMPLEMENTED WITH RESISTIVE PLATE CHAMBERS - G. Iaselli	pag. 115
	T&T: A NEW DESIGN FOR A FRONT-END TIME DIGITIZER ELECTRONICS	
	M. Ambrosio, G.C. Barbarino, A. Lauro, G. Osteria, G. Agnetta, O. Catalano, L. Scarsi, A. Lanza, G. Liguori, P. Torre	pag. 123
	ATMOSPHERIC AND ACCELERATOR NEUTRINO PHYSICS WITH RPCS IN THE SOUDAN 2 CAVERN - D.J.A. Cockerill	pag. 133
	STUDY OF THE CHARACTERISTICS OF RESISTIVE PLATE CHAMBERS IN THE RD5 EXPERIMENT - L. Pontecorvo (RD5 Coll.)	pag. 145
	OPERATION OF RESISTIVE PLATE CHAMBERS WITH PURE CF_3BR - R. Cardarelli	pag. 159
	WLDC: A DRIFT CHAMBER WITH A PAD RPC FOR MUON DETECTION AT LHC	
	H. Faissner, Th. Moers, R. Priem, B. Razen, D. Rein, H. Reithler, D. Samm, R. Schleichert, H. Schwarthoff, H. Tuchscherer, H. Wagner	pag. 167
	GLASS ELECTRODE SPARK COUNTER - G. Bencivenni, G. Felici, E. Iacussa, C. Gustavino, M. D'Incecco	pag. 181
	RPC READOUT FOR PARTICLE ASTROPHYSICS - M. Bonori, U. Contino, F. Massa	pag. 193
	RESULTS OF TESTS OF PROTOTYPE RESISTIVE PLATE CHAMBERS - I. Crotty, J. Lamas Valverde, G. Laurenti, M.C.S. Williams, A. Zichichi	pag. 199
	GLASS ELECTRODES RPC: PERFORMANCE AND WORKING MODEL - M. Bonori, U. Contino, F. Massa	pag. 207
	FAST PARALLEL RPC READOUT SYSTEM - A. Lanza, G. Liguori, P. Torre, M. Ambrosio, G.C. Barbarino, M. Iacovacci, A. Lauro, G. Osteria, G. Agnetti, O. Catalano, L. Scarsi	pag. 219
	DATA ACQUISITION SYSTEMS DEVELOPED AT CAEN - F. Catarsi, C. Landi, G. Franchi, M. Lippi	pag. 225

Volume IX - n. 1 15/4/1994	RETICOLI DISORDINATI: IL MODELLO DI ANDERSON - R. Farchioni BREVE INTRODUZIONE ALLA TEORIA QUANTISTICA DELLA STIMA - M. Paris SUSY - M. Cacciari MASSE DEL QUARK TOP E DEL BOSONE DI HIGGS NEL MODELLO STANDARD - F. Piccinini	pag. 1 pag. 23 pag. 36 pag. 79
Volume IX - n. 2 15/11/94	DIELETTROFRESI: LIEVITAZIONE A CONTROLLO REAZIONATO - L. Laboranti PROPRIETÀ FISICHE DI CLUSTER METALLICI - V. Bellani APPLICAZIONI DI RETI NEURALI ALLA FISICA DELLE ALTE ENERGIE - P. Vitulo CRITTOGRAFIA QUANTISTICA - C. Macchiavello IL "PARADOSSO" DEI GEMELLI - M. Cacciari TRANSIZIONI DI FASE NEL PRIMO UNIVERSO - S. Rolli SULLA STABILITÀ DINAMICA DELLA BICICLETTA - M. Paris	pag. 1 pag. 18 pag. 47 pag. 64 pag. 77 pag. 102
Volume X - n. 1 15/3/95	FISICA DELLE INTERAZIONI FONDAMENTALI CON NEUTRONI FREDDI A. Guglielmi EFFETTO DELLA DISPERSIONE SPAZIALE SULL'ASSORBIMENTO ECCITONICO DEI CRISTALLI - G. Panzarini	pag. 1 pag. 79
Volume X - n. 2 15/6/95	IL CAMPO ELETTRICO GENERATO DA UNA CARICA PUNTIFORME IN MOVIMENTO IN UN MEZZO ISOTROPO - U. Bellotti SPETTROSCOPIA VIBRAZIONALE A RISOLUZIONE TEMPORALE - P. Calvi IL CONTROLLO DEI SISTEMI CAOTICI - M. Maris ASPETTI SPERIMENTALI DELLA FISICA DEI MESONI B A LEP - L. Viola AN INTRODUCTION TO THE PERTURBATIVE QCD POMERON AND TO JET PHYSICS AT LARGE RAPIDITIES - V. Del Duca	pag. 105 pag. 1 pag. 25 pag. 59 pag. 91
Volume X - n. 3 15/12/95	DIFFUSIONE DI LUCE DA SUPERFICIE RUGOSE - M. Patrini PRINCIPI E APPLICAZIONI DELLE SPETTROSCOPIE A DIFFRAZIONE DI ELETTRONI - L. Rossi IONI DI TERRE RARE IN SEMICONDUTTORI - E. Pavarini PERDITA DI ENERGIA PER IONIZZAZIONE - P. Montagna	pag. 1 pag. 25 pag. 49 pag. 85
Volume XI - n. 1 15/6/96	TOPICS IN RESISTIVE PLATE CHAMBERS - R. Santonico THE AVALANCHE TO STREAMER TRANSITION IN RPC'S - R. Cardarelli, R. Santonico, V. Makeev A MODEL OF AVALANCHE TO STREAMER TRANSITION IN PPC/RPC DETECTORS - P. Fonte NEW DEVELOPMENTS OF RPC: SECONDARY ELECTRON EMISSION AND MICROSTRIP READOUT - E. Cerron Zeballos, I. Crotty, P. Fonte, D. Hatzifotiadou, J. Lamas Valverde, V. Peskov, M.C.S. Williams, A. Zichichi THE RPC SYSTEM FOR THE CMS EXPERIMENT AT LHC - G. Wrochna RPC TRIGGER DESIGN FOR THE FUTURE EXPERIMENT CMS - G. De Robertis, M. Gorski, M. Konecki, J. Krolikowski, I.M. Kudla, M. Lewandowski, F. Loddo, K. Pozniak, A. Ranieri, G. Wrochna THE LEVEL-1 MUON TRIGGER ALGORITHM OF THE ATLAS EXPERIMENT - A. Nisati RESISTIVE PLATE COUNTERS FOR THE BELLE DETECTOR AT KEKB - N. Morgan PRELIMINARY DESIGN OF THE BABAR DETECTOR FOR MUONS AND NEUTRAL HADRONS AT PEP II - N. Cavallo THE RPC FORWARD-BACKWARD TRIGGER SYSTEM OF THE L3 EXPERIMENT - P. Paolucci PERFORMANCES OF THE RPC TRIGGER SYSTEM IN THE L3 EXPERIMENT - R. De Asmundis USE OF RPC IN THE COVER PLASTEX EXPERIMENT - C. Agnetta, M. Ambrosio, C. Aramo, G.C. Barbarino, B. Biondo, O. Catalano, L. Colesanti, A. Erlykin, A. Lauro, A. Mangano A TEST OF THE ATLAS FIRST LEVEL MUON TRIGGER LOGIC - S. Veneziano CAEN ELECTRONICS FOR RESISTIVE PLATE CHAMBERS - A. Bigongiari, G. Franchi, G. Grieco, C. Landi, M. Lippi, F. Vivaldi TESTS OF RPC PROTOTYPES IN RDS DURING 1994 RUNS - H. Czyrkowski, W. Dominik, J. Krolikowski, M. Lewandowski, Z. Mazur, M. Gorski, M. Szeptycka A TEST ON RESISTIVE PLATE CHAMBERS WITH NON OZONE DEPLETING FREON - M. Abbrescia, A. Colaleo, G. Iaselli, M. Maggi, B. Marangelli, S. Natali, S. Nuzzo, A. Ranieri, F. Romano, G. Gianini, G. Liguori, S.P. Ratti, P. Vitulo, M. Gorski STUDY OF ELECTRODE SURFACE TREATMENT EFFECTS ON BAKELITE RPC'S PERFORMANCES - M. Abbrescia, A. Colaleo, G. Iaselli, M. Maggi, B. Marangelli, S. Natali, S. Nuzzo, A. Ranieri, F. Romano, V. Arena, G. Boca, G. Bonomi, G. Gianini, G. Liguori, M. Marchesotti, M. Merlo, C. Riccardi, L. Viola, P. Vitulo RESISTIVE PLATE CHAMBER PERFORMANCES AT GREAT ALTITUDES - M. Abbrescia, E. Bisceglie, G. Iaselli, S. Natali, F. Romano EFFECTS INDUCED BY DIFFERENT KINDS OF FREON ON THE RPC CHARGE ACCUMULATION - V. Arena, G. Boca, G. Bonomi, G. Gianini, G. Liguori, C. Riccardi, L. Viola, P. Vitulo TEST OF LOW GAS GAIN RPCs WITH OZONE AND NON OZONE DEPLETING GAS MIXTURES - A. Di Ciaccio POSITION MEASUREMENT IN RPCs BY TOF - G.H. Grayer	pag. 1 pag. 11 pag. 25 pag. 45 pag. 63 pag. 79 pag. 91 pag. 101 pag. 115 pag. 129 pag. 139 pag. 157 pag. 177 pag. 187 pag. 197 pag. 217 pag. 229 pag. 245 pag. 255 pag. 263 pag. 273

	POSSIBLE USE OF RPCs IN THE MINOS EXPERIMENT - G.H. Grayer	pag. 279
	RESISTIVITY MEASUREMENTS ON RPC MATERIALS - G.H. Grayer	pag. 285
	WHAT HAVE WE LEARNED FROM A COMPARISON BETWEEN THE WIDE GAP AND NARROW GAP RESISTIVE PLATE CHAMBER - E. Cerron Zeballos, I. Crotty, D. Hatzifotiadou, J. Lamas Valverde, S. Neupane, V. Peskov, S. Singh, M.C.S. Williams, A. Zichichi	pag. 295
	LATEST RESULTS ON THE PERFORMANCE OF THE WIDE GAP RPC - E. Cerron Zeballos, I. Crotty, D. Hatzifotiadou, J. Lamas Valverde, S. Neupane, V. Peskov, S. Singh, M.C.S. Williams, A. Zichichi	pag. 317
	DEVELOPMENT OF RESISTIVE PLATE COUNTERS FOR THE PIERRE AUGER COSMIC RAY OBSERVATORY - P.O. Mazur	pag. 331
	THIN GAP CHAMBER: PERFORMANCE AS A TIME AND POSITION MEASURING DEVICE - Y. Ari, E. Barberio, T. Emura, J. Goldberg, K. Homma, M. Ikeno, M. Imori, K. Ishii, H. Ishiwaki, T. Kawamoto, T. Kobayashi, D. Lelloch, L. Levinson, N. Lupu, G. Mikenberg, M. Miyake, K. Nagai, T. Nagano, I. Nakamura, M. Nomachi, M. Nozaki, S. Odaka, T.K. Ohska, O. Sasaki, H. Shirasu, H. Takeda, T. Takeshida, S. Tanaka, C. Yokoyama	pag. 349
	RECENT STUDIES OF PARALLEL PLATE CHAMBERS FOR LHC EXPERIMENTS - A. Arefiev, G.L. Bencze, A. Bizzeti, E. Choumilov, C. Civinini, G. Dajkó, R. D'Alessandro, M.I. Josa, A. Malinin, M. Meschini, J. Molnár, V. Pojidaev, J.M. Salicio, F. Siklér, G. Vesztergombi	pag. 359
	ABS PLASTIC RPCs - E. Ables, R. Bionta, H. Olson, L. Ott, E. Parker, D. Wright, C. Wuest	pag. 373
	PERFORMANCES AND SIMULATION OF GLASS SPARK CHAMBERS - M. De Deo, M. D'Incecco, C. Gustavino, G. Bencivenni, G. Felici	pag. 387
	R&D OF GLASS RPCs FOR THE BELLE DETECTOR - Y. Teramoto, A. Yamaguchi and Y. Hoshi	pag. 401
	SOME RESULTS OF RESISTIVE PLATE COUNTER AND THE PROPOSAL TO TAU-CHARM FACTORY OF BEIJING - J.G. Bian, Y.B. Chen, H.G. Han, K.L. He, Y.Y. Jiang, X.L. Wang, Y.G. Xie, Y. Xu, C.S. Yang, G.A. Yang, Y. Yang, Z.T. Yu, J.Q. Zhang, Q.J. Zhang	pag. 419
Volume XI - n. 2 15/7/96	THE FOCUS EXPERIMENT RPC MUON IDENTIFICATION ARRAY - P.D. Sheldon	pag. 437
	ANTIGRAVITÀ E VIOLAZIONE DI CP - A. Filippi	pag. 1
	MICROCAVITÀ A SEMICONDUITTORE - R. Seno	pag. 19
	BANDE FOTONICHE E LA LOCALIZZAZIONE DELLA LUCE - R. Farchioni	pag. 59
	CORRELAZIONE DIPOLARE IN CATENE POLIMERICHE DI TIPO VINILICO - P. Montagna	pag. 83
	IL LASER AD ELETTRONI LIBERI E LE SUE APPLICAZIONI NELLA FISICA DELLO STATO SOLIDO - S. Bocelli	pag. 99
Volume XII - n. 1 15/6/97	IL CONTENUTO DI STRANEZZA DEL NUCLEONE - A. Filippi	pag. 1
	SEZIONE D'URTO DI BREMSSTRAHLUNG - B. Pasquini	pag. 33
	TECNICHE DI SVILUPPO IN 1/N PER SISTEMI ELETTRONICI FORTEMENTE CORRELATI - E. Pavarini	pag. 55
	GREGOR WENTZEL E I CAMMINI DI FEYNMAN - E. Lunati	pag. 1
	LA MICROSCOPIA A SCANSIONE A EFFETTO TUNNEL - P. Tognini	pag. 105
Volume XIII - n. 1 15/4/98	I BUCHI NERI: OSSERVAZIONE NEI SISTEMI STELLARI BINARI - G. Bonomi	pag. 1
	SPETTROMETRIA DI MASSA A IONI SECONDARI - R. Rolli	pag. 17
	FUNZIONI DI STRUTTURA IN ELETTRODINAMICA QUANTISTICA - E. Poli	pag. 45
	CALORIMETRIA CON FIBRE AL QUARZO - N. Moggi	pag. 71
	LA FRIZIONE DINAMICA IN SCENARI DI INTERESSE ASTROFISICO - A. Pallavicini	pag. 93
Volume XIII - n. 2 15/5/98	IV International Workshop on : RESISTIVE PLATE CHAMBERS AND RELATED DETECTORS - Sergio P. Ratti, Riccardo De Asmundis	pag. 1
Volume XIV - n. 1 15/5/99	CORRELAZIONI NELLA PRODUZIONE MULTIPLA DI PARTICELLE A $\sqrt{s} = 630$ E 1800 GeV - Niccolò Moggi	pag. 1
	FUNZIONI DI STRUTTURA IN QCD PERTURBATIVA - Fabrizio Gangemi	pag. 23
	I BUCHI NERI: OSSERVAZIONE NEI SISTEMI STELLARI BINARI - G. Bonomi	pag. 51
	QUANTIZZAZIONE BRs DELLE TEORIE DI GAUGE - Andrea Pallavicini	pag. 85
	CP VIOLATION IN THE B _s SECTOR - Amedeo Perazzo	pag. 101
Volume XV - n. 1 15/10/00	PROVE SPERIMENTALI DELLA QUANTIZZAZIONE DELLA CARICA ELETTRICA - D. Iannuzzi	pag. 1
	SURVIVAL PROBABILITY OF LARGE RAPIDITY GAPS IN $\bar{p}p$ COLLISION - M.M. Block, F. Halzen	pag. 35
	SPIN SUSCEPTIBILITY AND DIAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY AT THE SUPERCONDUCTING TRANSITION. EFFECTS OF MAGNETIC FIELD AND DOPING-DEPENDENCE IN YBCO COMPOUNDS - A. Rigamonti, P. Tedesco	pag. 49
	RECENTI SVILUPPI SULLA REGOLA DI SOMMA DI COULOMB NEI NUCLEI - A. Meucci	pag. 87