

Università degli Studi della Calabria

Facoltà di Scienze M. F. N.

Dipartimento di Fisica

Tesi di Dottorato in Fisica

FIS/03

*Studi di superfici per migliorare le prestazioni
degli acceleratori di particelle*

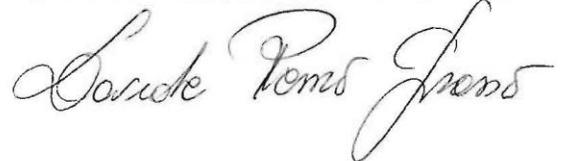
Tutor Supervisore

Prof.ssa Assunta Bonanno



Dottorando

Dr. Davide Remo Grosso



Coordinatore del corso di Dottorato

Prof. Giovanni Falcone



XXIII Ciclo

Anno Accademico 2009 / 2010

Con tutto l'affetto e la stima di sempre

Alla Dottoressa Leonilda Artusi

"It is easier to split an atom than a prejudice"
(Albert Einstein)

Ringraziamenti

Il mio più grande ringraziamento va ai miei genitori.

Desidero ringraziare la prof.ssa Assunta Bonanno, il prof. Antonino Oliva e tutto il gruppo I.I.S. (Dipartimento di Fisica — Università della Calabria), in particolar modo Marianna, Roberta, Pasquale e Valentino. Ringrazio altresì Roberto Cimino, Mario e tutto il Gruppo Dafne Luce (Gruppo V) dei Laboratori Nazionali di Frascati (LNF — INFN), Rosanna Larciprete del C.N.R. di Tor Vergata (Roma) e Valentin Nistor del Dipartimento di Scienze dei Materiali dell'Università di Madrid.

Indice generale

§ Introduzione	1
§ Capitolo 1 – Emissione di Elettroni Secondari	5
§ 1.1 – Teorie sull’Emissione di Elettroni Secondari	10
§ 1.1.1 – Teoria di Lye e Dekker	11
§ 1.1.2 – Teoria di Dionne	15
§ 1.1.3 – Formule di Vaughan	18
§ 1.1.4 – Modello Probabilistico di Furman e Pivi.....	19
§ 1.2 – Studi sull’Emissione Secondaria di Elettroni	25
§ 1.2.1 – Risultati di O. Grobner, V. Baglin <i>et al</i> , presentati ad EPAC 2000	26
§ 1.2.2 – Risultati di R.E. Kirby e F.K. King	29
§ 1.2.3 – Risultati di M. Pivi <i>et al</i>	36
§ Capitolo 2 – Apparato Sperimentale	
§ 2.1 – Apparato Sperimentale di Cosenza.....	40
§ 2.1.1 – Cannone Elettronico.....	41
§ 2.1.2 – Analizzatore di Elettroni.....	42
§ 2.1.3 – Manipolatore di Precisione	44
§ 2.1.4 – Sorgente a Raggi X	44
§ 2.1.5 – Sistema di Acquisizione Dati.....	45
§ 2.2 – Apparato Sperimentale di Frascati.....	57
§ 3.2.1 – Acquisizione dei Dati Sperimentali	48
§ 2.3 – SEM.....	48

§ Capitolo 3 – Risultati Sperimentali	
§ 3.1 – Dipendenza dello “Scrubbing” elettronico dall’energia del fascio incidente nel mitigare la formazione dell’EC negli acceleratori	
§ 3.1.1 – Introduzione	51
§ 3.1.2 – Risultati	52
§ 3.2 – Processi di “Scrubbing” su superfici di rame del beam screen del LHC indotti da bombardamento elettronico	
§ 3.2.1 – Introduzione	57
§ 3.2.2 – Acquisizione dei Dati Sperimentali	59
§ 3.2.3 – Risultati	61
§ 3.3 – Dipendenza angolare dell’emissione di elettroni secondari da superfici di rame indotte da bombardamento elettronico	
§ 3.3.1 – Introduzione	69
§ 3.3.2 – Risultati	70
§ Capitolo 4 – Sviluppi Futuri: crescita e caratterizzazione di nuovi materiali e film sottili per la realizzazione di acceleratori con pareti di nuova concezione	
§ 4.1 – Introduzione	83
§ 4.2 – Risultati Preliminari	83
§ Conclusioni	94
§ Appendice.....	98
§ Bibliografia.....	109

§ Introduzione

Lo studio delle proprietà elettroniche dei materiali usati nelle camere da vuoto degli acceleratori di particelle di presente-futura generazione, ricopre un ruolo di fondamentale importanza, ormai noto ed accettato nella comunità scientifica come testimonia l'interesse dato a queste tematiche dalla comunità stessa [1,2]

La radiazione di sincrotrone (SR, Synchrotron Radiation), emessa dai fasci di particelle intensi e carichi positivamente circolanti nei collider (come nel caso del Large Hadron Collider – LHC – Ginevra), può dar luogo a fenomeni di instabilità del fascio. Infatti, la potenza irradiata induce, sulle pareti dell'acceleratore, un carico termico che porta al desorbimento di gas nonché alla generazione di fotoelettroni e di elettroni secondari [3] che possono essere accelerati verso le pareti opposte della camera causando un addizionale desorbimento di gas ed un aumento indesiderato della temperatura. La presenza di elettroni nel tubo in cui scorre il fascio di protoni del LHC, dà origine ad una nuvola elettronica (EC, Electron Cloud) che può danneggiare le prestazioni dell'apparecchiatura. Generalmente questi elettroni sono prodotti principalmente da gas residui di ionizzazione e dalla fotoemissione di radiazione di sincrotrone [3]. Al passaggio di ogni pacchetto ("bunch") di protoni nel tubo da vuoto in cui scorre il fascio, si generano a causa della SR, elettroni primari, che urtando contro le pareti del tubo stesso, possono produrre elettroni secondari. Se il tempo che gli elettroni impiegano per attraversare la camera è confrontabile con l'intervallo di tempo compreso tra due bunches consecutivi, e se il SEY (Secondary Electron Yield) (vedi §1) è maggiore di uno, si crea una condizione di risonanza che contribuisce a una crescita esponenziale della densità elettronica nella camera [4].

A ogni passaggio di un bunch, un fotoelettrone, proveniente dalla parete della camera, è accelerato dal campo elettrico del fascio, raggiungendo la parete opposta prima che sia iniettato il bunch successivo. Per tanto l'elettrone avrà un'energia così alta da creare un numero significativo di secondari, che si muoveranno lentamente nella camera e che potranno essere a loro volta accelerati dai bunches successivi. Si crea così un eccesso di elettroni nel tubo che costituisce una nuvola elettronica (EC) [5]. Questa EC può oscillare in fase con il fascio di protoni dando origine al cosiddetto "multipacting" [6].

Simulazioni teoriche mostrano [9] come la formazione dell'EC, prevista nel LHC, può dare origine a un aumento indesiderato della pressione e della temperatura all'interno della camera da vuoto. Tutto questo dipende fortemente dai materiali con cui sono rivestite le superfici della camera da vuoto, e dalle loro proprietà elettroniche. La superficie di rame che riveste il beam screen del LHC (tubo in cui scorre il fascio di protoni), è sottoposta a continue irradiazioni da parte di fotoni, elettroni, ioni etc, causando emissione di elettroni secondari. Queste irradiazioni apportano cambiamenti nella struttura elettronica e chimica della superficie. Inoltre è stato sperimentalmente osservato [1,7,8] che il SEY è uno dei parametri fondamentali nel determinare l'efficienza di una superficie a indurre e sostenere il multipacting.

Le simulazioni relative agli effetti di EC richiedono una più dettagliata conoscenza degli spettri di emissione di elettroni e del SEY. In particolar modo è ormai noto che per predire correttamente questi fenomeni e per qualificare un materiale da utilizzare all'interno delle simulazioni di EC, bisogna determinare accuratamente quanto segue [9]:

1. l'emissione di elettroni secondari indotti da elettroni con energia compresa tra 0 e 1keV;
2. studiare la dipendenza angolare dell'emissione secondaria di elettroni in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario;
3. trovare le curve di distribuzione energetica degli elettroni emessi indotte da elettroni (EDC: Energetic Distribution Curves);
4. determinare il rapporto tra gli elettroni secondari (SE: true secondaries) e gli elettroni riflessi elasticamente (EE: elastic electrons);

Scopo di questo lavoro è la determinazione di questi parametri per superfici di rame rappresentative del LHC. I dati sperimentali e le simulazioni finora presenti in letteratura [1], indicano come gli elettroni a basse energie hanno un tempo di vita molto lungo all'interno della camera da vuoto degli acceleratori di particelle contribuendo fortemente all'EC. I risultati delle simulazioni dell'EC dipendono fortemente anche da piccole variazioni nei parametri che sono introdotti nei codici.

La teoria prevede che l'andamento degli elettroni secondari veri (SE), (vedi §1) in funzione dell'angolo di incidenza per ogni fissata energia, debba seguire una legge del tipo $A (\cos\theta_i)^n$ e che la distribuzione angolare sia uguale per tutti gli elettroni che formano il SEY (vedi §1.1.4). Tale assunzione non è stata verificata sperimentalmente e l'unico studio che si occupa di questo argomento (§1.2.2) riporta distribuzioni angolari sperimentali in cui il contributo degli elettroni secondari veri non viene separato da quello degli elettroni riflessi elasticamente. Scopo di questo lavoro è anche quello di studiare la distribuzione energetica di elettroni emessi da superfici di rame rappresentativi del beam screen del LHC in funzione del

bombardamento elettronico (“conditioning” e/o processi di “scrubbing”) e dell’angolo di incidenza del fascio primario. Si cercherà di verificare l’ipotesi di uguali distribuzioni angolari per tutti gli elettroni del SEY emessi, o nel caso in cui questo non fosse possibile, proporre differenti parametrizzazioni delle distribuzioni angolari che potranno essere inserite nei codici ECE (Electron Cloud Evolution). Inoltre si propone di chiarire il ruolo dell’energia e dell’efficienza dello scrubbing elettronico e le loro eventuali implicazioni nelle procedure di “commissioning” delle macchine acceleratrici.

§ Capitolo1

Emissione di Elettroni Secondari

Quando si bombardava una superficie di un campione con un fascio di elettroni, si verificano diversi effetti. Tali effetti dipendono evidentemente dai parametri del fascio elettronico (l'energia del fascio primario di elettroni, l'angolo di incidenza del fascio con la superficie, l'intensità, ovvero il numero di elettroni che colpiscono la superficie per unità di tempo). Questi effetti danno luogo principalmente a emissione di elettroni dalla superficie che sono di solito denominati *elettroni secondari* per distinguerli dagli elettroni primari del fascio elettronico. Gli elettroni secondari emessi durante il bombardamento possono essere analizzati in energia tramite un analizzatore elettrostatico.

L'analizzatore fornisce la distribuzione in energia cinetica degli elettroni $N(E)$ provenienti dal campione, a seguito dei processi di trasferimento di energia (dagli elettroni primari agli elettroni del solido) e dei vari processi di eccitazione e decadimento, che hanno avuto luogo [10].

In Fig.1.1 è riportata la distribuzione in energia degli elettroni emessi da un campione colpito da un fascio di elettroni di energia E_p .

A priori, si possono distinguere nello spettro energetico, due categorie di strutture ben definite: una serie di picchi la cui posizione nello spettro non dipende dall'energia del fascio incidente, ed un'altra invece la cui posizione dipende dall'energia del fascio primario.

In particolare si distinguono [11,12,13,14]:

- un picco molto intenso di elettroni con la medesima energia dei primari (regione I) costituito da elettroni che vengono retrodiffusi elasticamente (EE) (senza cedere energia cinetica alla superficie). Questo picco è chiamato *picco elastico*. Contribuiscono al picco elastico anche gli elettroni che subiscono all'interno del solido processi di diffusione quasi elastica come lo scattering da fonone che influenza la direzione d'uscita dell'elettrone dal solido.

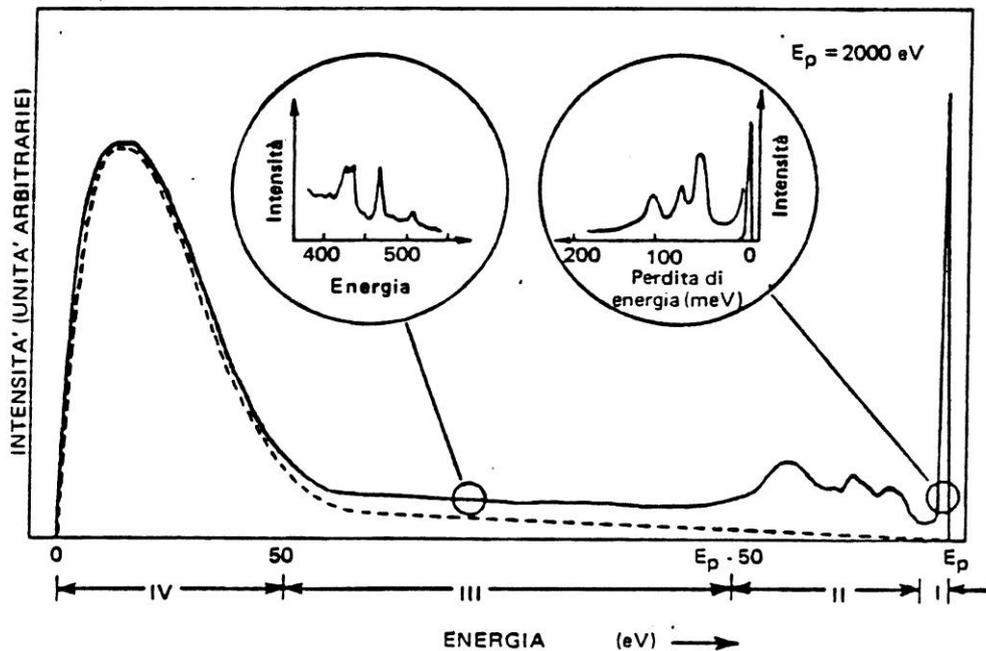


Fig. 1.1

Distribuzione in energia degli elettroni emessi da un materiale bombardato con elettroni di energia E_p [15]

Un largo picco a basse energie (regione IV) formato dai cosiddetti elettroni “*secondari veri*” (SE). Il picco degli elettroni *secondari veri* è costituito da tutti gli elettroni secondari generati nel processo di dissipazione dell'energia

dovuto alle numerose collisioni anelastiche tra l'elettrone primario e gli elettroni legati nel solido. Questi picchi sono il risultato di un processo a cascata in cui si creano delle coppie elettrone-elettrone. Il fascio primario eccita gli elettroni della banda di valenza che a loro volta, se possiedono l'energia necessaria, possono eccitare altri elettroni della banda di valenza e così via [14]. Queste interazioni danno origine, all'interno del solido, a elettroni "lenti". Di tutti questi elettroni eccitati internamente, alcuni avranno energia sufficiente per oltrepassare la barriera superficiale ed essere rilevati. Lo scattering elettrone-elettrone fa sì che gli elettroni rilevati avranno perso memoria dell'energia del fascio primario a seguito delle tante interazioni subite prima di essere emessi dalla superficie del solido. Per tanto la posizione energetica del picco risulterà indipendente dal fascio incidente di elettroni.

- Una serie di picchi adiacenti al picco elastico (regione II) dovuti a perdite discrete di energia; ad esempio, ad elettroni che prima di uscire dal campione perdono energia in modo discreto eccitando moti collettivi di elettroni (*plasmoni*), oppure a *perdite di energia a seguito della ionizzazione di atomi nel solido, etc. .*
- Una serie di picchi molto "deboli" (regione III), sovrapposti ad un fondo continuo, dovuti ad elettroni *Auger* .

Gli spettri di emissione degli elettroni secondari sono convenzionalmente divisi, nei codici di simulazione, in tre regioni come mostrato nella Fig.1.3. Si distinguono:

- i) elettroni riflessi elasticamente (EE);
- ii) elettroni secondari veri (SE) emessi nel range 0 – 50 eV;
- iii) elettroni rediffusi (RE), emessi nell'intervallo di energia a cavallo tra la fine del picco dei SE e l'inizio del picco elastico.

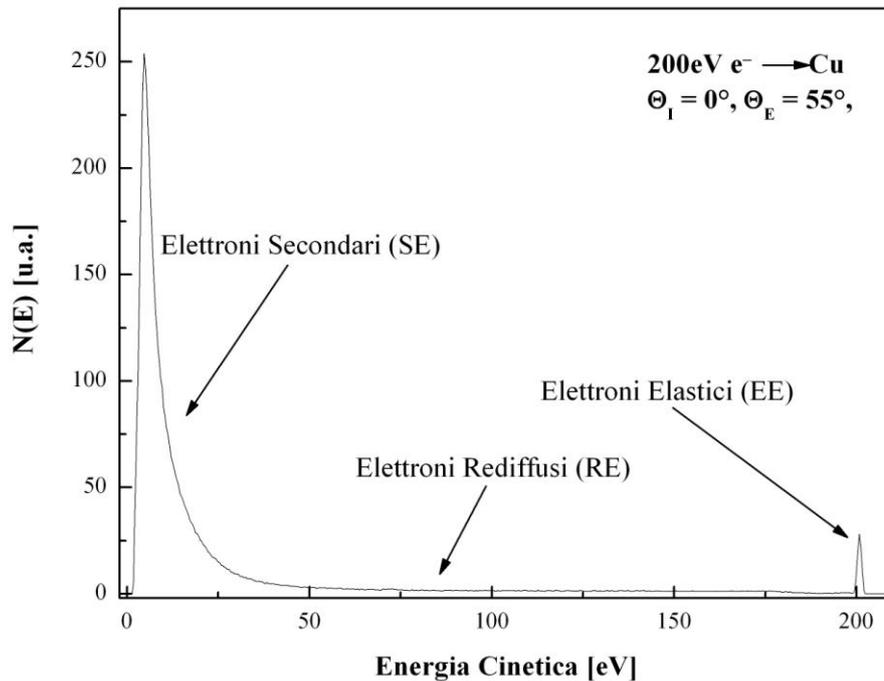


Fig.1.3

Spettro di emissione di elettroni secondari da un campione di rame alla temperatura ambiente e bombardati con un'energia del fascio primario di 200 eV

La distribuzione energetica dei SE, indotti da fasci elettronici di energie maggiori di 100 eV, è essenzialmente indipendente dall'energia del fascio primario, ed è caratterizzata da un massimo cui corrisponde un'energia E_{SE}^m e da una larghezza a mezz'altezza (HW), entrambi dipendenti dalla superficie analizzata. La HW è più piccola

per gli isolanti che per i metalli e dipende fortemente dai primi strati superficiali. La Fig.1.4 mostra tipiche distribuzioni energetiche dei SE per metalli e isolanti. La forma di tale distribuzione può essere espressa dalla seguente formula $dN/dE = k (E - E_F - \Phi) / (E - E_F)^4$, in accordo con la teoria di Chung ed Everhart [16], dove k è una costante caratteristica del materiale, E_F è l'energia di Fermi e Φ è la funzione lavoro.

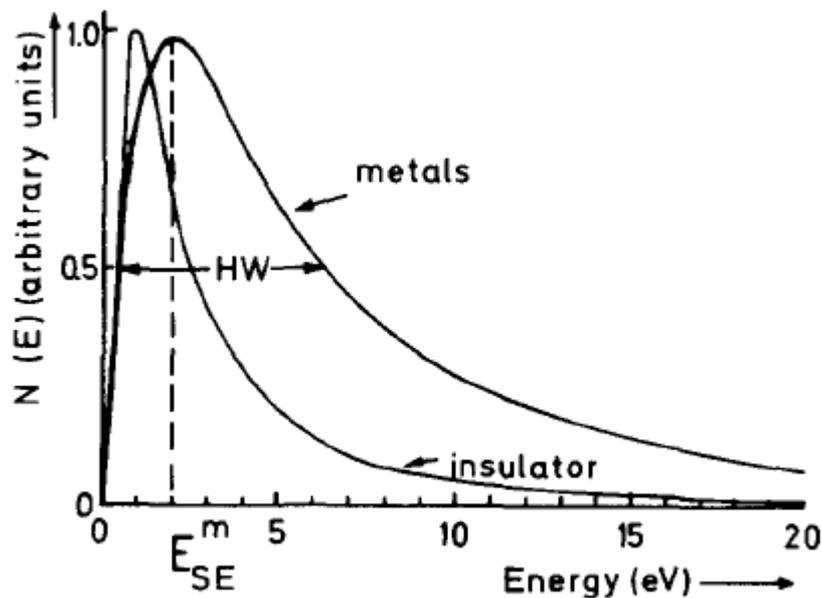


Fig.1.4

Distribuzione energetica dei SE da superfici metalliche e isolanti [16]

Lo Yield (SEY - δ) dell'emissione secondaria invece è definito come il rapporto tra la corrente totale degli elettroni emessi e la corrente degli elettroni incidenti [17]: $\delta = I_S / I_P$.

In questa definizione, la corrente totale di secondari si riferisce sia agli elettroni elastici sia a quelli scatterati anelasticamente. Una curva di Yield, in funzione dell'energia del fascio primario di elettroni, è mostrata in Fig.1.2. Ogni curva è caratterizzata da un valore massimo δ_{max} corrispondente a un'energia del fascio primario E_{max} , valore di energia per il quale l'emissione di elettroni secondari è massima.

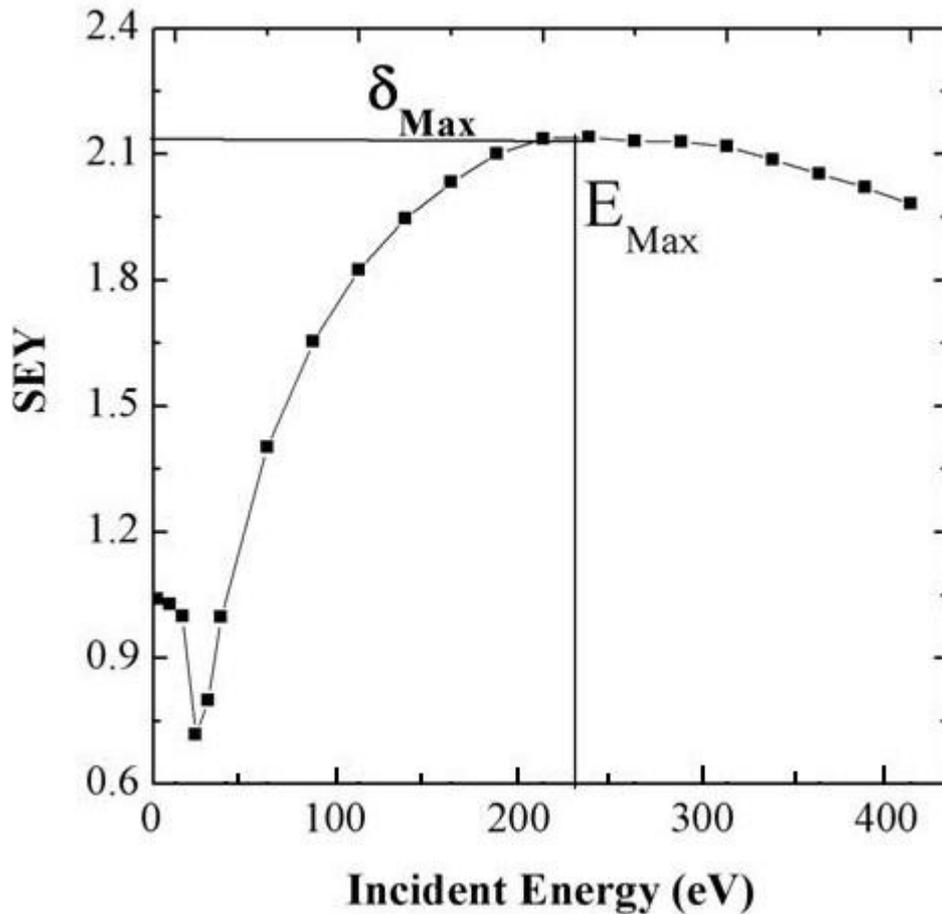


Fig. 1.2

Curva di Yield su un campione di rame del beam screen del LHC as received. La curva è caratterizzata da un massimo δ_{max} cui corrisponde un valore di Energia del fascio primario E_{max}

§ 1.1 Teorie sull'Emissione di Elettroni Secondari

Negli anni settanta sono state proposte diverse teorie, sia classiche sia quantistiche, per spiegare l'emissione di elettroni secondari. Tuttavia nessuna di queste è stata in grado di chiarire in maniera soddisfacente un'intera gamma di fenomeni e osservazioni a essa connessi, né è

stato possibile individuare una teoria valida per tutti i tipi di materiali e per tutte le energie del fascio primario.

Volendo porre maggiore attenzione allo studio dell'emissione da metalli, in questo capitolo saranno brevemente esposte due teorie classiche, quella di Lye – Dekker (che è una generalizzazione della teoria di Bruning [18]) e di Dionne, le formule di Vaughan (basata su osservazioni sperimentali), e la teoria probabilistica di Furman e Pivi.

Nelle teorie di seguito esposte, si farà uso della curva universale di yield ridotta (δ/δ_{max} vs E/E_{max} [19]) introdotta per la prima volta da Baroody [19].

§1.1.1 Teoria di Lye e Dekker

Secondo la teoria di Lye e Dekker, lo yield degli elettroni secondari può essere scritto come:

$$\delta = \int_0^{\infty} n(x, E_0) f(x) dx \quad (1.1)$$

dove:

✓ $n(x, E_0)$ descrive il numero di secondari prodotti da elettroni primari di energia iniziale E_0 in uno strato di spessore dx ad una profondità x sotto la superficie;

✓ $f(x)$ indica la probabilità che un elettrone secondario, ad una profondità x , riesca ad uscire dalla superficie.

Inoltre:

✓ $n(x, E_0)$ è proporzionale alla perdita di energia del fascio primario per unità di lunghezza del percorso, vale a dire che $n(x, E_0) = -KdE/dx$ (con l'ipotesi di incidenza normale alla superficie)

✓ $f(x)$ è essenzialmente data da $\exp(-\alpha x)$, dove $1/\alpha$ corrisponde ad una quantità effettiva di secondari nel solido in esame

✓ la perdita di energia degli elettroni primari è disciplinata dalla legge di Whiddington: $dE/dx = -A/E(x)$, ove A è una costante caratteristica del solido.

A , K ed α sono in generale parametri di misura caratteristici del solido.

In conformità a queste ipotesi, Baroody [20] deduce una curva di yield ridotta indipendente dai parametri caratteristici del solido:

$$\delta/\delta_{max} = F(0.92E_0/E_{om})/F(0.92) \quad (1.2)$$

Ove

$$F(r) = \exp(-r^2) \int_0^r \exp(y^2) dy \quad (1.3)$$

Tuttavia la curva teorica di Baroody (1.2) si discosta notevolmente dalla curva sperimentale per i metalli, probabilmente perché, la legge di Whiddington in realtà, non è in grado di descrivere correttamente la perdita di energia degli elettroni primari. Infatti Young [63], attraverso misure di trasmissione di elettroni su film di ossido di alluminio, dimostra come questa legge non sia in grado di fornire risultati affidabili per l'emissione secondaria.

Per tanto Lye e Dekker introducono successive correzioni alla propria teoria di base introducendo una nuova legge per la perdita di energia di primari:

$$dE/dx = -A/E^n(x) \quad (1.4)$$

ove n è una potenza arbitraria ed A una caratteristica del materiale.

Sotto queste ipotesi si può dimostrare che:

$$\delta = K \left[\frac{A(n+1)}{\alpha} \right]^{\frac{1}{(n+1)}} \exp(-r^{n+1}) \int_0^r \exp(y^{n+1}) dy = K \left[\frac{A(n+1)}{\alpha} \right]^{\frac{1}{(n+1)}} G_n(r) \quad (1.5)$$

dove

✓ K è una costante che può essere considerata come una misura del reciproco dell'energia spesa dal fascio primario per produrre un elettrone secondario;

✓ r invece è dato dalla seguente espressione:

$$r^{n+1} = \alpha R(E_0) = \alpha E_0^{n+1} / A(n+1) \quad (1.6)$$

Massimizzando la (1.5) e indicando con δ_m il valore massimo dello yield, si ha:

$$d\delta/dE = 0 \rightarrow \delta/\delta_m = (n+1) r_m^n G_n(r) \quad (1.7)$$

ove $G_n(r)$ è definita nella (1.5)

Per molti materiali si trova che $n = 0.35$. Questi dati teorici sono in accordo con molti dati sperimentali presenti in letteratura. Tuttavia Yang in uno studio sulla dissipazione di energia di elettroni lenti su superfici di ossido di alluminio ottiene risultanti contrastanti con la teoria di Lye e Dekker (detta anche legge di potenza). Le seguenti conclusioni di Young possono essere applicate alla teoria dell'emissione di elettroni secondari:

- 1) la probabilità che un elettrone di energia iniziale E_0 riesca ad attraversare uno strato solido di spessore x è approssimativamente data da:

$$p(x, E_0) \cong 1 - x/R(E_0) \quad (1.8)$$

ove $R(E_0)$ è il range di energia definito in (1.6). Così, il numero di elettroni di un fascio di energia iniziale E_0 , decresce linearmente con la distanza man mano che penetra all'interno della superficie. Quest'andamento è mostrato nella Fig. 1.1 dove l'ascissa denota il range frazionario ($x/R(E_0)$) e l'ordinata il numero di elettroni primari nel range frazionario.

- 2) Il contributo medio dell'energia dissipata dagli elettroni del fascio primario $(dE/dx)_{effective}$, per elettrone incidente è dato da:

$$(dE/dx)_{effective} = - E_0 / R(E_0) \quad (1.9)$$

Con riferimento alla conclusione (1), si può notare come la teoria della legge di potenza assume implicitamente che il range degli elettroni primari sia costante (Fig.1.1). Inoltre l'equazione (1.8) evidenzia l'importanza dell'effetto dello scattering dei primari, negata nella teoria di Lye e Dekker.

Questi risultati possono essere incorporati nella teoria elementare dell'emissione secondaria. Partendo dall'equazione (2.1) si ricava nuovamente una curva di yield ridotta:

$$\delta/\delta_{max} = g_n(z_m E_0 / E_{0m}) / g_n(z_m) \quad (1.10)$$

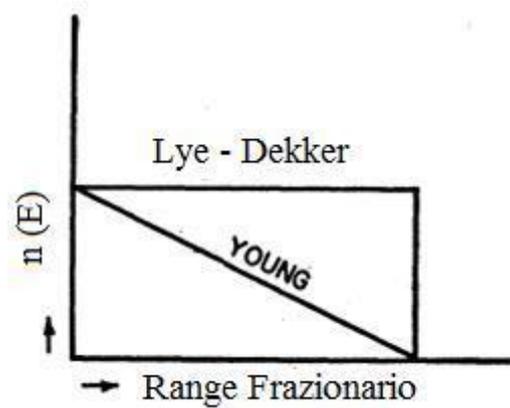


Fig.1.1

Rappresentazione dei risultati di Young a confronto con la teoria di Lye – Dekker [21]

ove la funzione $g_n(z)$ è così definita:

$$g_n(z) = (1 - \exp(-z^{n+1})) / z^n \quad (1.11)$$

e z_m rappresenta il valore di z per cui $g_n(z)$ è massimo. L'equazione (1.10) descrive molto bene il comportamento degli elettroni a basse energie rispetto all'equazione (1.5).

§ 1.1.2 Teoria di Dionne

Dionne studia gli effetti dello scattering elettronico in [22]. Maggiori dettagli sull'interpretazione fisica dei parametri delle curve di yield sono pubblicati in [23].

Dionne parte dalle seguenti ipotesi nel ricavare un'espressione per $\delta(E_p)$:

- I. Il numero di secondari prodotti per unità di lunghezza ad una data profondità x (misurata lungo il percorso dell'elettrone primario) è pari alla perdita di energia dell'elettrone primario ($-dE/dx$) diviso l'energia necessaria Ω a produrre un elettrone eccitato.
- II. La probabilità che un elettrone, eccitato ad una profondità x , possa migrare verso la superficie, è proporzionale a: $\exp(-\alpha x)$ ove α è l'inverso di una lunghezza.
- III. Lo scattering angolare degli elettroni primari si spiega sotto l'ipotesi addizionale che la perdita media di energia è indipendente dalla profondità x : $dE/dx = -E_p/R$ ove R è la profondità di penetrazione. Quest'ipotesi è conosciuta come "constant loss".
- IV. Il range di primari R è costituito da elettroni primari non sottoposti a scattering angolare. In tal caso la perdita di energia dei primari è governata da: $dE/dx = -A/E^{n-1}$ ove n è numero compreso nel range 1.3 – 1.6.
- V. La probabilità per un elettrone secondario di raggiungere la superficie è indicata con B .

Sotto queste ipotesi lo Yield degli elettroni secondari si può scrivere come:

$$\delta(E_p) = B \times \frac{E_p}{\Omega R} \times (1 - e^{-\alpha R}) / \alpha \quad (1.12)$$

ossia come il prodotto vettoriale della probabilità di fuga per la densità degli elettroni eccitati per un termine di assorbimento. Dall'ipotesi IV si deduce che:

$$R = E_p^n / A n \quad (1.13)$$

Sperimentalmente $n \cong 1.35$ nel range di energia compreso tra 0.3 – 7keV.

Considerando lo scattering degli elettroni secondari, dopo che questi sono stati prodotti nel bulk, Dionne [23] ricava l'espressione per il primo stato eccitato usando l'equazione (1.12) (valido per $\delta_m > 2.5$):

$$E^I = 0.51E_m \delta_m^{-1.32} \quad (1.14)$$

ove E_m è l'energia del fascio primario in corrispondenza del massimo valore di yield.

Ecco le più importanti conclusioni raggiunte da Dionne [23] :

$$\delta = (B/\xi)(An/\alpha)^{1/n} (ad)^{1/(n-1)} (1 - e^{-\alpha d}) \quad (1.15)$$

ove,

B = probabilità di fuga.

ξ = energia di eccitazione dell'elettrone secondario

α = costante di assorbimento dell'elettrone secondario

A = costante di assorbimento dell'elettrone primario

d = massima profondità di penetrazione

n = esponente della legge di potenza.

Per $n= 1.35$ si ha:

$$E_{0m} = 2.3(A/\alpha)^{0.74} \quad (1.16)$$

(Energia del fascio primario in corrispondenza del massimo yield)

$$\delta_m = 0.9 (B/\xi) (A/\alpha)^{0.74} \quad (1.17)$$

(valore massimo di yield)

$$E^{II} \cong 2.36[(B/\xi)(A/\alpha)]^{2.86} \text{ per } \delta_m > 1.2 \quad (1.18)$$

(secondo stato eccitato)

In conclusione:

A è proporzionale alla densità del solido (ρ);

α è proporzionale alla conducibilità elettrica;

B è proporzionale ad $(1-r)$ ove r è il coefficiente di riflessione quanto meccanico che può dipendere dalle condizioni fisiche della superficie;

ξ è proporzionale alla funzione lavoro.

Dalle equazioni (1.16) e (1.17) è evidente che i metalli pesanti hanno valori di E_{0m} e di δ_m maggiori rispetto ai metalli leggeri (poiché α è ragionevolmente omogenea nei metalli). Solo B e ξ sono legati a contaminazioni superficiali, ma non è molto chiaro come essi varino.

§ 1.1.3 Formule di Vaughan

Le formule proposte da Vaughan [24], forniscono informazioni complete per lo yield di tutti i tipi di metalli e valgono per ogni angolo di incidenza del fascio primario con la superficie, purché si conoscano a priori δ_{max} e E_{max} del metallo in questione. Queste formule sono puramente empiriche e sono basate su osservazioni concernenti esperimenti condotti da Gibbons e Ritz [24]. Tuttavia successivi esperimenti eseguiti da Shih e Hor hanno suggerito a Vaughan modifiche alle sue formule iniziali.

Ecco di seguito in sintesi [25] le formule modificate:

$$V_{max}(\theta) = V_{max}(0) (1 + k_{sv} \theta^2 / 2\pi) \quad (1.19)$$

$$\delta_{max}(\theta) = \delta_{max}(0) (1 + k_{s\delta} \theta^2 / 2\pi) \quad (1.20)$$

ove i fattori k_{sv} e $k_{s\delta}$ tengono conto della natura della superficie. V_{max} è la tensione massima che i secondari possono raggiungere.

§ 1.1.4 Modello probabilistico di Furman e Pivi

Il modello probabilistico di Furman e Pivi è un modello puramente fenomenologico in grado di spiegare il processo di emissione di elettroni secondari da superfici di impiego negli acceleratori di particelle, come il rame e l'acciaio inox. Maggiori approfondimenti sono reperibili in [26].

✓ Base fenomenologica

Le grandezze usate per descrivere l'emissione di elettroni secondari sono il SEY (δ) e lo spettro energetico degli elettroni emessi $d\delta/dE$ [18]. Il SEY è definito come

$$\delta = I_s / I_0 \quad (1.21)$$

ove I_0 è la corrente del fascio elettronico incidente ed I_s è la corrente dei secondari, ossia la corrente di tutti gli elettroni uscenti dalla superficie. Lo yield totale dipende dall'energia cinetica E_0 e dall'angolo di incidenza θ_0 (calcolato rispetto alla normale alla superficie) del fascio primario, e dipende inoltre dal tipo di materiale presente in superficie. Una tensione positiva V può essere applicata al campione per selezionare solo elettroni con energia $E_K \geq E = eV$.

La distribuzione energetica degli elettroni emessi dalla superficie, misura il numero di elettroni secondari in funzione dell'energia di

emissione. Tale quantità, per definizione è strettamente legata allo yield totale: integrando il numero di elettroni emessi per ogni energia è possibile riottenere lo yield totale.

Lo spettro energetico cumulativo degli elettroni emessi è così definito:

$$S(E_0, E) = I_s(E) / I_0 \quad (1.22)$$

ove $I_s(E)$ è la corrente dei secondari che supera il potenziale V ritardante. Lo spettro energetico degli elettroni emessi è definito come:

$$\frac{d\delta}{dE} = - \frac{\partial S(E_0, E)}{\partial E} \quad (1.23)$$

ove il segno meno assicura che $d\delta/dE$ sia sempre positivo. Si noti che $I_s(0)$ coincide con I_s nella (2.21) e che $S(E_0, 0) = \delta(E_0)$, quindi

$$\int_0^\infty dE \frac{d\delta}{dE} = \delta(E_0) \quad (1.24)$$

✓ Descrizione Probabilistica

La descrizione proposta da Furman e Pivi è puramente quantistica e in quanto tale, probabilistica. I processi di emissione di elettroni secondari sono descritti come singoli eventi di collisione elettrone-superficie. Quando un elettrone di energia cinetica E_0 colpisce una superficie ad un angolo θ_0 , questi produce n elettroni secondari con probabilità $P_n(E_0, \theta_0)$, $n= 1, \dots \infty$, come mostrato in Fig. 1.2, tale che:

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1 \quad P_n \geq 0 \quad (1.25)$$

ove P_0 è la probabilità che un elettrone incidente sia assorbito senza emissione. In termini probabilistici il SEY può essere definito come:

$$\delta = \langle n \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} nP_n \quad (1.26)$$

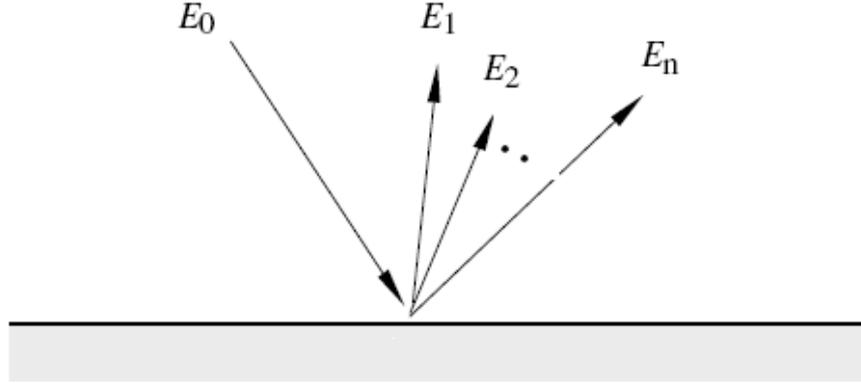


Fig.1.2

Un singolo elettrone colpisce una superficie producendo n elettroni secondari con energie E_1, E_2, \dots, E_n [26]

Ai fini teorici è utile definire la probabilità differenziata

$$\mathcal{P}_n = \frac{dP_n}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2 \dots dE_n d\Omega_n} \quad (1.27)$$

per $1 \leq n < \infty$, ossia la probabilità che n elettroni nello stato finale siano emessi con energie cinetiche E_1, E_2, \dots, E_n negli angoli solidi $\Omega_1(\theta_1, \phi_1), \Omega_2(\theta_2, \phi_2), \dots, \Omega_n(\theta_n, \phi_n)$.

Queste probabilità corrispondono a transizioni probabilistiche $|S_{fi}|^2$ ove S_{fi} è l'ampiezza di transizione quantistica da uno stato iniziale i ad uno finale f . Lo stato iniziale rappresenta l'elettrone incidente con l'energia E_0 ed angolo di incidenza θ_0 , mentre lo stato finale f rappresenta n elettroni che sono emessi in direzioni diverse con energie E_n . La

probabilità P_n può essere ottenuta integrando \mathcal{P}_n su tutto lo spazio delle fasi degli elettroni secondari,

$$P_n = \int (dE)_n (d\Omega)_n \mathcal{P}_n \quad n \geq 1 \quad (1.28)$$

e la probabilità di assorbimento è data da

$$P_0 = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} P_n \quad (1.29)$$

Lo spettro energetico cumulativo degli elettroni emessi può essere così definito:

$$S(E_0, E) = \sum_{n=1}^{\infty} \int (dE)_n (d\Omega)_n \mathcal{P}_n \sum_{K=1}^n \theta(E_k - E) \quad (1.30)$$

ove le funzioni θ garantiscono che siano selezionati solo gli elettroni emessi con energie $\geq E$.

Infine l'equazione (1.23), in termini quantistici può essere riscritta come segue:

$$\frac{d\mathcal{S}}{dE} = \sum_{n=1}^{\infty} \int (dE)_n (d\Omega)_n \mathcal{P}_n \sum_{k=1}^n \delta^{(\#)}(E_k - E) \quad (1.31)$$

(#) da non confondere le delta di dirac con il SEY.

✓ Componenti del SEY

Lo yield totale è definito come la somma di tre contributi:

$$\delta_{tot} = \delta_e + \delta_r + \delta_{ts} = (I_e + I_r + I_{ts})/I_0 \quad (1.32)$$

ove δ_e , δ_r e δ_{ts} sono i SEY degli elettroni elastici, rediffusi e dei secondari veri.

La (1.32), in virtù della (1.26) può essere riscritta come segue:

$$\delta_{tot} = P_1 + 2P_2 + 3P_3 + \dots \quad (1.33)$$

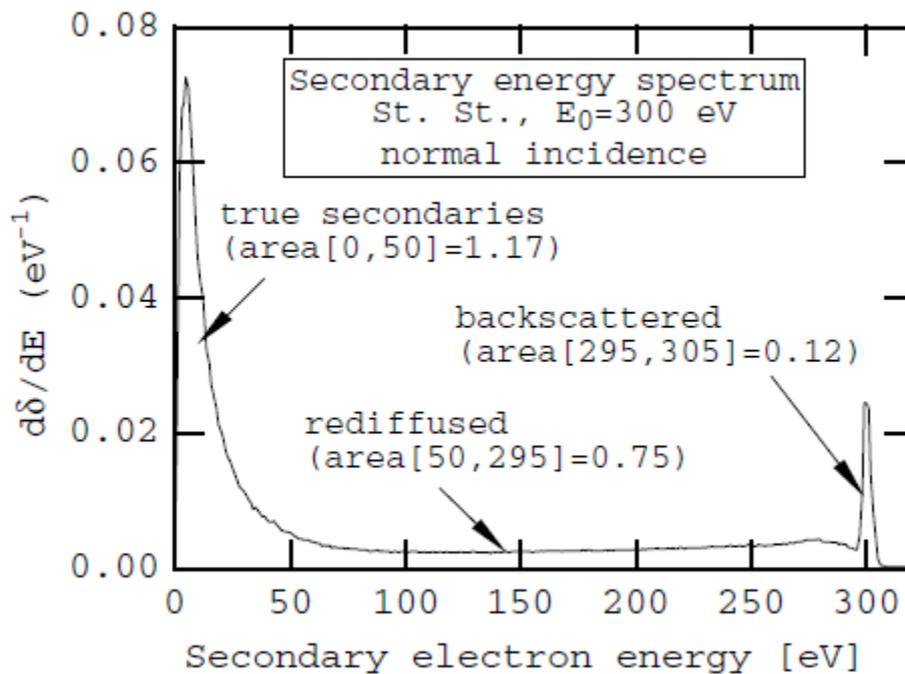


Fig.1.3

Curva EDC di un campione di acciaio inox. Energia $E_0 = 300\text{eV}$; incidenza normale. Le tre componenti dello yield sono divise in intervalli di energia $[E_1, E_2]$, per ciascuno dei quali è indicato il valore dell'area dello spettro corrispondente. In questo caso $\delta_{ts} = 1.17$, $\delta_r = 0.75$ e $\delta_e = 0.12$ per un $\delta_{totale} = 2.04$. [26]

Questa distinzione non è così rigorosa ed è del tutto arbitraria ma molto vantaggiosa per le simulazioni dei codici. La Fig. 1.3 mostra i contributi delle tre componenti per un spettro sperimentale nel caso di un fascio incidente di 300 eV che incide su una superficie di acciaio inox. Volendo spiegare il tutto in termini probabilistici, è opportuno avanzare nuove ipotesi: In ogni urto elettrone-superficie, la comparsa di elettroni elastici e rediffusi non è mai accompagnata da elettroni secondari veri e viceversa (Fig. 1.4). Tale assunzione di reciproca esclusione risulta consistente con i dati sperimentali [18,27] solo per

energie del fascio primario $\cong 50$ eV nonostante sia estesa a tutte le energie del fascio.

In termini probabilistici si ha:

$$P_I = P_{I,e} + P_{I,r} + P_{I,ts} \quad (1.34)$$

$$P_n = P_{n,ts} \quad n \geq 2 \quad (1.35)$$

il ché implica una probabilità di assorbimento

$$P_0 = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} P_n = 1 - P_{1,e} - P_{1,r} - \sum_{n=1}^{\infty} P_{n,ts} \quad (1.36)$$

Si ha anche:

$$\delta_e = P_{1,e} \quad (1.37)$$

$$\delta_r = P_{1,r} \quad (1.38)$$

$$\delta_{ts} = \sum_{n=1}^{\infty} n P_{n,ts} \quad (1.39)$$

✓ Dipendenza dall'angolo di incidenza

In accordo con alcuni dati sperimentali [18,27], il SEY dipende dall'angolo di incidenza del fascio primario attraverso un fattore moltiplicativo di questa forma:

$$1 + a_I(1 - \cos^{a^2} \theta_0) \quad 0 \leq \theta_0 \leq 84^\circ \quad (1.40)$$

identica per tutte e tre le componenti dello yield [26]

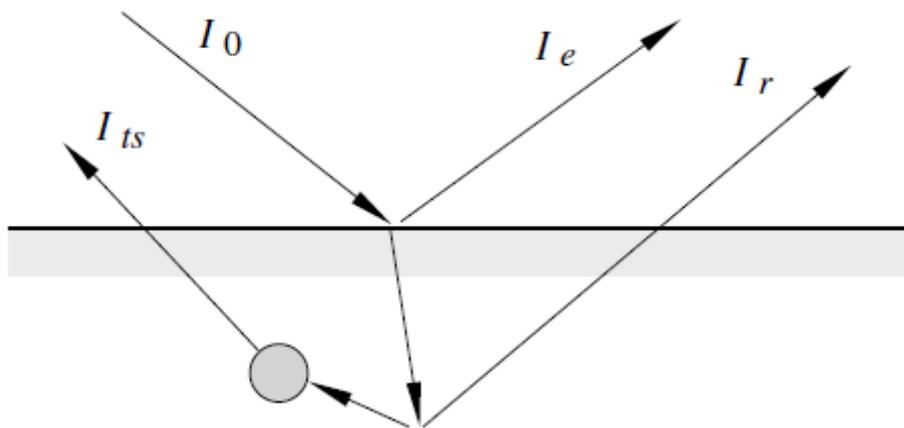


Fig. 1.4

Schema delle correnti, usate per definire le diverse componenti dell'emissione secondaria [2]

§ 1.2 Studi sull'emissione secondaria di elettroni

In questo paragrafo sono presentati alcuni lavori svolti nel corso degli ultimi anni sullo studio dello yield dell'emissione secondaria di elettroni da superfici di impiego negli acceleratori di particelle da parte di O. Groner, V. Baglin, R.E. Kirby, F.K. King e M. Pivi. Per maggiori approfondimenti si rimanda direttamente ai lavori integrali citati alla fine di questa tesi nella sezione relativa alla bibliografia [28,29,37]

§ 1.2.1 Risultati di O. Grobner, V. Baglin *et al*, presentati ad EPAC 2000

Baglin *et al.* in [28] osservano l'importanza dell'effetto della dose elettronica (carica totale per unità di area) per ridurre il δ delle superfici. In altre parole, quando una superficie è sottoposta a bombardamento elettronico, il suo SEY decresce in funzione della dose. La Fig.1.5 mostra la variazione del SEY in funzione della dose per un campione di rame "as received". Si osserva che il SEY diminuisce per dosi più grandi di 10^{-6} C/mm² e che il suo valore massimo si stabilizza, per dosi maggiori di 1×10^{-3} C/mm², ad un valore molto vicino a 1.2. La Fig. 1.6 mostra come per diverse energie del fascio incidente, il SEY diminuisca all'aumentare della dose, ma quest'effetto è più significativo ad energie più basse. Analisi XPS hanno mostrato come dopo l'irradiazione, la percentuale di carbonio sulla superficie del campione aumenti dal 40% al 60% esclusivamente nella zona d'impatto tra il fascio elettronico e la superficie del campione. Il carbonio non deriva da gas residui ma esclusivamente dalla superficie stessa, poiché la presenza dello strato di carbonio responsabile della riduzione del SEY, si manifesta in vari sistemi da vuoto equipaggiati con differenti meccanismi di produzione di elettroni. Queste osservazioni sono fondamentali per capire gli effetti della dose sul SEY. Baglin *et al.* hanno sperimentato diversi metodi per ridurre lo yield su superfici sia pure che tecniche (rivestite con film sottili o con substrati), notando come le condizioni fisico-chimiche superficiali influenzino i valori di SEY.

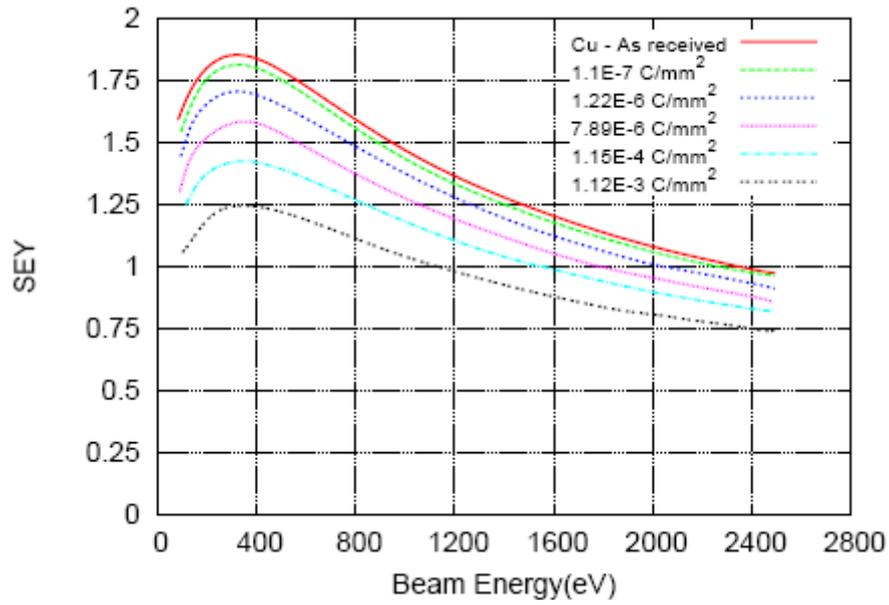


Fig.1.5

Andamento del SEY su rame a diverse dosi [28]

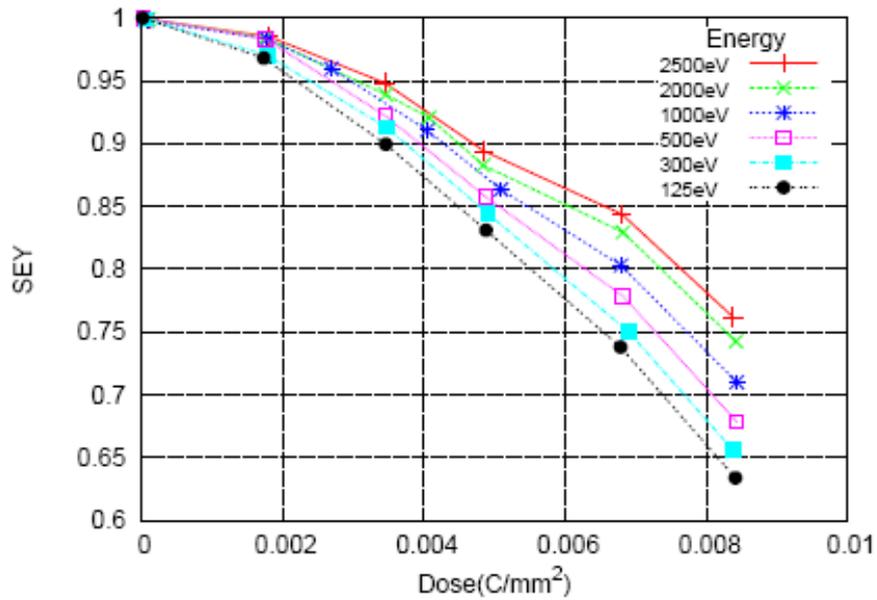


Fig.1.6

Diminuzione del SEY all'aumentare della dose per un campione di rame "as received". Andamenti normalizzati all'unità [28]

Il fatto che il SEY tra un materiale puro ed uno tecnico sia diverso dipende essenzialmente dalla presenza di uno strato superficiale (costituito da ossidi e/o contaminanti) che può essere rimosso tramite bombardamento ionico con argon. Il SEY di campioni tecnici (“as received”) si riduce in modo significativo sottoponendolo a “degassing” (riscaldando il campione già a 300°C), processo che permette principalmente la rimozione di vapori d’acqua adsorbiti sulla superficie.

E’ possibile quindi ridurre il SEY di un materiale:

- ✓ modificando la composizione superficiale:
 - 1) usando gas diversi durante bombardamento ionico. Questo permette di produrre vari strati superficiali con SEY stabilmente più bassi anche dopo essere stati esposti in aria. Gli autori hanno dimostrato questo fatto su campioni di Niobio (Nb) e Rame (Cu) usando Argon ed Argon con 10% di ossigeno e nitrogeno.
 - 2) usando rivestimenti (“coatings”) di TiN
 - 3) rivestendola con film di getter per eliminare la presenza di strati ossidati.
- ✓ modificando la rugosità della superficie. Ciò può accadere sia attraverso una reazione chimica con il substrato e sia mediante la deposizione di uno strato fortemente ramificato. Questo metodo è in grado di produrre superfici con SEY molto bassi anche inferiori ad uno.

§ 1.2.2 Risultati di R.E. Kirby e F.K. King

In questo lavoro gli autori presentano studi sull'emissione secondaria di elettroni su superfici usate negli ambienti da vuoto dell'acceleratore di particelle PEP-II Factory: rame HER (usato nel rivestimento degli High-Energy-Ring del PEP-II) e alluminio LER (usato nei Low-Energy positron Ring del PEP-II) rivestito con film di TiN (indispensabile per ridurre gli effetti dell'EC). Per queste superfici è stato studiato lo yield totale in funzione della dose e dell'angolo di incidenza del fascio primario.

✓ **Dipendenza dello yield dalla dose elettronica.**

Nella Fig. 1.7 è usata un'altra definizione per la dose (numero di elettroni incidenti per unità di superficie [e/cm^2]) equivalente a quella convenzionale. Si passa da quest'ultima a quella convenzionale moltiplicando per la carica fondamentale dell'elettrone.

Poiché il desorbimento di gas da superfici mediante condizionamento elettronico (ESD: Electron-Stimulated-Desorption), comporta la riduzione del SEY, è adottato lo stesso formalismo matematico dell'ESD per spiegare la dipendenza del SEY dalla dose elettronica, rimpiazzando la “sezione d'urto” del formalismo ESD con la “sezione d'urto di condizionamento” [27]. Dai dati della Fig. 1.7 [b] ad esempio, si può ricavare la sezione d'urto di condizionamento σ attraverso la seguente equazione [29]:

$$\delta = \delta_0 \exp(-D\sigma/q) \quad (1.41)$$

ove δ_0 è il valore del SEY prima del bombardamento, D è la dose espressa in C/cm^2 , σ è la sezione d'urto (cm^2) e q è la carica elettrica (in Coulomb). Il valore di σ risulta $3-4 \times 10^{-19} cm^2$, in accordo con il valor medio della sezione d'urto in ESD.

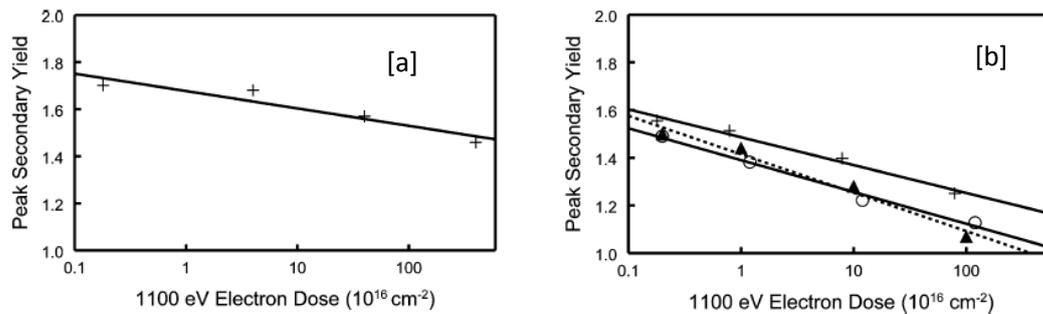


Fig. 1.7

[a] Andamento del δ_{max} in funzione della dose per il campione di rame HER esposto in aria (angolo di incidenza normale alla superficie)[29]

[b] Andamento del δ_{max} in funzione della dose per due campioni di Al (+, O) entrambi estrusi e per un foglio di Al (▲), tutti rivestiti con TiN ed esposti in aria (angolo di incidenza normale alla superficie)[29]

✓ **Osservazioni sul comportamento del SEY al variare dell'angolo di incidenza del fascio primario.**

La Fig.1.8 mostra misure angolari su alluminio rivestito con TiN prima [a] e dopo condizionamento elettronico [b]: il SEY cresce all'aumentare dell'angolo di incidenza con la normale alla superficie. L'effetto dello scrubbing elettronico riduce ulteriormente il SEY [b]: la dose raggiunta è circa 10^{18} elettroni/ cm^2 .

Le misure angolari di Yield sul rame HER mostrano, diversamente che per l'alluminio, andamenti irregolari: il SEY non cresce linearmente all'aumentare dell'angolo di incidenza (Fig. 1.9) né prima

e né dopo condizionamento elettronico; i valori del SEY a 300 eV (Fig. 1.9 [a]) per gli angoli di incidenza di 0°, 30° e 60° risultano molto alti, mentre ad angoli di incidenza più radenti i valori del SEY invece sono bassi.

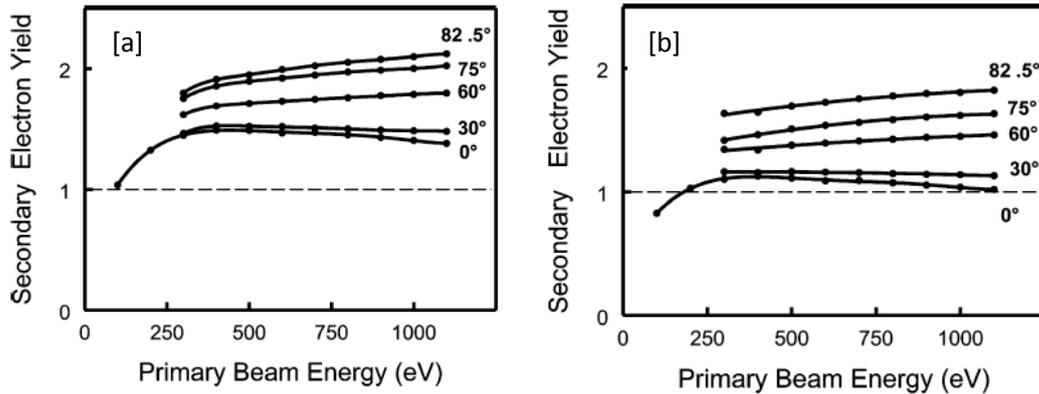


Fig. 1.8

Misure risolte in angolo su Al rivestito con TiN prima [a] e dopo [b] “conditioning” elettronico [29]

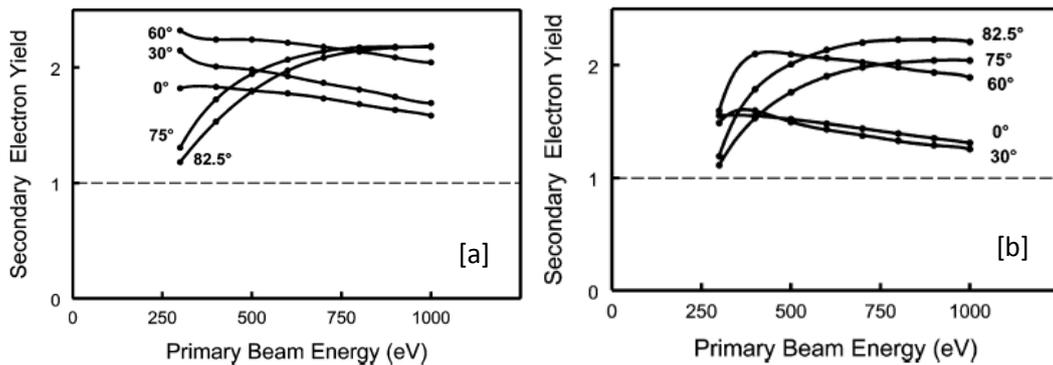


Fig. 1.9

Misure risolte in angolo su Rame HER prima [a] e dopo [b] condizionamento elettronico (dose 4.0×10^{18} elettroni/cm²)[29]

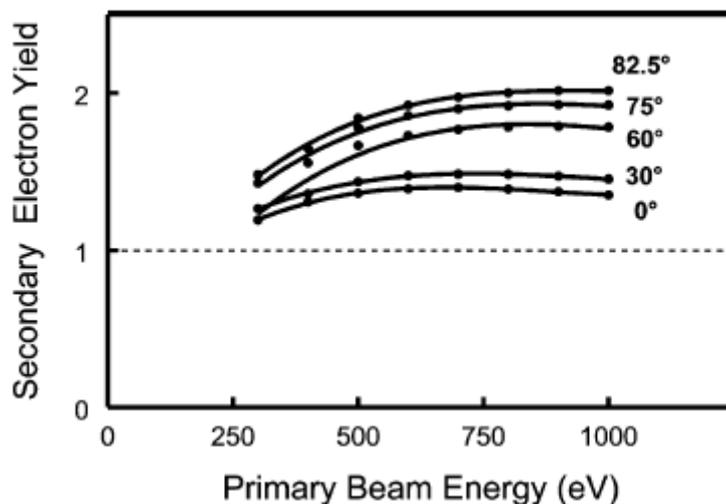


Fig. 1.10

Yield in funzione dell'angolo di incidenza su rame HER, condizionato con ioni argon di energia pari a 3KeV per una dose finale di 5×10^{14} ioni/cm².

Misure di Yield effettuate dopo bombardamento ionico con argon (Fig. 1.10) mostrano andamenti più regolari: le proprietà chimiche superficiali influenzerebbero l'andamento dello Yield totale.

Secondo gli autori la superficie di rame, dopo l'esposizione in aria, si ricopre di uno strato di Cu₂O dello spessore di circa 2nm, in virtù delle sue proprietà ossidanti [30]. Indagini XPS rivelano la presenza di piccole quantità di Cu(OH)₂ sullo strato di Cu₂O. Questo strato dielettrico (DL: dielectric layer) ha un SEY molto più alto rispetto al rame metallico. Quando il fascio primario incide normalmente la superficie, esso è confinato nello strato dielettrico per energie inferiori a 675eV. All'aumentare dell'energia, lo Yield diminuisce fino a quando il fascio primario non raggiunge lo strato di rame. Da quel punto in poi lo yield totale è la combinazione dello yield del rame e dello yield del dielettrico. Quando l'energia del primario è circa 1000

eV, il fascio è costituito principalmente da secondari ed il SEY è in accordo con i dati di Fig. 1.10.

Gli yield normalizzati al δ_{max} (calcolati ad angolo di incidenza normale), variano in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario, in accordo con la teoria fenomenologica di Bruining [30] piuttosto che con la teoria proposta da Seiler [16] secondo cui variano come $1/\cos\theta$ (Fig. 1.11). La considerazione fenomenologica proposta da Bruining spiega in modo semplice l'andamento esponenziale dei dati di Fig.1.10. Sia X_m la profondità media di penetrazione del fascio elettronico nella superficie ed N_s (Fig. 1.12) il corrispondente numero di secondari prodotti (calcolati per angolo di incidenza normale). La probabilità di fuga dipenderà dal coefficiente di assorbimento di elettroni secondari α .

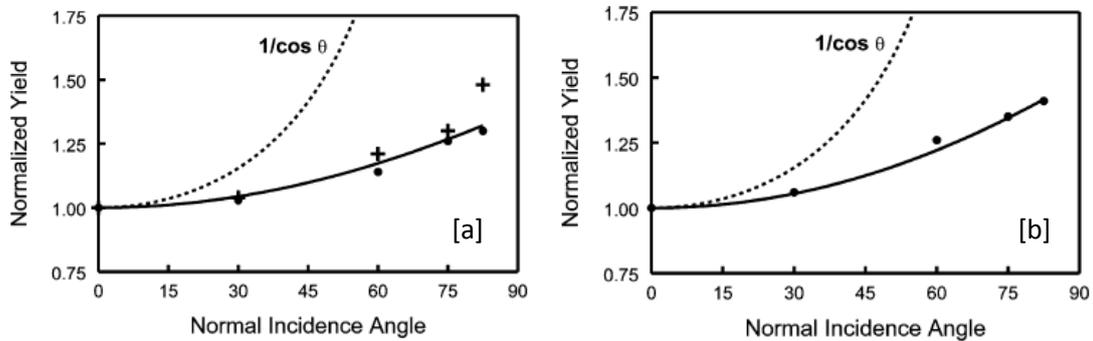


Fig. 1.11

Yield normalizzati a δ_{max} : [a] campione di TiN/Al per due energie del fascio primario: (+) $E_{max} = 440$ eV e (●) $E_{max} = 389$ eV ; [b] campione di rame HER con $E_{max} = 675$ eV [29]

Il SEY sarà dato da:

$$\delta_0 = N_s e^{-\alpha X_m} \quad (1.42)$$

Al variare dell'angolo di incidenza, lo yield è dato da:

$$\delta_{\theta} = N_s e^{-(\alpha X_m \cos \theta)} \quad (1.43)$$

Combinando la (1.42) con la (1.43) si ottiene la seguente curva

$$\delta_{\theta} / \delta_0 = e^{\alpha X_m (1 - \cos \theta)} \quad (1.44)$$

che si adatta perfettamente ai dati di Fig. 1.11. Le curve che interpolano i dati di Fig. 1.11 [a] e [b] sono rispettivamente: $\exp[0.32(1 - \cos \theta)]$ ed $\exp[0.40(1 - \cos \theta)]$.

La riduzione del SEY indotto da bombardamento elettronico può essere attribuita, secondo gli autori, alle seguenti cause:

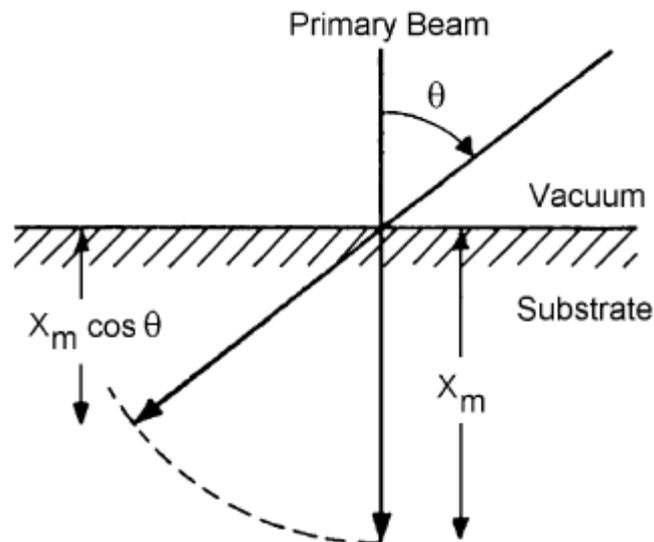


Fig.2.12

Diagramma schematico [18]

(1) Desorbimento termico di gas ad alto SEY.

Questa è una causa poco probabile poiché la potenza del fascio in generale è troppo bassa per innalzare la temperatura della superficie in modo significativo da innescare desorbimento termico.

(2) Reazioni superficiali indotte da elettroni

- Gas contenenti carbonio si dissociano lasciando in superficie carbonio elementare;
- idrocarburi si convertono in carbonio polimerizzato;
- desorbimento di acqua e gas.

Tutte queste reazioni dipendono dalle condizioni iniziali. Difatti le superfici non sottoposte a riscaldamento contengono molti idrocarburi come il CO ed il CO₂. La dissociazione elettronica di idrocarburi su diverse superfici è ampiamente documentata [32,33]. Halbritter et al. [31] hanno dimostrato come la presenza di acqua e di idrocarburi adsorbiti in superficie aumenti la probabilità di fuga degli elettroni secondari (aumentando lo yield); l'effetto contrario invece si manifesta in presenza di carbonio: il SEY diminuisce.

(3) Riduzione dello yield negli ossidi.

Questo è probabilmente il meccanismo dominante. Studi accurati su TiO₂ [34] dimostrano come l'impatto elettronico è in grado di dislocare anioni di ossigeno, creando difetti e causando scattering elettronico. Il bombardamento elettronico di TiO₂ comporta formazione di ossidi di titanio. Gli ossidi di molti metalli hanno strutture elettroniche metalliche. Gli elettroni primari pertanto favoriscono lo scattering degli elettroni liberi comportando riduzioni del SEY.

(4) Diffusione di Carbonio tra i bordi grano.

Questo fenomeno è stato osservato su superfici di alluminio [35] rivestite di ossidi e su superfici di niobio [36]. Un fascio primario a

basse energie (inferiori a 100 eV) favorisce il dislocamento di monossido di carbonio nonché la dissociazione di carbonio sui bordi grano. La presenza massiccia di carbonio in superficie, comporta riduzioni di SEY

La combinazione parziale di alcune di queste cause o di tutte, contribuisce al risultato finale.

§ 1.2.3 Risultati di M. Pivi *et al.*

La presenza di rugosità artificiali su superfici di impiego negli acceleratori di particelle comporta una riduzione del SEY.

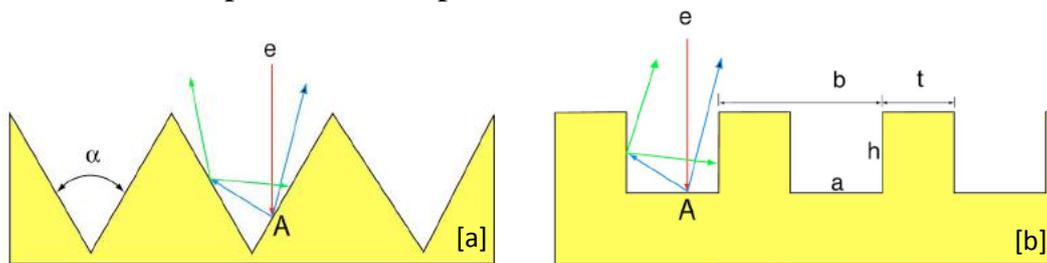


Fig.1.13

Superfici con scanalature triangolari [a] e rettangolari [b]. Un elettrone incide in un generico punto A (traiettoria rossa) producendo elettroni secondari (di prima generazione - traiettoria blu). A seconda dell'angolo di emissione, questi possono sfuggire dalla scanalatura ed essere in parte assorbiti oppure possono generare altri elettroni secondari (elettroni secondari di seconda generazione – traiettoria verde) [37].

Nelle superfici a sagoma triangolare, la riduzione del SEY dipende soltanto dall'angolo di inclinazione α (Fig. 2.16).

Il risultato sperimentale per una superficie di rame ($\delta_{max} = 1.75$) a sagoma triangolare di angolo $\alpha = 60^\circ$ è mostrato in Fig. 1.14.

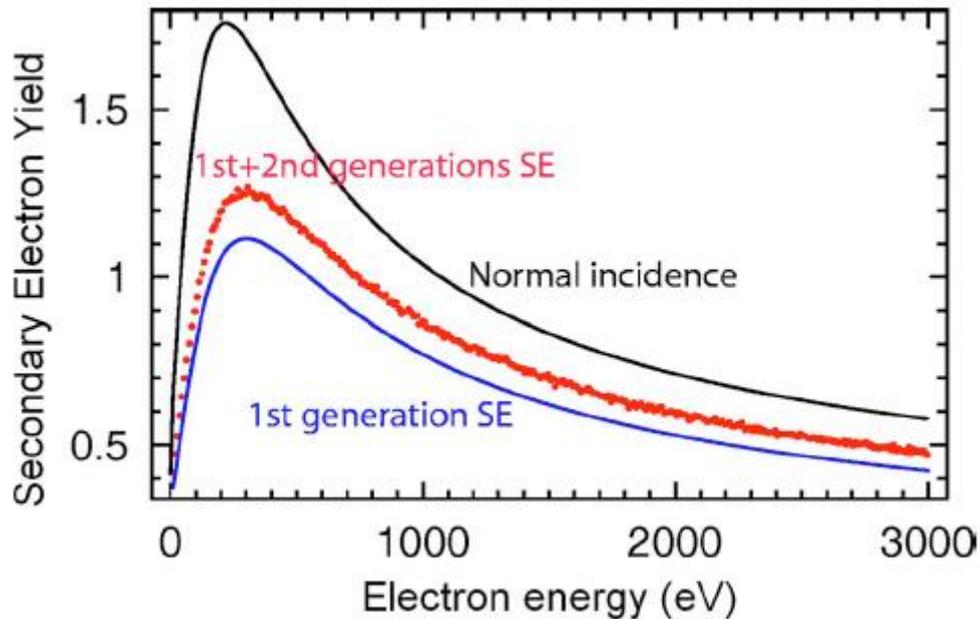


Fig. 1.14

SEY in funzione dell'energia cinetica del fascio incidente per una superficie a sagoma triangolare: $\alpha = 60^\circ$ [37]

La curva nera (Fig. 1.14) è il $\delta(E)$ di una superficie di rame piana (senza scanalature); la blu è il SEY di elettroni secondari di prima generazione per la superficie sagomata (Fig. 1.13), mentre la linea rossa è il risultato di due generazioni di secondari. La riduzione del δ_{max} è evidente: da 1.75 a 1.3.

La Fig. 1.15 mostra l'energia media calcolata per la distribuzione energetica di elettroni di prima e seconda generazione in funzione dell'energia cinetica del fascio primario. L'energia media degli elettroni secondari di prima generazione è maggiore rispetto a quelli di

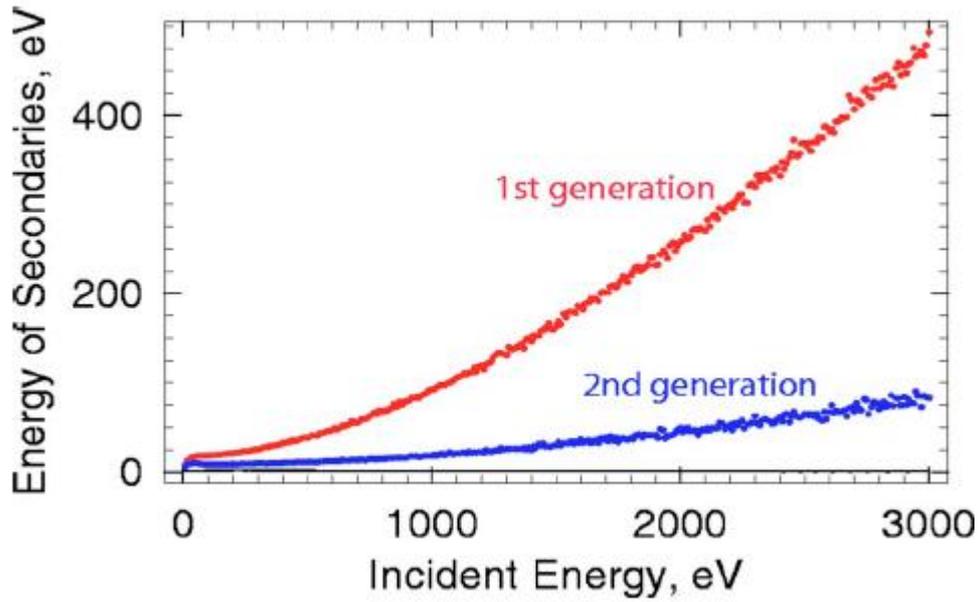


Fig. 1.15

Energia degli elettroni secondari di superfici a sagoma triangolare con $\alpha = 60^\circ$ [37]

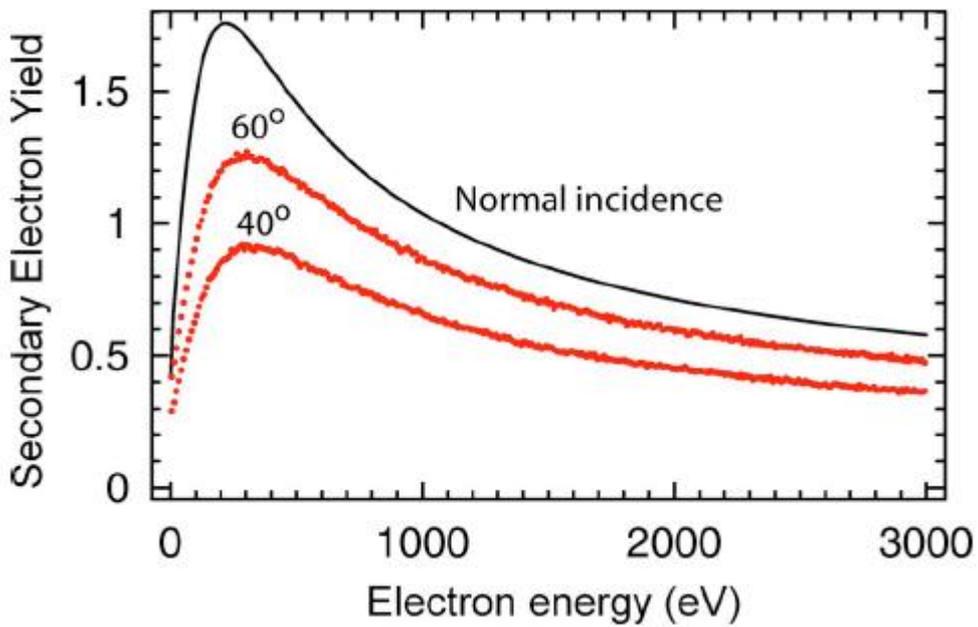


Fig. 1.16

Confronto fra SEY calcolati ad angolari diversi $\alpha = 60^\circ$ e $\alpha = 40^\circ$ [37]

seconda e questo mostrerebbe come questi ultimi non contribuiscano in modo efficace allo yield totale.

La Fig. 1.17 mostra variazioni di SEY per superfici con scanalature rettangolari. La riduzione del SEY dipende semplicemente dal rapporto dei parametri h/a .

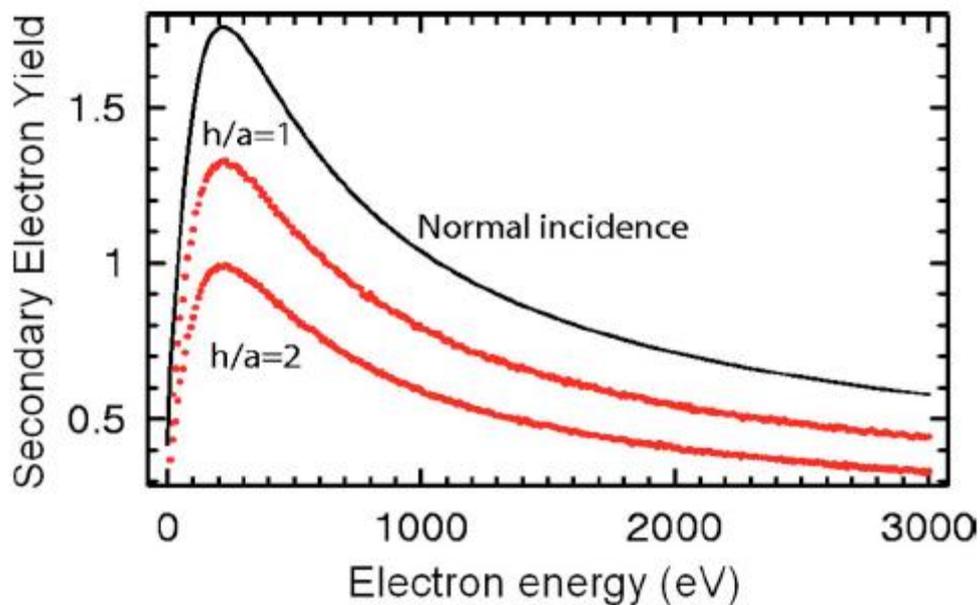


Fig. 1.17

Scanalature rettangolari con $a = 2b/3$ [37]

Gli autori hanno studiato questi effetti anche in presenza di campi magnetici. Nel caso di superfici con scanalature a forma triangolare, supponendo il raggio di Larmor (r_L) trascurabile rispetto alle dimensioni delle scanalature, la riduzione del SEY dipenderà anche in questo caso solo dall'angolo α (Fig. 1.13)

§ Capitolo 2

Apparato Sperimentale

La strumentazione utilizzata per l'acquisizione dei dati sperimentali è una strumentazione tipica per esperimenti di spettroscopia elettronica delle superfici. Essa è stata già ampiamente discussa in altri lavori effettuati presso il laboratorio di Interazioni Ioni Superfici del dipartimento di Fisica dell'Università della Calabria [38,39,40,41, 42]. Una parte del lavoro presentato nella tesi è stato svolto presso i Laboratori Nazionali di Frascati (INFN) il cui apparato sperimentale sarà esposto in § 2.2.

§ 2.1 Apparato Sperimentale di Cosenza

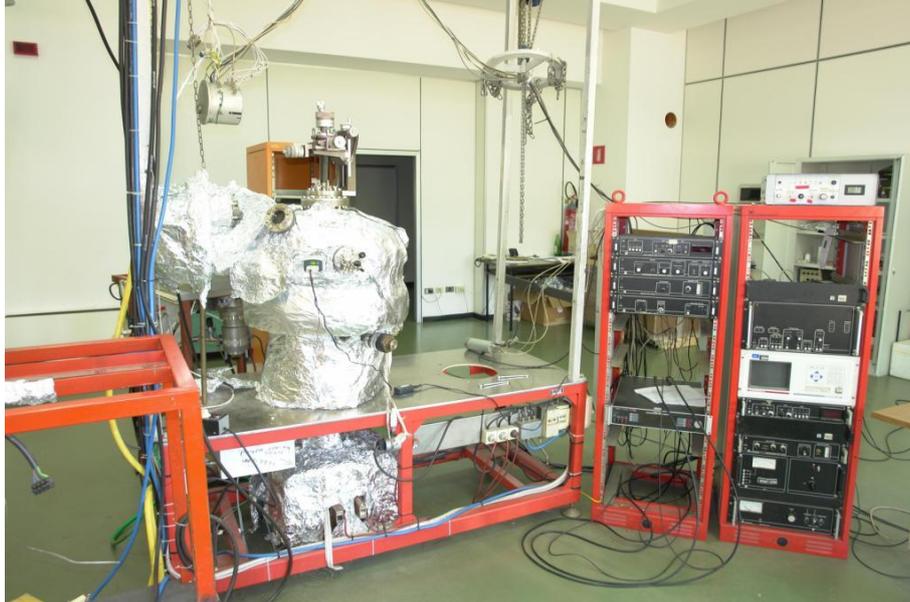


Fig. 2.1

Laboratorio IIS – Dipartimento di Fisica – Unical

Gli esperimenti sono stati eseguiti in una camera da UHV (rivestita al suo interno da μ metal per ridurre gli effetti del campo magnetico terrestre) alla pressione di $5 \cdot 10^{-10}$ Torr e a temperatura ambiente. Le correnti del fascio elettronico sono dell'ordine dei nA . Il campione oggetto di studio viene montato su di un manipolatore di precisione. Questo permette di variare l'angolo tra la normale alla superficie e la direzione del fascio elettronico (θ_i). Gli elettroni emessi, a seguito del bombardamento, vengono rilevati da un analizzatore elettrostatico (GEA) montato su un supporto goniometrico che permette di effettuare misure risolte in angolo. Esso è situato a circa 10 cm dal campione, con un angolo di accettazione di circa 2° , ed è posto nel piano determinato dalla normale alla superficie e la direzione del fascio incidente. Sulla camera UHV, equipaggiata per spettroscopie di superfici, sono in particolare montati:

- 1) un cannone elettronico;
- 2) un analizzatore di elettroni variabile in posizione (GEA);
- 3) manipolatore di precisione per variare la posizione del campione nella camera;
- 4) sorgente a raggi X;

Il vuoto nella camera viene garantito attraverso un sistema di pompaggio a più stadi, rotativa, turbomolecolare e ionica, che permette di raggiungere pressioni di $5 \cdot 10^{-10}$ Torr.

§ 2.1.1 Cannone Elettronico

Il cannone elettronico utilizzato è il modello ELG-2 della Kimball Physics. Questo cannone è in grado di produrre un fascio elettronico con uno spot sul campione inferiore a 2 mm, in un intervallo di energia compreso tra 5 eV fino a 2000 eV. Il fascio elettronico ha un profilo spaziale gaussiano, è particolarmente stabile in energia e in

corrente e risulta pertanto particolarmente idoneo per le misure oggetto del presente lavoro.

Gli elettroni sono emessi da un filamento di tantalio per effetto termoelettrico e successivamente vengono accelerati e focalizzati con un sistema di lenti.

§ 2.1.2 Analizzatore di Elettroni

L'analizzatore elettrostatico permette di misurare l'energia di una particella carica. Esso è costituito da due semisfere metalliche tra cui è applicata una differenza di potenziale ΔV di modo che solo le cariche con una determinata energia E riescono ad avere traiettoria tale da permettere loro di giungere all'altro terminale dell'analizzatore. La condizione è:

$$\Delta V = V \left(\frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2} \right)$$

ove $V = E / q$.

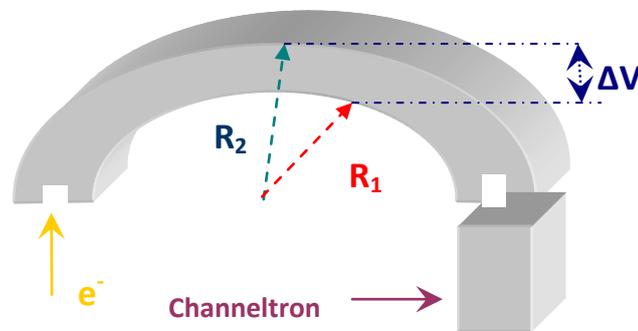


Figura 2.2

Rappresentazione schematica dell'analizzatore emisferico

Questa energia E viene detta pass-energy. Oltre il terminale di uscita delle cariche si trova un moltiplicatore di elettroni (channeltron). La corrente prodotta viene tradotta da un rate-meter in una serie di impulsi di tensione la cui frequenza è proporzionale al numero di

elettroni incidenti. L'analizzatore ha la possibilità di funzionare in due modalità : $\Delta E = cost$ e $\Delta E / E = cost$. Con la prima opzione la tensione tra le due semisfere è costante e le cariche che giungono all'analizzatore vengono accelerate o decelerate da un sistema di lenti posto in ingresso di modo che la loro energia raggiunga il valore della pass energy. Ciò garantisce una risoluzione ΔE costante. Con la seconda modalità, varia la pass energy, e gli elettroni sono analizzati alla loro energia; inoltre, all'aumentare dell'energia crescerà con essa anche ΔE , di modo che il rapporto $\Delta E / E$ (ossia la risoluzione relativa) rimanga costante. L'analizzatore variabile in posizione è montato su un goniometro all'interno della camera ed ha la possibilità di ruotare, cioè di guardare da diversi angoli il centro della camera dove è posto il campione. La sua accettazione angolare è di circa 2° .

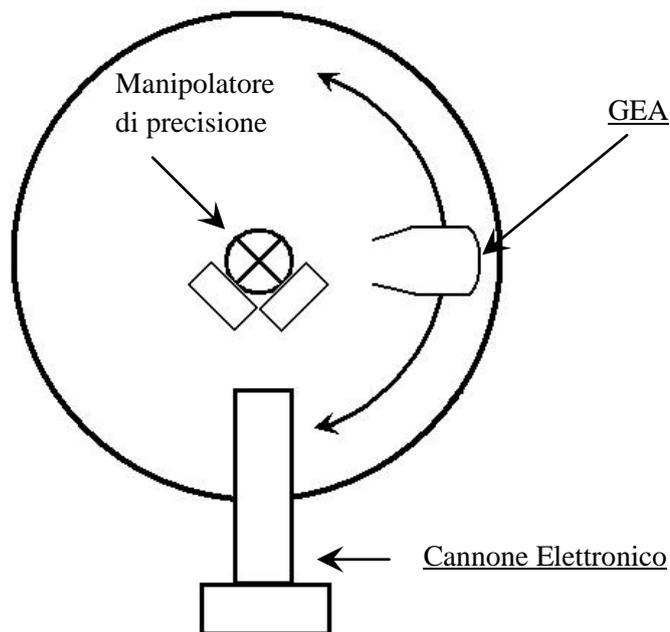


Figura 2.3

Rappresentazione della camera di misura

§ 2.1.3 Manipolatore di Precisione

Il manipolatore di precisione è dotato di cinque movimenti indipendenti: tre di traslazione e due di rotazione che consentono di muovere il campione nella camera. Su di esso è montato anche un pozzetto di Faraday che permette di focalizzare e valutare le intensità e le dimensioni del fascio elettronico.

Per le misure realizzate in questa tesi, gli angoli di incidenza e di emissione sono stati misurati rispetto alla normale alla superficie del campione.

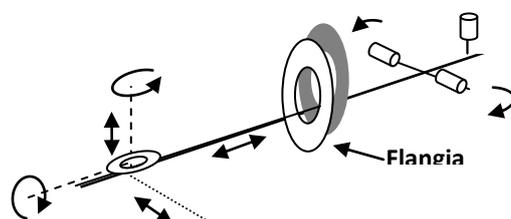


Figura 2.4

Schematizzazione del manipolatore

§ 2.1.4 Sorgente a Raggi X

In Fig.2.5 è illustrata la struttura interna della sorgente a raggi X (PSP TX 400 della Vacuum Technology) montata nella camera. L'anodo è la parte centrale ed è costituito da un'asta, la cui punta è ricoperta da un lato da uno strato di alluminio e dall'altro da magnesio. Ai fianchi dell'anodo si trovano due filamenti (non visibili nella figura), attraverso cui passa corrente. I filamenti emettono (per effetto termoionico) elettroni, che vengono accelerati attraverso una differenza di potenziale verso l'anodo. Gli elettroni, che hanno una energia cinetica dell'ordine dei KeV, eccitano parte degli atomi dell'anodo. A seconda del filamento usato e quindi della porzione di anodo investita dal fascio elettronico (Al o Mg) è possibile produrre radiazione X con due energie diverse (1253.6eV o 1486.6 eV).

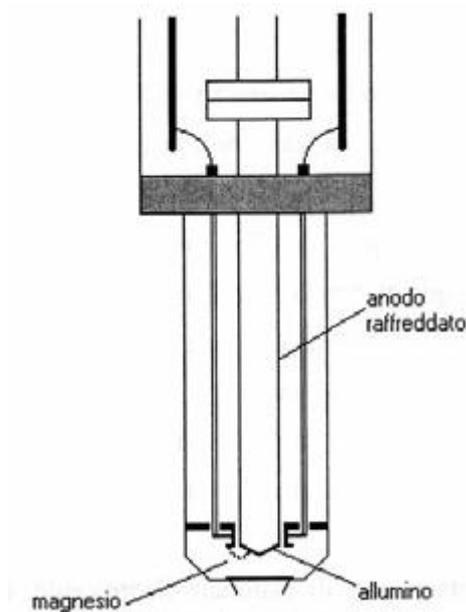


Figura 2.5

Sorgente a Raggi X

§ 2.1.5 Sistema di Acquisizione Dati

Per acquisire i dati è stato utilizzato un computer dotato di una interfaccia Keithley KPCI-3108 per la conversione dei dati analogica-digitale e digitale-analogica.

Il diagramma di flusso del programma di controllo dell'acquisizione è mostrato in figura 4.5. Tramite l'interfaccia si fornisce al sistema di controllo delle lenti dell'analizzatore, un segnale in tensione, in modo tale da fissare l'energia di analisi. Il segnale in uscita dal rate-meter viene quindi acquisito dal calcolatore. Per aumentare il rapporto segnale/rumore viene effettuata una media su acquisizioni successive

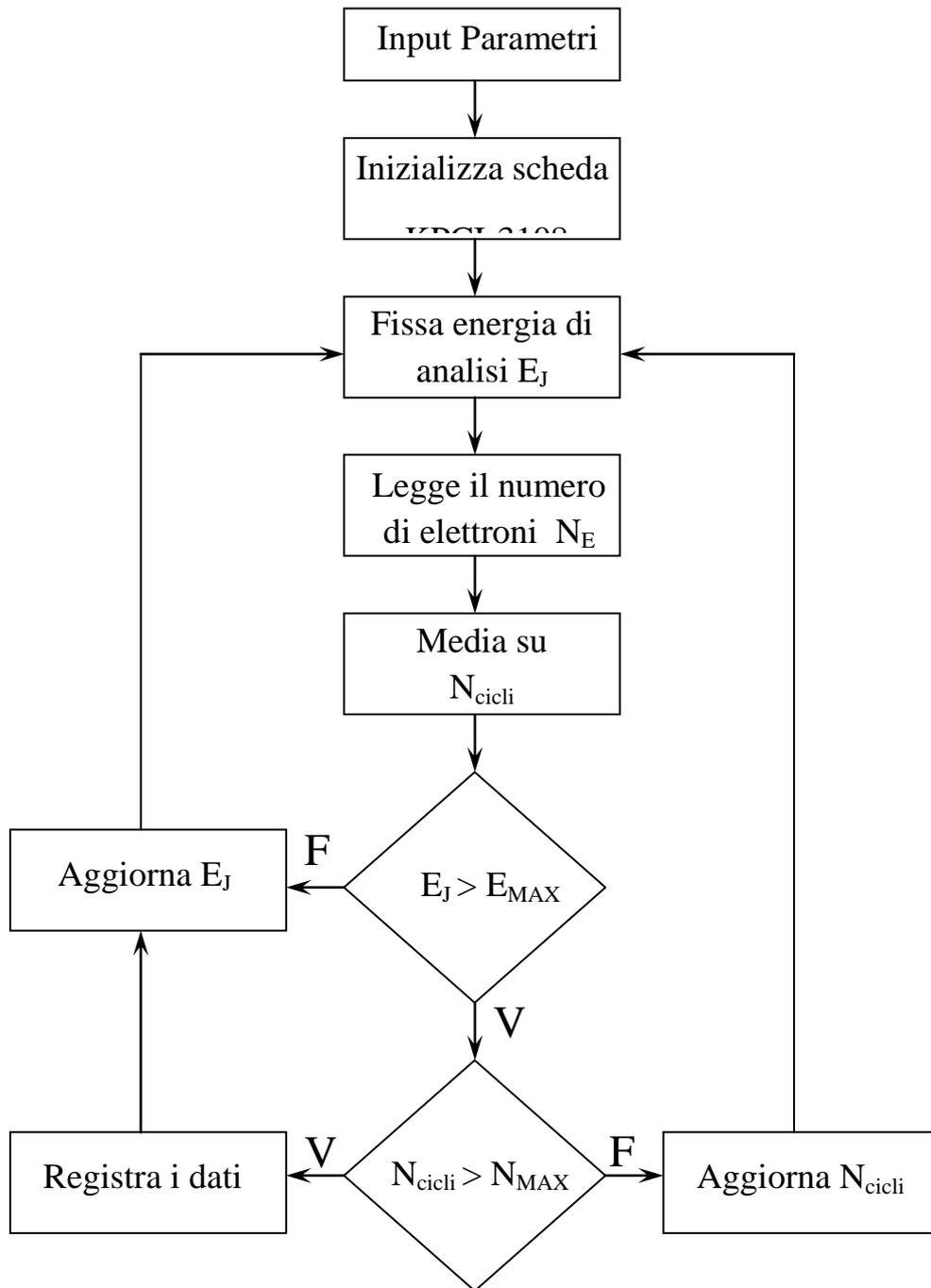


Figura 2.6

Diagramma di flusso del sistema di acquisizione dati

§2.2 Apparato Sperimentale di Frascati



Fig. 2.7

Laboratori DAΦNE Luce – Gruppo V – LNF – INFN

Gli esperimenti sono stati eseguiti in una camera da UHV, rivestita al suo interno da μ metal per ridurre gli effetti del campo magnetico terrestre. L'uso di una Criopompa CTI8 assicura una pressione di $5 \cdot 10^{-10}$ Torr senza utilizzare pompe ioniche, i cui campi magnetici, avrebbero potuto interferire con le basse energie degli elettroni. I campioni sono montati su di un manipolatore Sumitono a dito freddo designato per ottenere temperature stabili sul campione tra 8 – 400 K. I dati sono stati acquisiti a temperatura ambiente.

Il cannone elettronico Omicron è stato settato in modo da produrre fasci stabili in corrente con spot di 0.25 mm^2 per tutte le energie: test di stabilità sono stati eseguiti mediante una Faraday cup. Procedure di rustering assicurano uniformità per le misure di SEY.

Per riuscire a misurare elettroni primari a basse energie, viene applicato al campione una tensione negativa. Questa tensione permette di lavorare a basse energie (vicino a zero eV) garantendo stabilità al cannone elettronico.

§2.2.1 Acquisizione dei Dati Sperimentali

Partendo dalla sua definizione, il SEY (δ) viene calcolato come segue:

$$\delta = I_E / I_0 = (I_0 - I_s) / I_0,$$

dove I_E è la corrente dovuta agli elettroni emessi dal campione; I_0 è la corrente degli elettroni incidenti misurata applicando una tensione positiva ad una Faraday cup (75V) presente nella camera e posta ortogonalmente al piano del cannonte elettronico; I_s è la corrente misurata, dal campione verso massa (applicando una tensione negativa di -75 V al campione), con un picoamperometro Keithley. Durante la misura di SEY, la corrente I_0 deve essere la più piccola possibile (qualche nA a 500eV) per evitare di condizionare il campione durante la misura.

La dose elettronica è definita come $D = Q / A = I_0 T / A$, ove Q è la carica totale incidente per unità di area sulla superficie del campione; I_0 è la corrente incidente sul campione (generalmente di qualche μA) mentre il campione è sottoposto a scrubbing e T è il periodo di tempo che il campione resta esposto al fascio elettronico. L'area viene calcolata assumendo che il fascio elettronico incida sulla superficie del campione con uno spot circolare. L'unità di misura usata per la dose è C/mm^2 .

§ 2.3 SEM

Alcuni campioni studiati nell'ambito di questa tesi, sono stati analizzati mediante microscopia SEM. Il SEM utilizzato è il GENESIS-4000 della EDAX – Environmental Scanning Electron Microscope FEI/Philips, equipaggiato con un sistema di microanalisi a raggi X (EDS: Energy Dispersive X-ray Spectroscopy) con detector a cristallo Si/Li.

Il SEM è costituito dai seguenti elementi (Fig. 2.8):

- 1) una colonna elettronica, dove viene creato il fascio di elettroni;
- 2) una camera da vuoto, dove il fascio elettronico interagisce con il campione;
- 3) vari tipi di rivelatori, che acquisiscono i segnali dell'interazione fascio-campione e li trasferiscono agli elaboratori;
- 4) un schermo, in cui si ricostruisce l'immagine dal segnale.

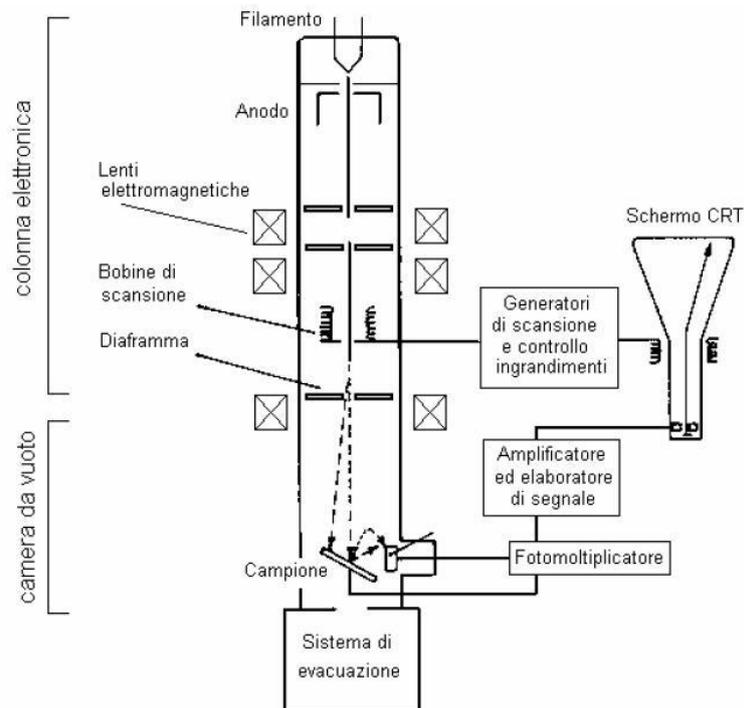


Fig. 2.8

Schema a Blocchi: SEM

La sorgente elettronica (in cima alla colonna, costituita da un filamento di tungsteno) genera un fascio di elettroni per effetto termoionico. Il fascio elettronico è focalizzato da una serie di lenti elettromagnetiche e di fenditure all'interno della colonna, e gli elettroni emessi sono accelerati verso il campione, ad energie variabili, in genere nel range tra 200 eV e 30 keV. All'estremità inferiore della colonna, una serie di bobine di scansione deflettono il fascio fornendogli movimenti alternati lungo linee parallele ed

equidistanti, in modo che, una volta raggiunta la superficie del campione, vada a ricoprirne un'area predefinita. Il fascio uscente dalla colonna, va a colpire il campione all'interno della camera da vuoto. L'interazione fascio-superficie genera emissione di elettroni secondari attraverso i quali si ricavano le immagini dei campioni. Il SEM è equipaggiato con due diversi rivelatori che permettono l'acquisizione di due tipi di segnali:

- 1) elettroni secondari veri (SE) che danno informazioni sulla morfologia del campione:
- 2) elettroni redifussi (RE) che permettono di avere informazioni sulla composizione chimica del campione.

§ Capitolo 3

Risultati Sperimentali

In questo capitolo è mostrato il lavoro svolto e le procedure sperimentali che hanno permesso di ottenere risultati innovativi nell'ambito dello studio degli effetti dell'EC nel LHC.

§ 3.1 Dipendenza dello “Scrubbing” elettronico dall’energia del fascio incidente nel mitigare la formazione dell’EC negli acceleratori.

§3.1.1 Introduzione

Le pareti interne dei moderni acceleratori di particelle, durante la fase operativa, sono soggetti a radiazione di sincrotrone e/o bombardamento elettronico. Questi fenomeni contribuiscono a modificare le proprietà superficiali e a ridurre il SEY. La riduzione del SEY, fenomeno conosciuto come “Conditioning e/o Scrubbing”, risulta vantaggioso per gli acceleratori. Infatti, la luminosità designata per gli acceleratori di particelle come LHC, può essere raggiunta se il SEY delle pareti del beam screen viene fortemente ridotto attraverso lo “scrubbing”, nella fase di “commissioning”. Lo Scrubbing può essere studiato misurando la dipendenza del SEY dalla dose elettronica. Tutti gli esperimenti presenti in letteratura sono stati

eseguiti bombardando delle superfici metalliche a energie fisse di 300-500eV [3,43-45] e 2.5KeV [46,47]. Questi dati mostrano come il SEY inizia a ridursi a partire da una dose di $10^{-6}\text{C}/\text{mm}^2$ fino a raggiungere la saturazione per una dose di $10^{-2}\text{C}/\text{mm}^2$. Misurando la quantità di molecole desorbite dalle superfici bombardate [45] e monitorando la variazione dell'intensità del picco Auger del Carbonio in funzione della dose elettronica, si riesce a dare una prima spiegazione all'origine della riduzione del SEY in funzione della dose: l'azione del bombardamento elettronico induce una pulizia della superficie e un accumulo di specie carboniose provenienti probabilmente dall'interno del materiale stesso [46,47]. Nonostante questi risultati siano utili per capire l'origine del "conditioning" negli acceleratori, non sono sufficienti a capire la dipendenza dello scrubbing in funzione dell'energia del fascio incidente. Inoltre l'energia degli elettroni dell'EC che incidono contro le superfici del beam screen negli acceleratori non sono mai state misurate accuratamente mentre le simulazioni teoriche che studiano la formazione e l'evoluzione dell'EC predicono per tali elettroni energie inferiori a 50 eV. Per questa ragione e per il peculiare comportamento degli elettroni a basse energie [1], si è deciso di studiare tale dipendenza in modo accurato.

§3.1.2 Risultati

Di seguito vengono presentate misure di SEY ottenute bombardando superfici di rame del beam screen del LHC con energie comprese nel range di 10-500 eV. Tutti i dati sono stati acquisiti ad angoli di incidenza normale rispetto alla superficie del campione. Nelle Fig. 3.1 – 3.4 sono presentate curve di SEY in funzione della Dose. Queste curve sono state ottenute bombardando il campione con energie di

500eV (Fig.3.1), 200eV (Fig. 3.2), 50eV (Fig. 3.3) e 10eV (Fig. 3.4) ad un angolo di incidenza normale con la superficie. Queste curve sono consistenti con quelle presenti in letteratura [1,2]: presentano rispettivamente un massimo ed un minimo che dipendono dal campione in esame e dal suo stato di “conditioning”. In queste curve è evidente che il SEY decresce all’aumentare della dose elettronica per ogni energia del fascio primario. Il δ_{max} (il massimo valore del SEY) decresce da un valore iniziale di circa 2.1 ad un valore stabile di circa 1.1 per dosi maggiori di $1 \cdot 10^{-3} \text{C/mm}^2$, mentre l’energia corrispondente E_{max} si sposta verso valori a più bassa energia all’aumentare della dose. Per ogni energia di scrubbing, sono stati evidenziati gli andamenti del δ_{max} in funzione della dose e messi a confronto in un unico grafico (Fig. 3.5). Queste misure mostrano come una dose elettronica compresa tra $8 \cdot 10^{-4}$ e $2 \cdot 10^{-3} \text{C/mm}^2$ sia in grado di ridurre il SEY fino a circa 1.3, mentre è necessaria una dose di circa 10^{-2}C/mm^2 per raggiungere il valore stabile di circa 1.15. Si nota inoltre che l’efficienza dello scrubbing a ridurre il valore di δ_{max} con un fascio elettronico di 50eV e 200eV è simile allo scrubbing elettronico di 500 eV. La situazione cambia per i campioni condizionati con energie inferiori a 50 eV: la riduzione del δ_{max} procede più lentamente rispetto alle energie più alte, ed il valore del δ_{max} corrispondente alla dose di 10^{-2}C/mm^2 è più alto. Queste misure sono state eseguite su diversi campioni di rame del beam screen del LHC. Le sottili differenze osservate per il valore iniziale del δ_{max} non hanno alcun effetto sull’efficienza dello scrubbing a basse energie. Di fatti, simili comportamenti sono stati osservati anche in esperimenti condotti presso il CERN condizionando un campione di rame con fotoelettroni nel range di 100 e 820 eV [28,48].

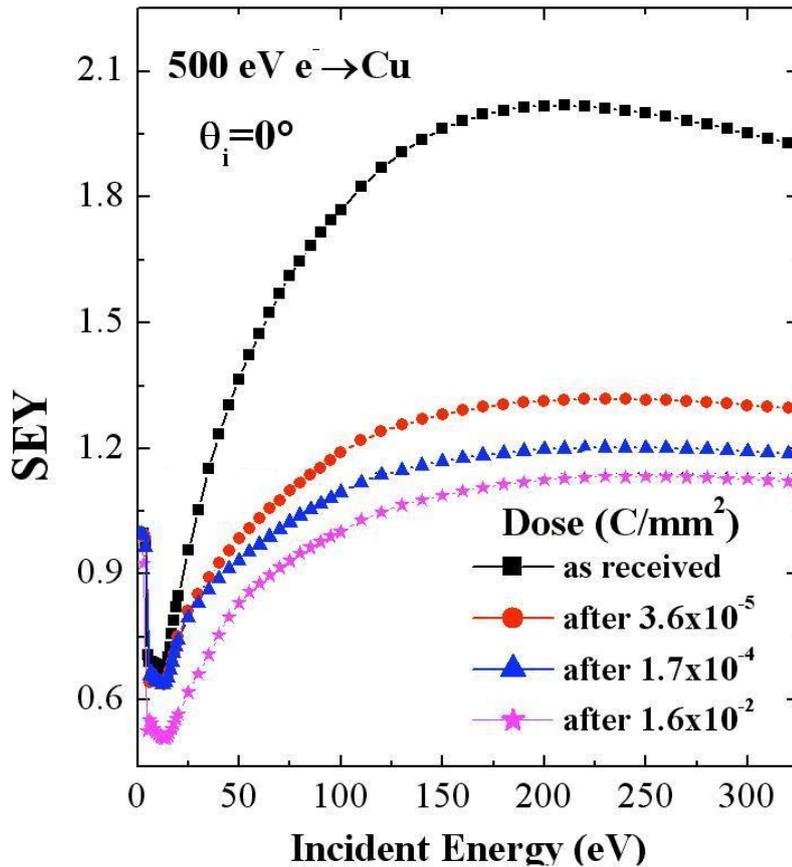


Fig. 3.1

Curve di SEY. Condizionamento a 500eV

Questi dati mostrano in modo evidente come l'efficienza dello scrubbing dipenda dall'energia del fascio incidente. Il tempo necessario ad ottenere una superficie "fully scrubbed" (cioè una superficie il cui δ_{max} resta costante all'aumentare della dose) è conseguentemente differente soprattutto per energie di scrubbing più basse. Nella Fig.3.5 il δ_{max} finale raggiunto a 10 e 20 eV è circa 1.3. Grazie ad irradiazione successiva a 200 eV, si raggiunge un valore finale di 1.15 per il δ_{max} .

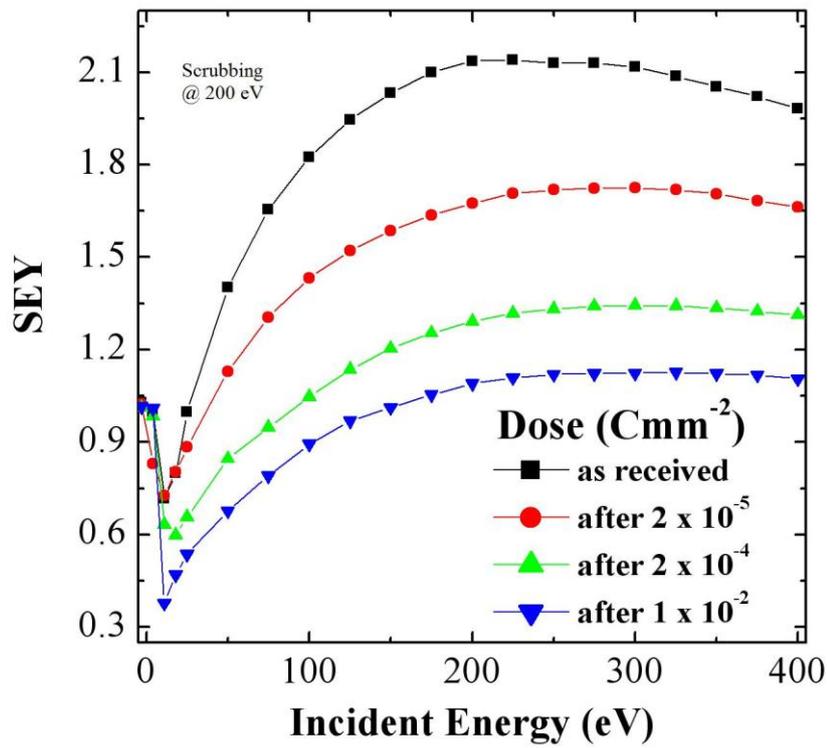


Fig. 3.2

Curve di SEY. Condizionamento a 200eV

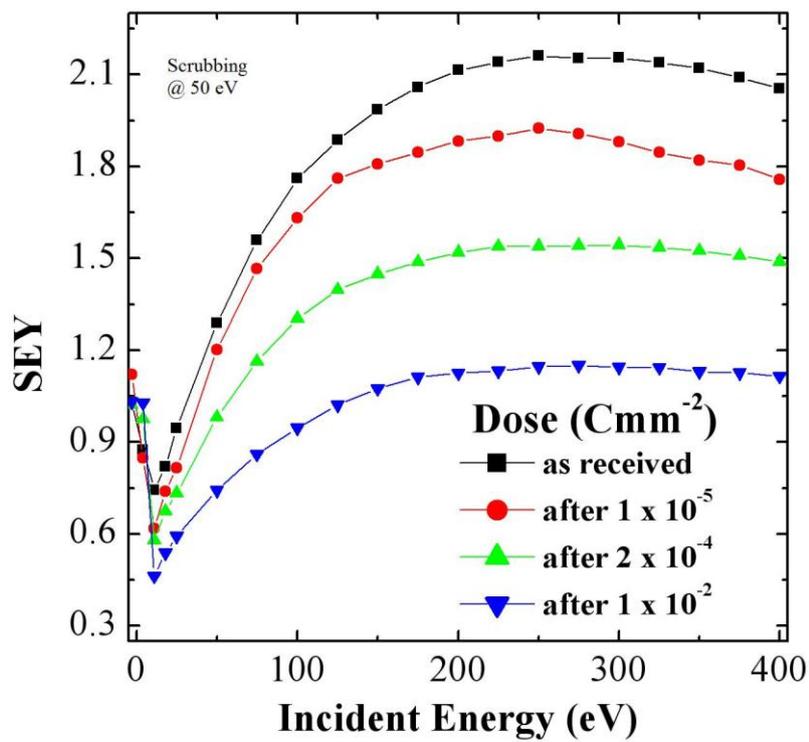


Fig. 3.3

Curve di SEY. Condizionamento a 50eV

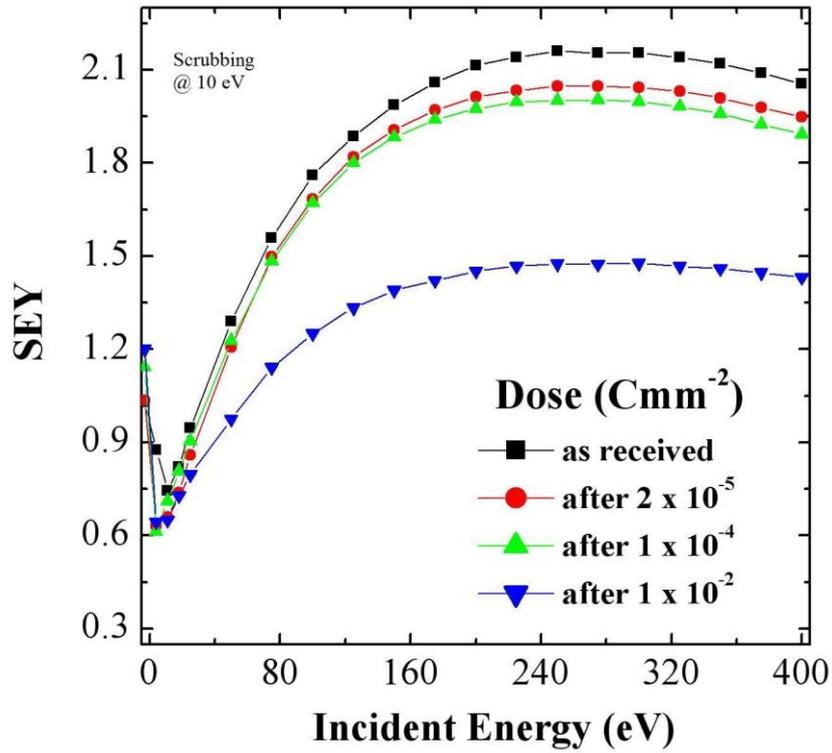


Fig. 4.4

Curve di SEY. Condizionamento a 10eV

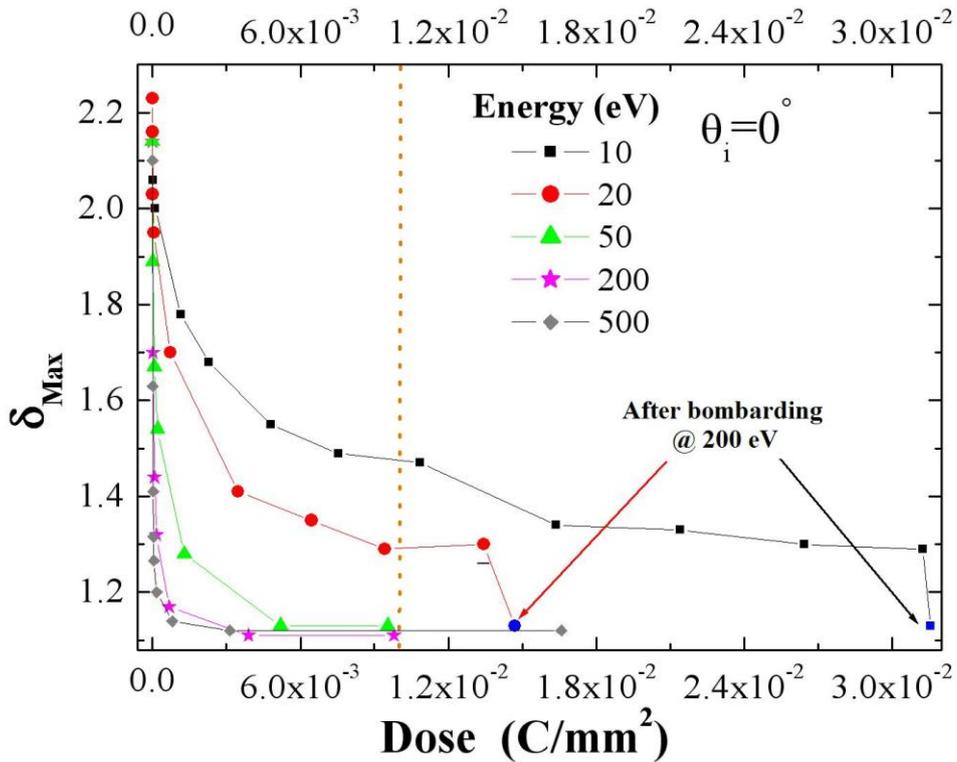


Fig. 3.5

Andamento del δ_{max} in funzione della dose per diverse energie incidenti sul campione

§ 3.2 Processi di “Scrubbing” su superfici di rame del beam screen del LHC indotti da bombardamento elettronico

§3.2.1 Introduzione

Viene presentato uno studio della distribuzione energetica degli elettroni emessi da una superficie rappresentativa del beam screen del LHC a seguito di bombardamento elettronico. Motivati dai risultati appena discussi nel paragrafo precedente, si è deciso di studiare tale distribuzione per diverse energie del fascio incidente: 200, 50 e 20eV.

Grazie ad un analizzatore elettronico goniometrico (GEA), è stato possibile acquisire spettri elettronici (EDC: curve di distribuzione energetica) emessi da campioni di rame rappresentativi del beam screen del LHC, in funzione dei processi di scrubbing (ossia della dose elettronica). Lo studio di questi spettri ha consentito di calcolare, per la prima volta in questo contesto, gli andamenti dei vari contributi degli elettroni RE, EE ed SE che concorrono al SEY. Le componenti elastiche e rediffuse (EE e RE) vengono ipotizzate indipendenti dai processi di scrubbing [1] attraverso osservazioni indirette: studi sperimentali di questo tipo non sono attualmente presenti in letteratura. La Fig.3.6 riporta lo spettro energetico di elettroni emessi da un campione di rame del beam screen del LHC a temperatura ambiente, bombardato con elettroni di 200 eV ad un angolo di incidenza $\Theta_I=0^\circ$ ed un angolo di emissione $\Theta_E=55^\circ$ (entrambi misurati rispetto alla normale alla superficie del campione).

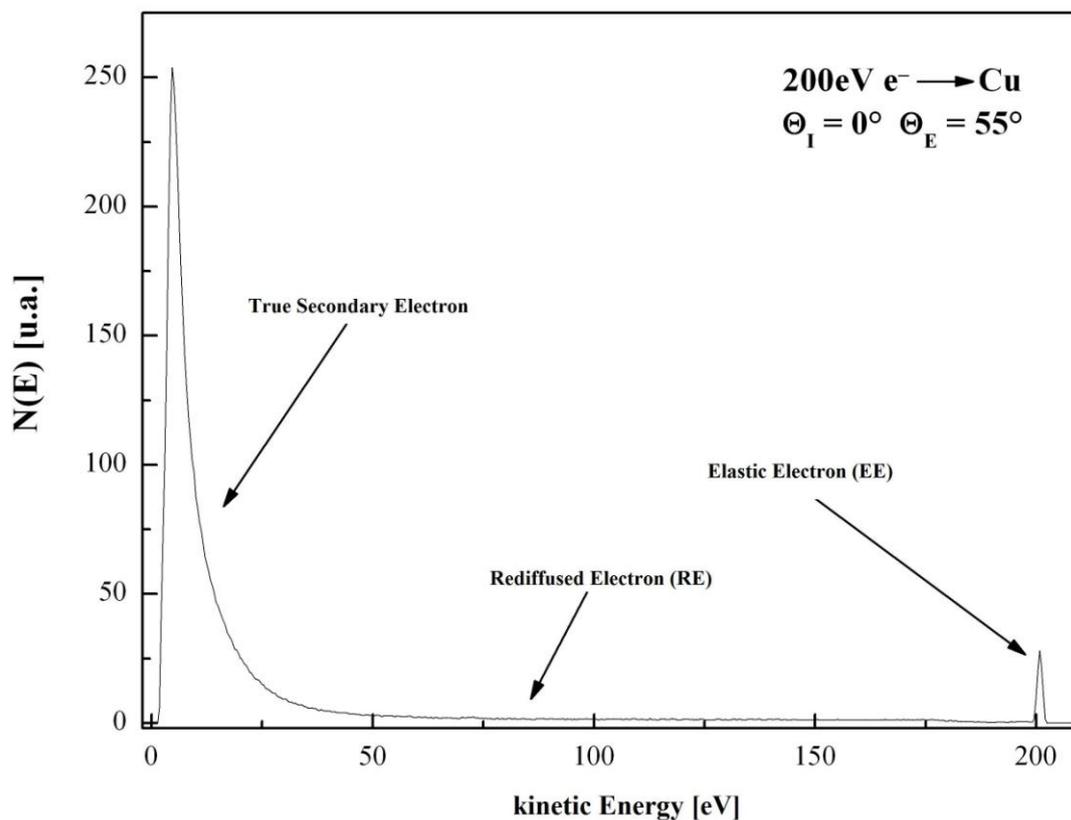


Fig. 3.6

Spettro di emissione di elettroni secondari emessi da un campione di rame indotto da un fascio primario di 200 eV

Inoltre, la Fig.3.6 mostra le tre regioni in cui gli spettri elettronici sono convenzionalmente divisi [16,26,50] nei vari codici di simulazione, impiegati nello studio delle prestazioni degli acceleratori.

Da questi dati si evince che lo spettro degli elettroni secondari si sovrappone in modo significativo con quello degli elettroni rediffusi, rendendo questa distinzione piuttosto arbitraria soprattutto per energie del fascio primario inferiori a 50 eV. Tuttavia una separazione più affidabile tra i vari contributi può essere ottenuta (come si fa usualmente negli studi di emissione di elettroni [51]) sottraendo dallo spettro degli elastici e dei rediffusi, una funzione che decresce monotonicamente e che rappresenta un “background” di elettroni SE (vedi Fig.3.7).

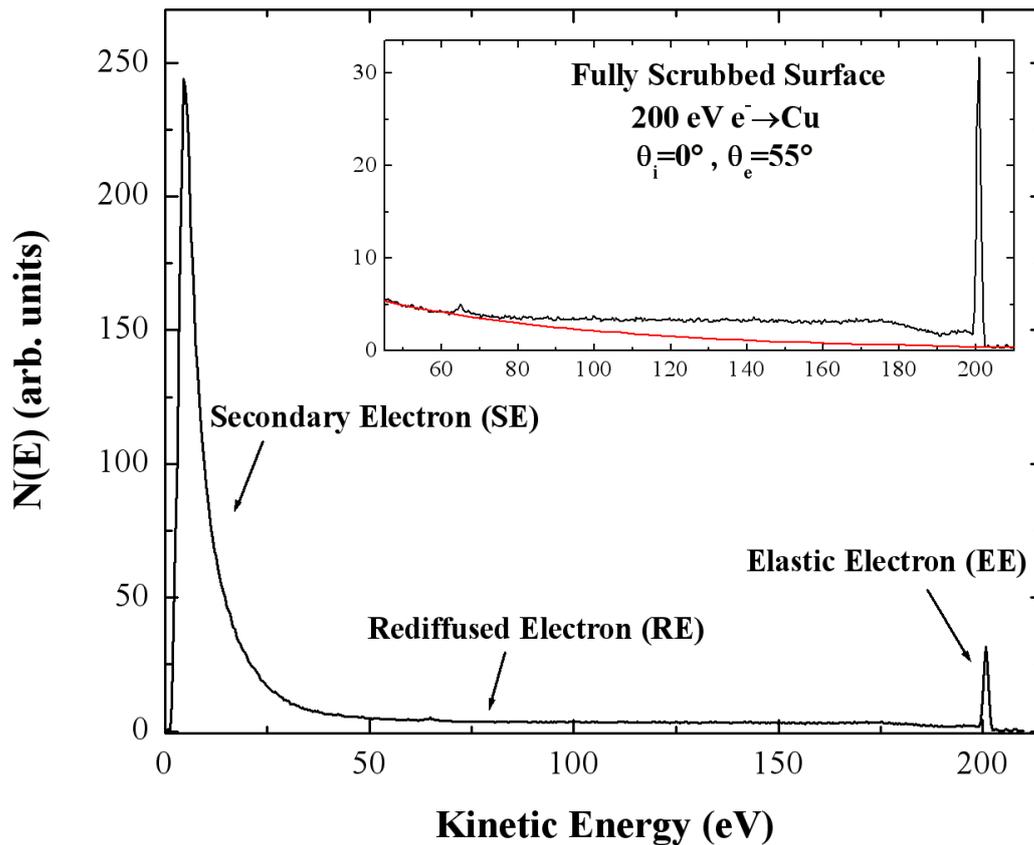


Fig.3.7

Curve di Distribuzione Energetiche (EDC) da una superficie di rame rappresentativo del beam screen del LHC indotte da elettroni con energia di 200 eV nella geometria angolare $\Theta_i=0^\circ$, $\Theta_E=55^\circ$. L'inserto riporta un esempio di come si sottrae il background di SE allo spettro elettronico attraverso una funzione monotonicamente decrescente tra i range di energia degli EE e dei RE

§ 3.2.2 Acquisizione dei Dati Sperimentali

Inizialmente s'individua una posizione della superficie del campione che si vuole analizzare e si procede con una misura di zero, esaminando così lo stato della superficie del campione, prima di sottoporlo a qualsiasi tipo di irraggiamento elettronico. Successivamente si acquisiscono le prime curve EDC anche in

funzione dell'angolo di incidenza (come vedremo più avanti), per diversi valori di Θ_i , ad un angolo di emissione fisso Θ_E rispetto alla normale alla superficie del campione. Infine si effettua una misura iniziale del SEY.

Dopo queste operazioni preliminari, inizia lo scrubbing del campione. Si fissa l'energia del fascio elettronico incidente e si espone il campione ad irradiazioni elettroniche progressive per diversi tempi e per correnti diverse del fascio elettronico. Dopo ogni irradiazione si acquisiscono nuovamente spettri elettronici (EDC) ad una fissata energia del fascio primario e si effettuano misure di SEY. Si procede pertanto con irradiazioni successive fino a quando il SEY rimane costante all'aumentare della dose. Questo stato di condizionamento della superficie è detto "Fully Scrubbed Surface".

Partendo dalla sua definizione, il SEY ($\delta = I_E / I_0$) viene calcolato nel seguente modo: per stimare il numero di elettroni incidenti sul campione, questo viene polarizzato positivamente con una tensione ($V_{bias} \approx +20eV$). La corrente I^+ letta dal picoamperometro sarà:

$$I^+ = I_0$$

in quanto $I_E = 0$. Polarizzando negativamente il campione ($V_{bias} \approx -20eV$), la corrente letta dal picoamperometro sarà: $I^- = I_0 - I_E$.

$$\text{Per tanto } \delta = \frac{I_E}{I_0} = \frac{I^* - I^-}{I^+} = 1 - \frac{I^-}{I^+}$$

L'energia che effettivamente arriva sul campione E , sarà data dalla differenza tra l'energia del fascio incidente E_f e l'energia di polarizzazione E_p . Nel range di energia (del fascio primario) compreso tra 1000 eV fino a 20 eV, si fissano determinati valori di energia per i

quali si calcola il δ e si costruiscono le curve di SEY in funzione dell'energia E .

§ 3.2.3 Risultati

La Fig.3.8 mostra curve di SEY in funzione della dose ottenute bombardando un campione di rame del beam screen del LHC rispettivamente con un fascio di 200 e 20 eV.

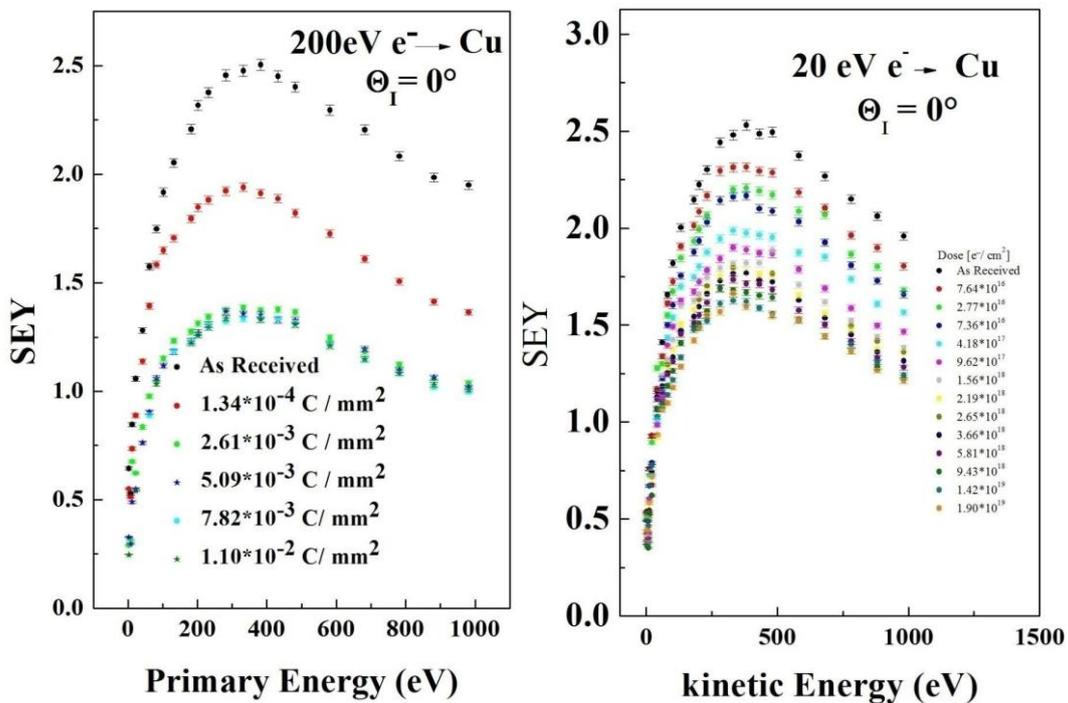


Fig. 3.8

Curve di SEY di un campione di rame del beam screen del LHC, indotte da elettroni con energie di 200 e 20 eV, in funzione della dose.

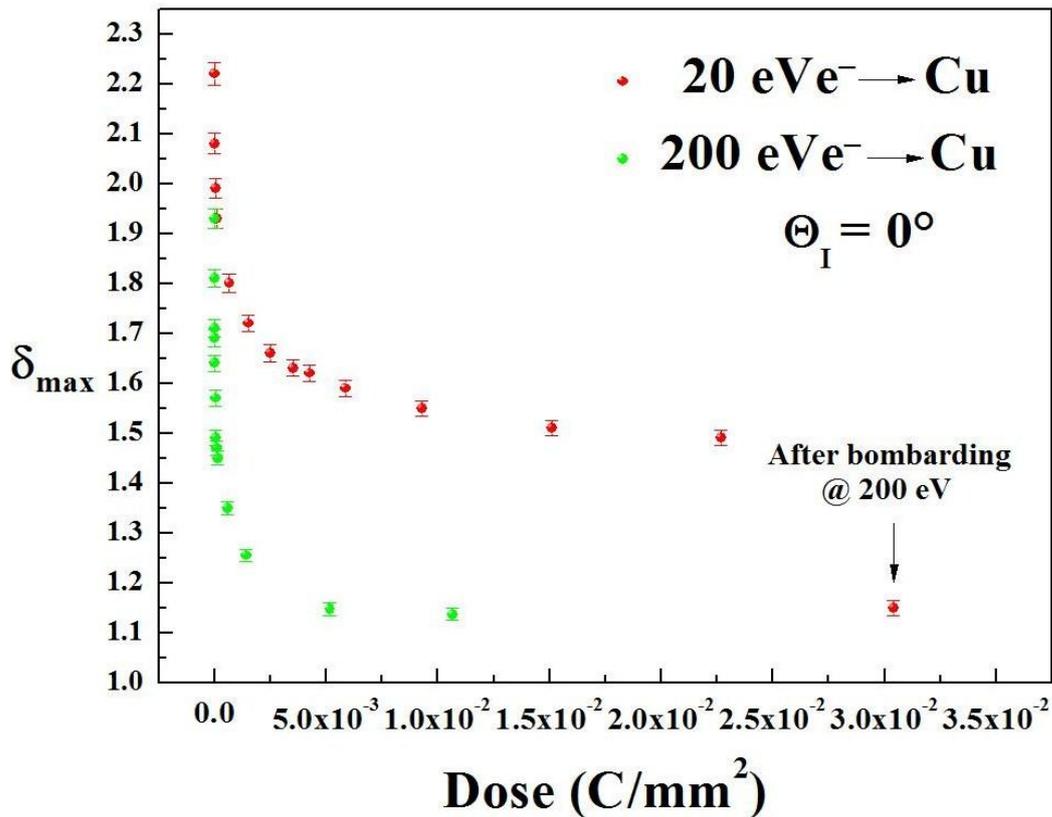


Fig. 3.9

δ_{max} in funzione della dose relativi a due processi di scrubbing diversi: 20 e 200 eV

La Fig.3.9 mette a confronto l'efficacia dello scrubbing a 200eV e a 20eV. Anche in questo caso si osserva come l'effetto dello scrubbing a 200 eV sia più incisivo, in quanto bastano dosi inferiori, per ottenere valori più bassi di δ_{max} .

Di seguito vengono riportati i risultati sperimentali ottenuti bombardando la superficie in esame con un fascio elettronico a 200 eV.

La Fig.3.10 mostra le curve EDC che sono state acquisite in funzione della dose evidenziando rispettivamente un dettaglio della zona dello spettro relativo ai secondari (0 – 50 eV) ed al picco elastico. Si può subito osservare come l'intensità dei secondari diminuisca

sensibilmente all'aumentare della dose mentre il picco elastico resta sostanzialmente invariato

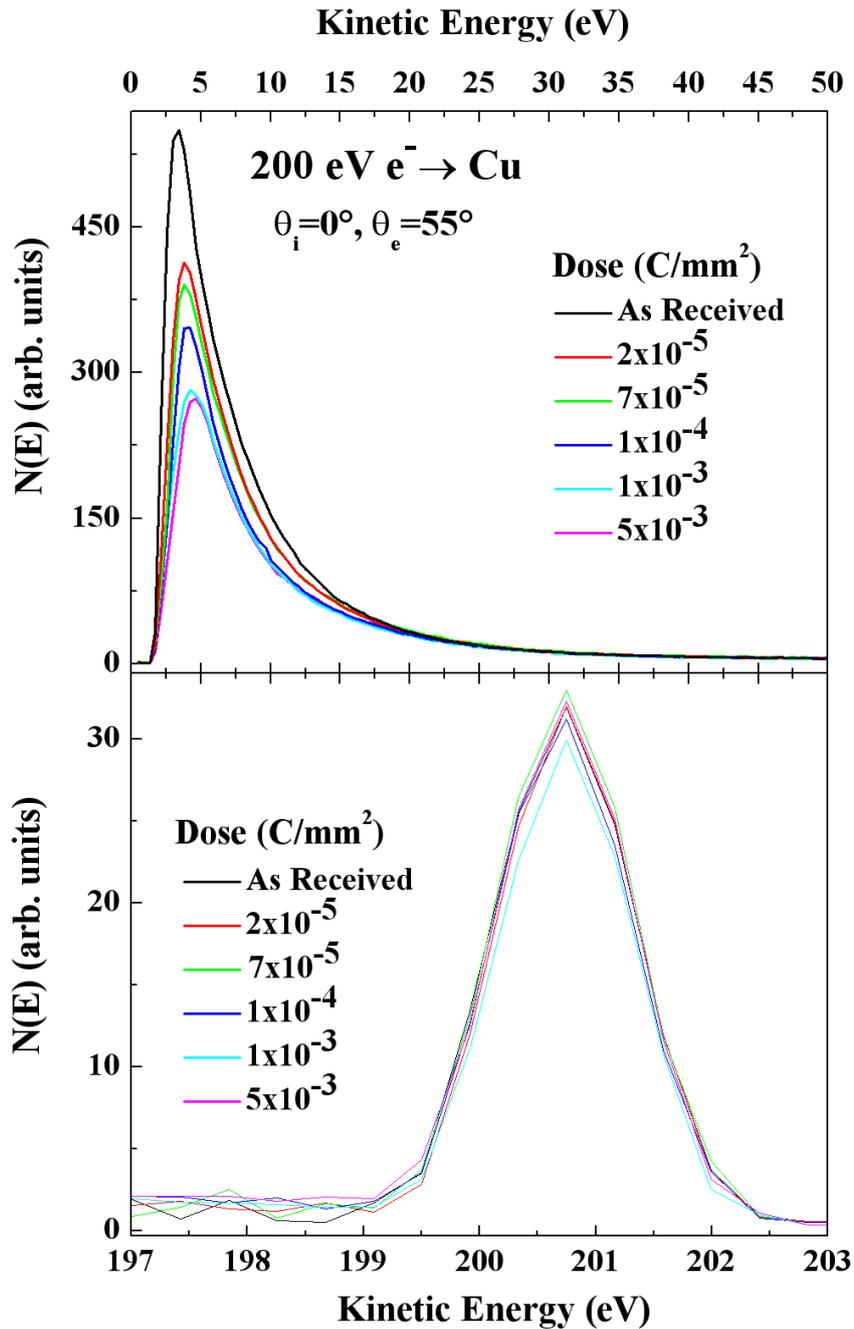


Fig. 3.10

Curve EDC di un campione di rame del beam screen del LHC, indotte da elettroni con energia di 200 eV, in funzione della dose, nella geometria angolare $\Theta_I = 0^\circ$, $\Theta_E = 55^\circ$. In alto viene evidenziata la regione dello spettro dei secondari ed in basso quella relativa al picco elastico

Dai dati disponibili è stato possibile calcolare le intensità dei vari contributi che concorrono al SEY in funzione dei processi di scrubbing a 200 eV, come mostrato in Fig.3.11.

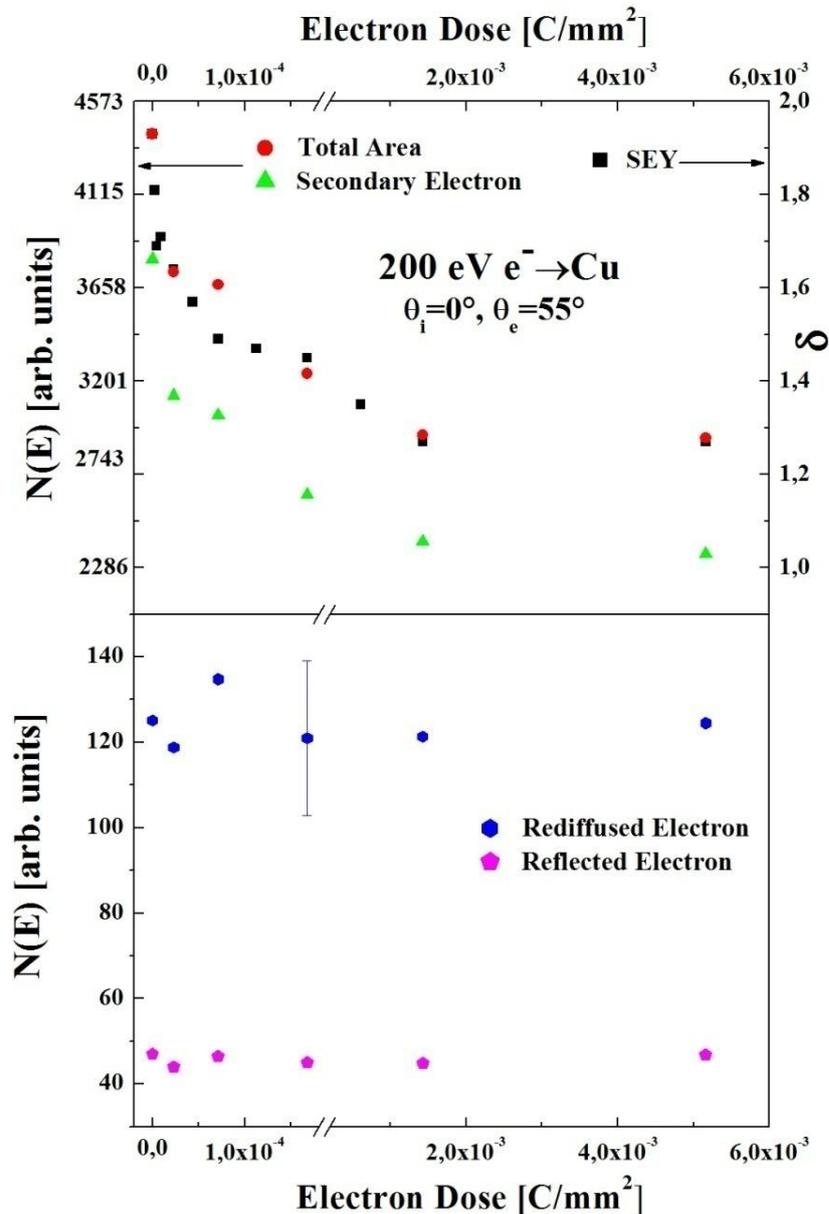


Fig. 3.11

In alto vengono messi a confronto gli andamenti dell'area totale degli spettri EDC con il corrispondente δ_{max} (asse di riferimento a sinistra) e vengono mostrati gli andamenti dei SE in funzione della dose. In basso vengono mostrati gli andamenti degli EE e RE in funzione della dose dopo aver sottratto il background di elettroni secondari.

In Fig. 3.11, per confronto, viene riportato anche l'andamento di δ_{max} in funzione della dose. Ciò che si osserva è che l'area totale degli spettri ha lo stesso comportamento del SEY anche se l'area totale è relativa all'emissione di elettroni per un angolo solido di circa 2° mentre il SEY totale è calcolato su tutto l'angolo solido. Questo risultato permette di capire in che rapporto stanno le aree totali delle curve EDC con il SEY e conferma come gli andamenti dei vari contributi che concorrono allo yield possono essere calcolati attraverso semplici integrazioni numeriche della distribuzione energetica degli elettroni.

La Fig. 3.11 mostra come gli elettroni secondari veri decrescono all'aumentare della dose. Questo è probabilmente dovuto al desorbimento di molecole dalla superficie del campione a seguito del bombardamento elettronico [1,52,53]. Questo processo porta ad una variazione della funzione lavoro, come si può capire dalla traslazione del punto di partenza e del massimo dello spettro dei secondari (Fig. 3.10). Inoltre si osserva, che gli elettroni elastici e rediffusi (EE e RE) non cambiano con i processi di scrubbing come proposto da Furmann et al [1].

Nella Fig. 3.12 sono mostrate curve EDC ottenute sottoponendo un campione del beam screen del LHC a processi di scrubbing con 50eV. Si osserva come il picco elastico inizi ad essere predominante rispetto ai secondari. In questo caso non è stato possibile calcolare il contributo dei rediffusi. Nella Fig. 3.13 vengono mostrati gli andamenti degli elastici e dei secondari in funzione della dose. Anche in questo caso sono i secondari che concorrono maggiormente al SEY totale mentre gli elastici si mantengono ancora costanti. Valgono le stesse considerazioni fatte per i processi di scrubbing a 200eV.

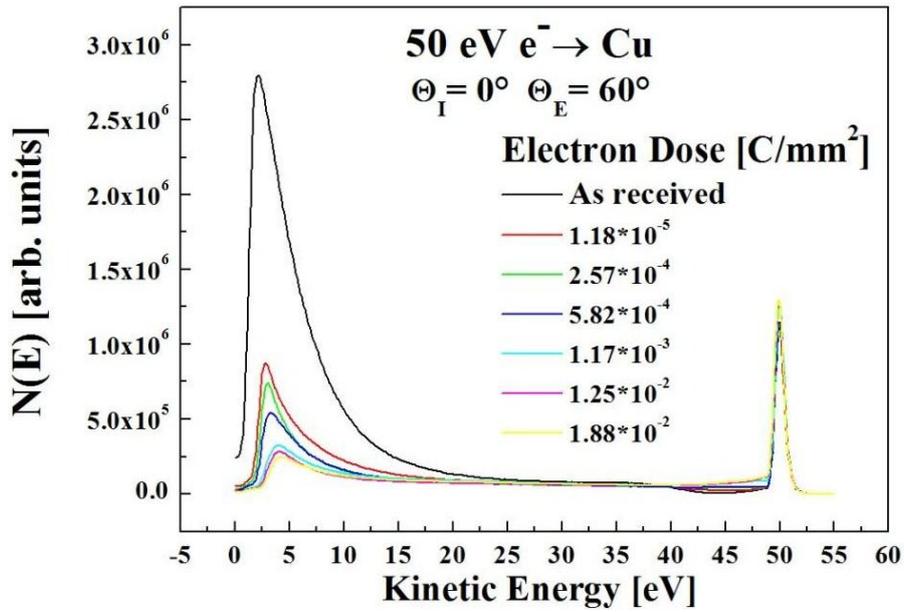


Fig. 3.12

Curve EDC di un campione di rame del beam screen del LHC, indotte da elettroni con energia di 50 eV, in funzione della dose, nella geometria angolare $\Theta_I=0^\circ \quad \Theta_E=60^\circ$

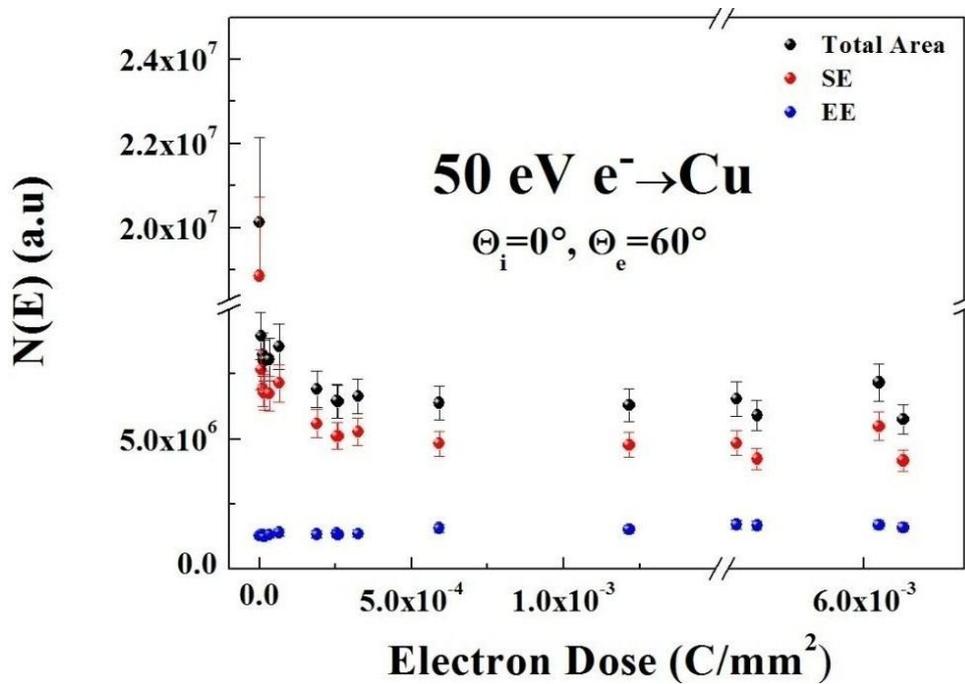


Fig. 3.13

Andamenti dei SE ed EE per un campione di rame del beam screen del LHC, indotti da elettroni con energia di 50 eV, in funzione della dose, nella geometria angolare $\Theta_I=0^\circ, \Theta_E=60^\circ$.

La Fig. 3.14 mostra curve EDC per processi di scrubbing a 20 eV. L'intensità del picco elastico diventa predominante rispetto ai secondari. Questo è dovuto probabilmente al libero cammino medio degli elettroni nella materia. A basse energie, gli elettroni interagendo debolmente con la materia, non riescono ad eccitare elettroni del solido e la maggior parte di essi sono riflessi elasticamente.

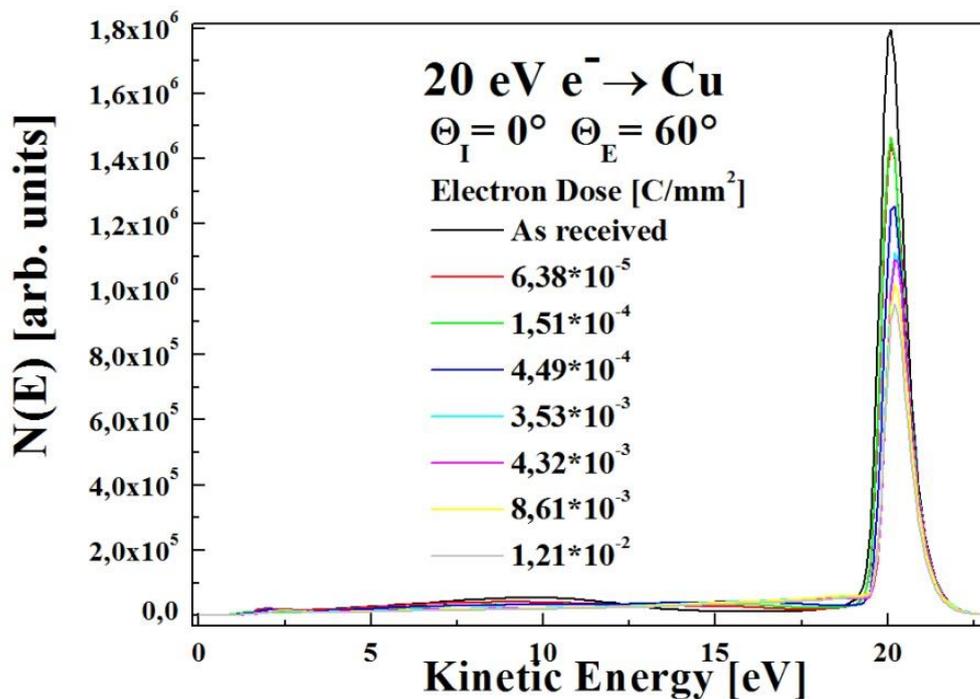


Fig. 3.14

Curve EDC di un campione di rame del beam screen del LHC, indotte da elettroni con energia di 20 eV, in funzione della dose, nella geometria angolare $\Theta_I=0^\circ$, $\Theta_E=60^\circ$

Calcolando gli andamenti degli elettroni SE e EE in funzione della dose, si nota che a basse energie gli EE concorrono maggiormente al SEY totale mentre i SE sono indipendenti dai processi di scrubbing (Fig. 3.15)

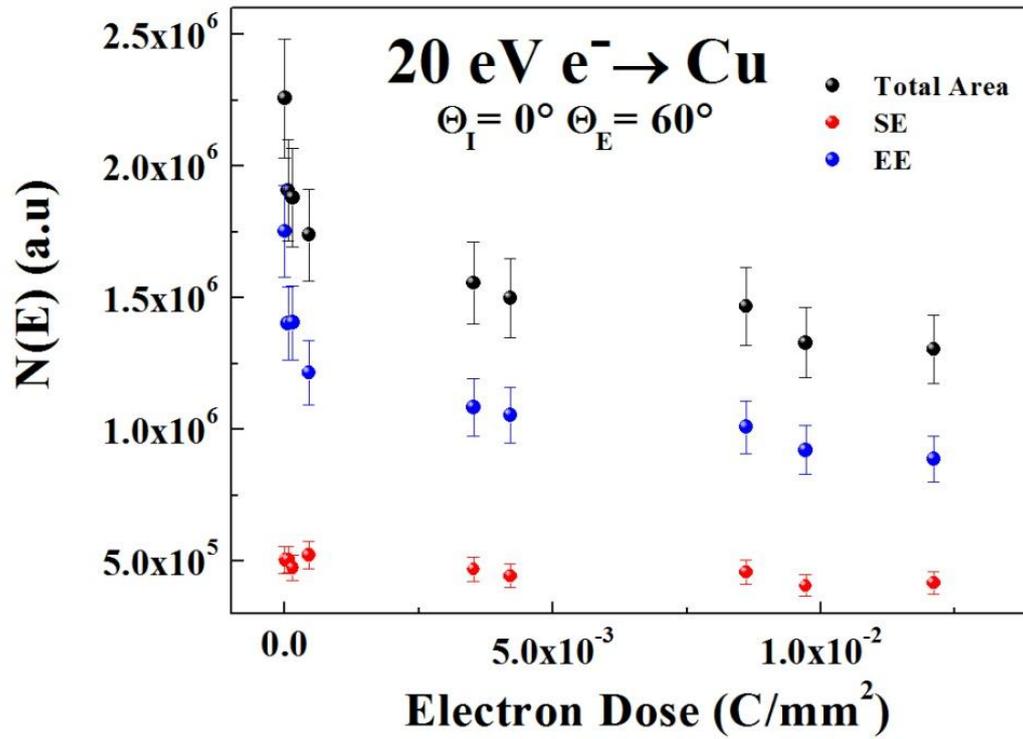


Fig. 3.15

Andamenti dei SE ed EE per un campione di rame del beam screen del LHC, indotti da elettroni con energia di 20 eV, in funzione della dose, nella geometria angolare $\Theta_I=0^\circ$, $\Theta_E=60^\circ$.

§ 3.3 Dipendenza angolare dell'emissione di elettroni secondari da superfici di rame indotte da bombardamento elettronico

§ 3.3.1 Introduzione

Viene presentato uno studio della distribuzione energetica di elettroni, emessi da superfici di rame rappresentativi del beam screen del LHC, indotta da elettroni lenti in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario. I lavori presenti in letteratura sono inerenti a misure di SEY ad energie di 400 eV [55,56] e 500 eV [57], e alla distribuzione energetica di elettroni emessi da un campione (EDC) in funzione dell'energia del fascio elettronico incidente [58]. Non sono presenti in letteratura misure sulla dipendenza angolare di EE in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario di elettroni. Kirby presenta uno studio del SEY in funzione dell'angolo di incidenza e dei processi di scrubbing [7] (§1.2,2), senza però separare il contributo dei SE dagli EE. Comunemente in tutte le simulazioni teoriche si assume che la riflettività sia indipendente dall'angolo di incidenza del fascio primario [59] o la si considera attraverso una funzione $f(\Theta_I)$ che cresce monotonicamente con l'angolo d'incidenza, a condizione che $f(\Theta_I=0)=1$ e $f(\Theta_I=\theta/2) \approx 1.5$ [50]. Vengono così analizzati gli spettri degli elettroni emessi dal campione (EDC), in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario distinguendo i vari contributi degli elettroni RE, EE ed SE per diverse energie del fascio primario su superfici fully scrubbed.

§3.3.2 Risultati

Vengono presentati inizialmente i dati sperimentali ottenuti bombardando la superficie in esame con un fascio elettronico di 200 eV. Nelle Fig. 3.16 e 3.17 sono evidenziate le regioni dello spettro relative ai Secondari e agli Elastici al variare dell'angolo di incidenza del fascio primario, ad un angolo di emissione fissato $\Theta_E=55^\circ$. Si può notare come l'intensità di emissione aumenti man mano che ci si sposti dalla normale alla superficie ad angoli radenti la superficie stessa.

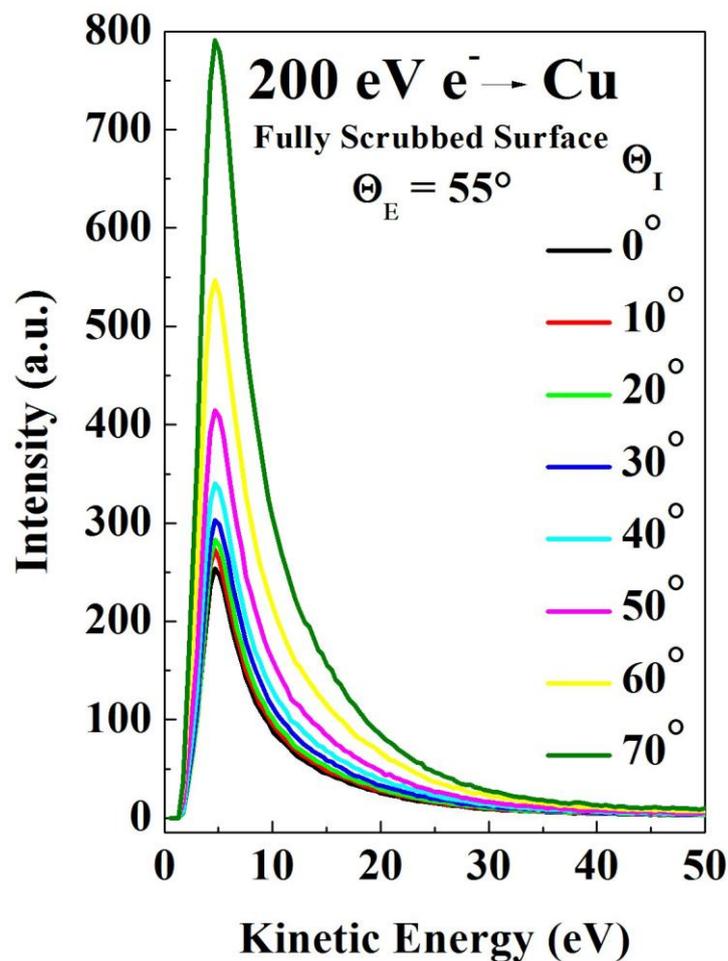


Fig. 3.16

Andamento degli elettroni SE nelle curve EDC, indotto da elettroni con energia di 200 eV, in funzione dell'angolo di incidenza Θ_I per un angolo di emissione fissato $\Theta_E=55^\circ$

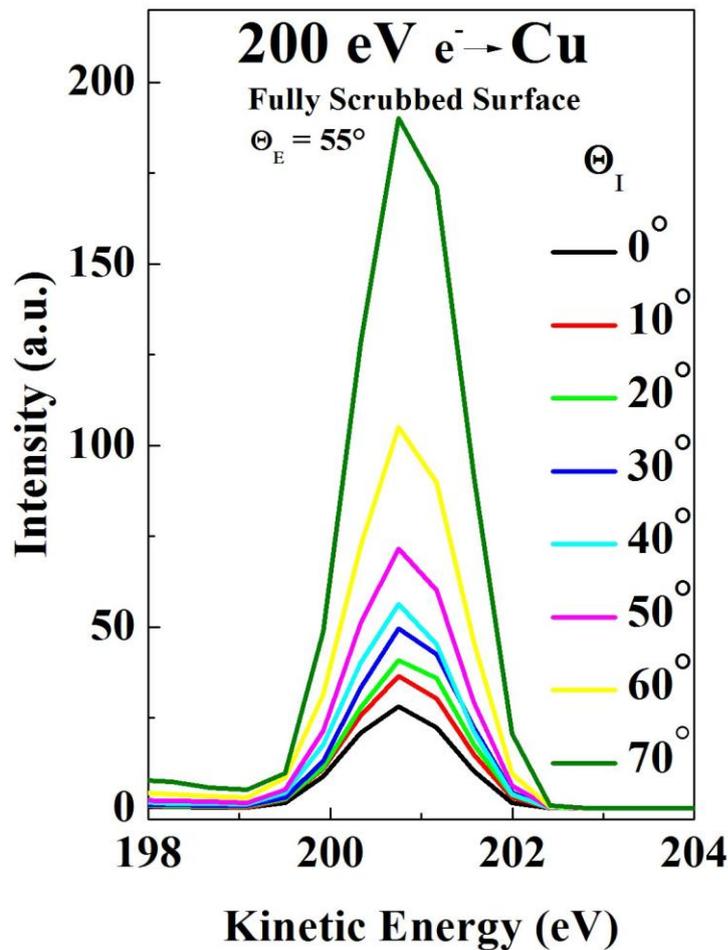


Fig. 3.17

Andamento degli elettroni EE nelle curve EDC, indotto da elettroni con energia di 200 eV, in funzione dell'angolo di incidenza Θ_I per un angolo di emissione fissato $\Theta_E=55^\circ$

Anche in questo caso, dai dati disponibili è stato possibile sottrarre il background di SE ai RE ed EE ed, attraverso semplici integrazioni numeriche, calcolare i vari contributi dei SE, EE ed RE al SEY ed il rapporto $R_{SE/EE}$ tra gli elettroni secondari ed elastici ed il rapporto $R_{RE/EE}$ tra i rediffusi ed elastici. Nella Fig. 3.18 e nella Fig. 3.19 sono riportati gli andamenti dei vari contributi in funzione dell'angolo di incidenza Θ_I .

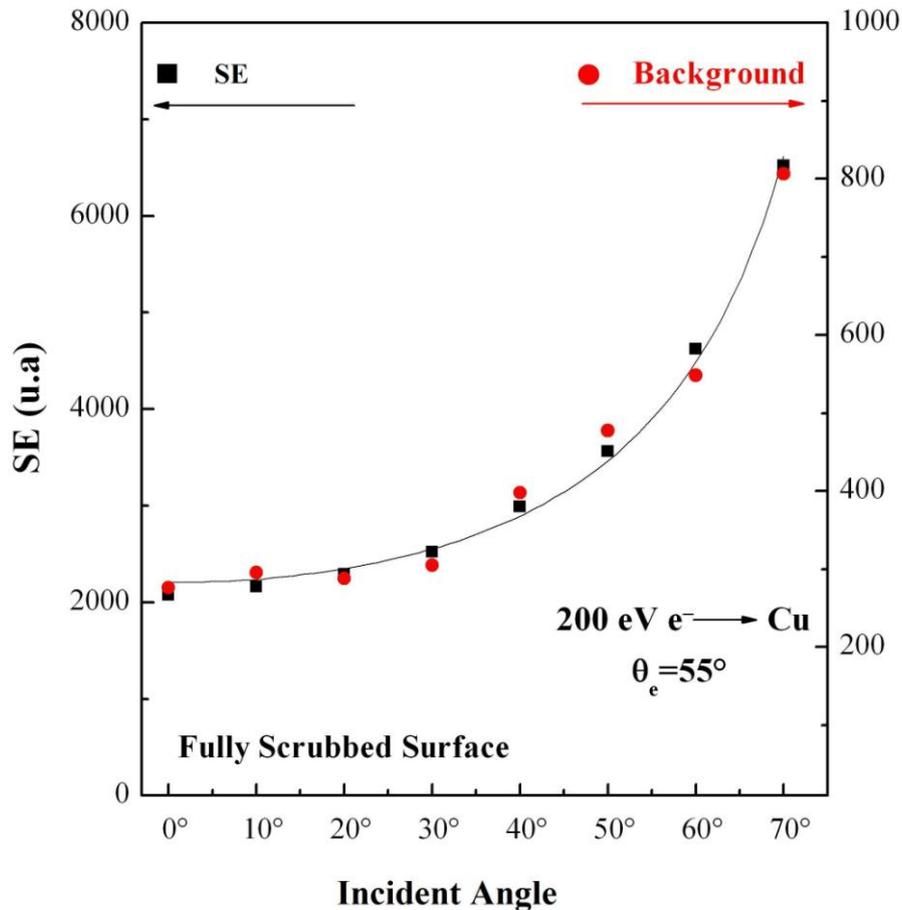


Fig. 3.18

Andamento dell'intensità dei SE e del background di SE in funzione dell'angolo di incidenza, per un angolo di emissione fissato $\Theta_E=55^\circ$. La curva dei SE è stata "fittata" con una funzione $\text{Acos}(\Theta_I)^{-1}$.

Si osserva chiaramente come l'intensità dei SE vari con una legge del tipo $\text{Acos}(\Theta_I)^{-1}$ in accordo con i dati presenti in letteratura [16]. La crescita dell'intensità dei SE all'aumentare dell'angolo di incidenza Θ_I , è dovuta alla piccola profondità di fuga degli elettroni secondari. A piccoli angoli di incidenza, il fascio elettronico può penetrare più in profondità nella superficie ed eccitare elettroni che saranno però attenuati prima di arrivare in superficie e conseguentemente non

avranno energia sufficiente per uscire dal campione. Diversamente gli elettroni che vengono eccitati ad angoli più radenti, sono quelli che si trovano a profondità minori rispetto ai precedenti e saranno perciò favoriti nell'emissione.

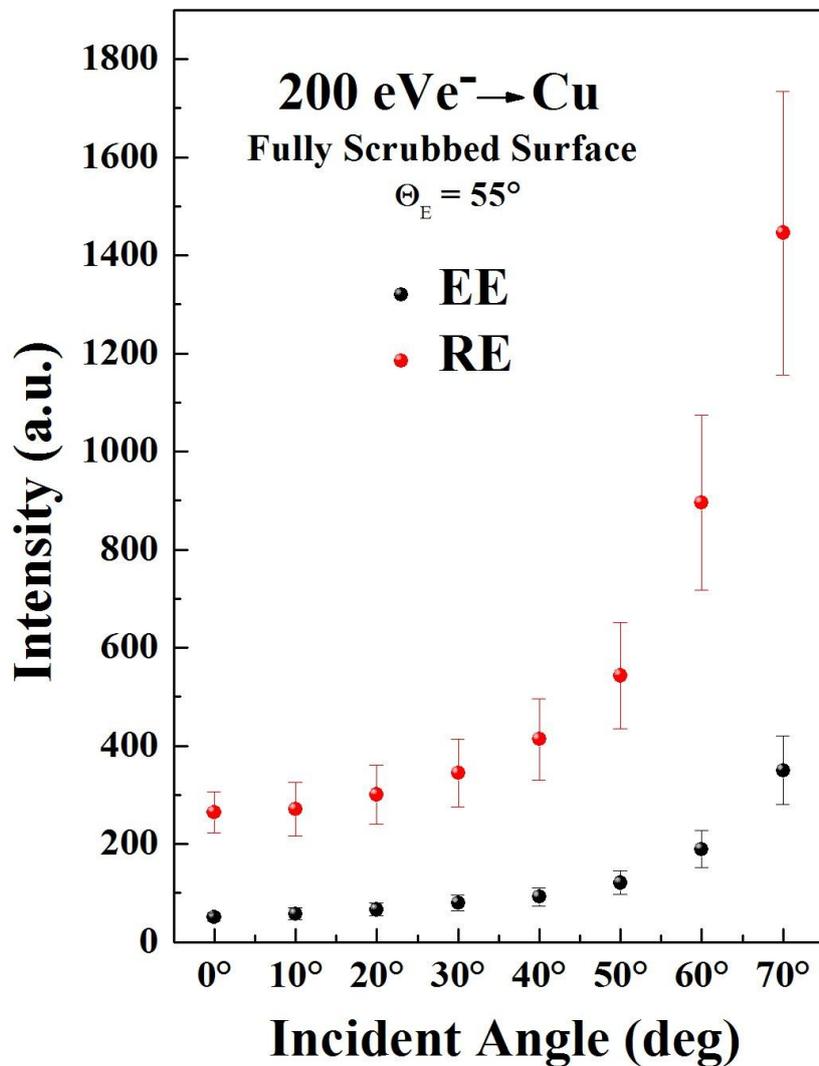


Fig. 3.19

Andamenti degli EE e dei RE, per un campione di rame del beam screen del LHC fully scrubbed, indotti da elettroni con energia di 200 eV in funzione dell'angolo di incidenza Θ_I per un angolo di emissione fissato $\Theta_E=55^\circ$

Dalla Fig. 3.18 si evince anche che gli andamenti dei SE e del background di elettroni SE hanno la stessa dipendenza angolare e che il contributo del background di elettroni SE ai SE è trascurabile. Diversamente però, questo dimostra come il background di elettroni SE dia comunque un importante contributo al SEY nel range energetico dello spettro superiore ai 50 eV, e per tanto, deve essere preso in considerazione per il calcolo degli yield dei RE ed EE. E' inoltre da notare come anche l'intensità degli EE vari in funzione di Θ_i , crescendo più velocemente dei SE.

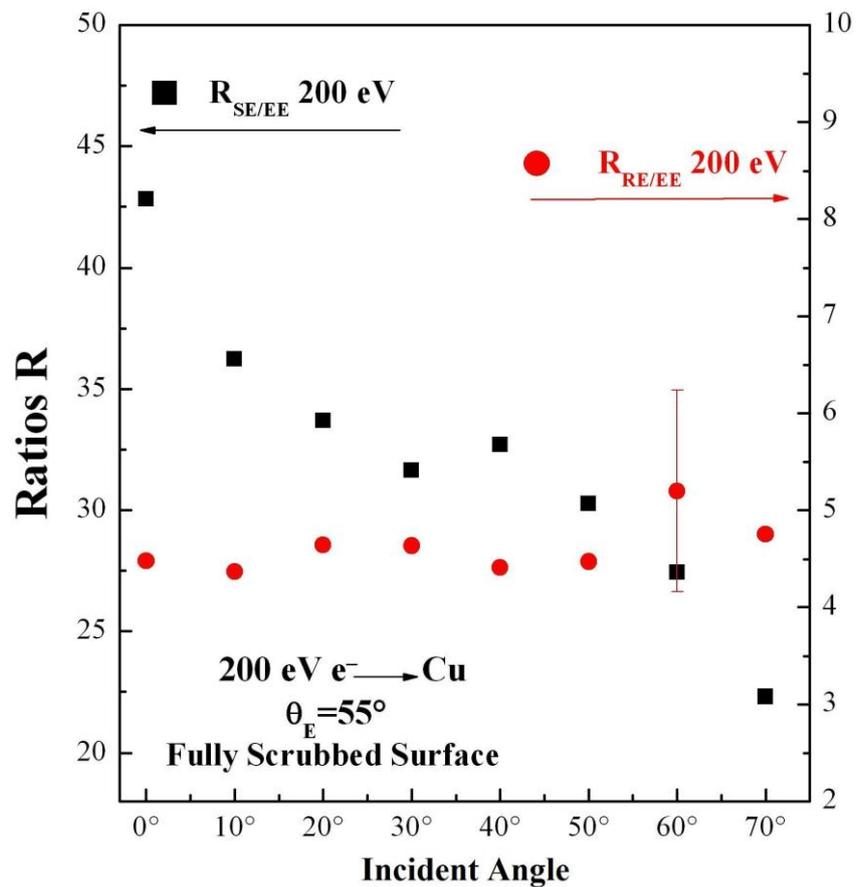


Fig 3.20

Rapporti $R_{SE/EE}$ tra gli elettroni secondari ed elastici e $R_{RE/EE}$ tra gli elettroni rediffusi ed elastici in funzione dell'angolo di incidenza Θ_i per un angolo di emissione fissato $\Theta_E=55^\circ$

Nella Fig. 3.20 viene riportato l'andamento dei rapporti $R_{SE/EE}$ ed $R_{RE/EE}$ per un campione di rame (fully scrubbed) bombardato con un fascio primario di elettroni di 200 eV. Questi rapporti sono stati calcolati dopo aver sottratto il background di elettroni SE ai RE e agli EE, ed indicano in modo evidente come il contributo alle curve EDC degli EE cresca all'aumentare di Θ_I , e che i RE e gli EE hanno una dipendenza angolare simile.

Per meglio chiarire questa serie di analisi, si è esteso questo studio anche a processi di scrubbing con energie superiori ed inferiori a 200 eV.

Di seguito vengono presentati i risultati ottenuti per processi di scrubbing a 400 eV. Nelle Fig. 3.21 e 3.22 vengono mostrati rispettivamente gli andamenti dei vari contributi che concorrono al SEY totale ed i rapporti $R_{SE/EE}$ ed $R_{RE/EE}$ per una superficie fully scrubbed del beam screen del LHC bombardata con un fascio primario di 400 eV. Le conclusioni sono analoghe ai risultati appena trovati per lo scrubbing a 200 eV in accordo con quanto esposto in §3.2.3.

La Fig. 3.23 e la Fig. 3.24 mostrano risultati analoghi ottenuti con un fascio primario di 300 eV su superfici fully scrubbed a 400eV.

Questo ha permesso di capire meglio l'andamento degli EE in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario. Dai dati ottenuti si trova che gli EE crescono all'aumentare dell'angolo di incidenza Θ_I secondo una legge del tipo $A \cos(\Theta_I)^{-n}$ con $n \geq 2$ (vedi Fig. 3.25 e Fig. 3.26).

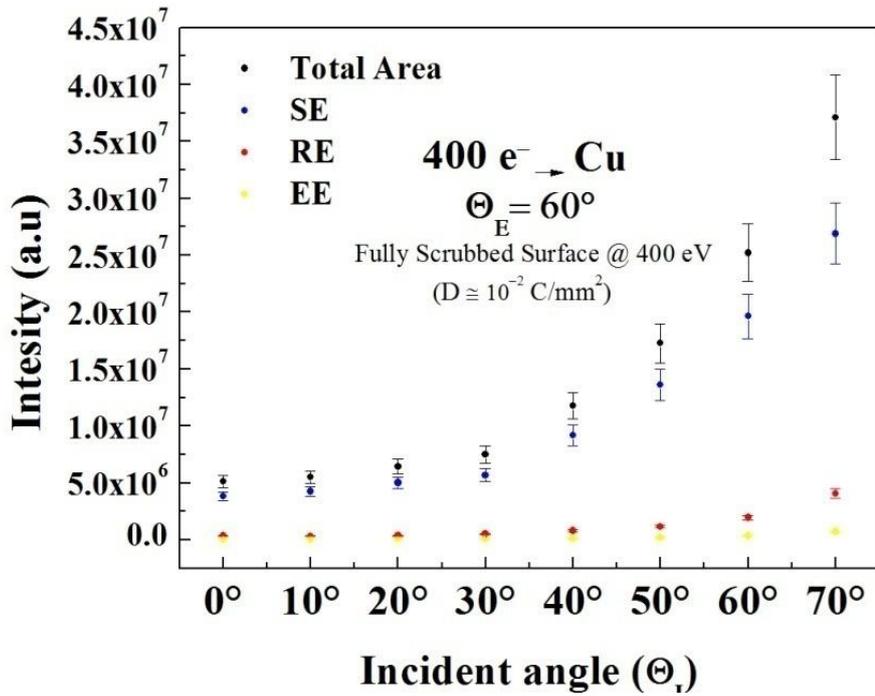


Fig. 3.21

Andamenti dei vari contributi che concorrono al SEY in funzione dell'angolo di incidenza Θ_i , indotti da elettroni con energia di 400 eV

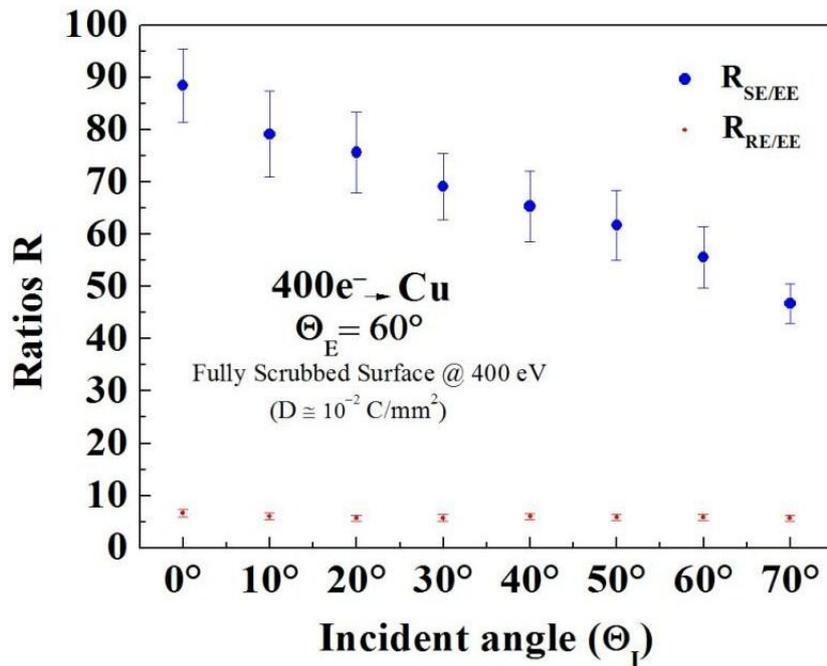


Fig. 3.22

Rapporti $R_{SE/EE}$ tra gli elettroni secondari ed elastici e $R_{RE/EE}$ tra gli elettroni rediffusi ed elastici in funzione dell'angolo di incidenza Θ_i .

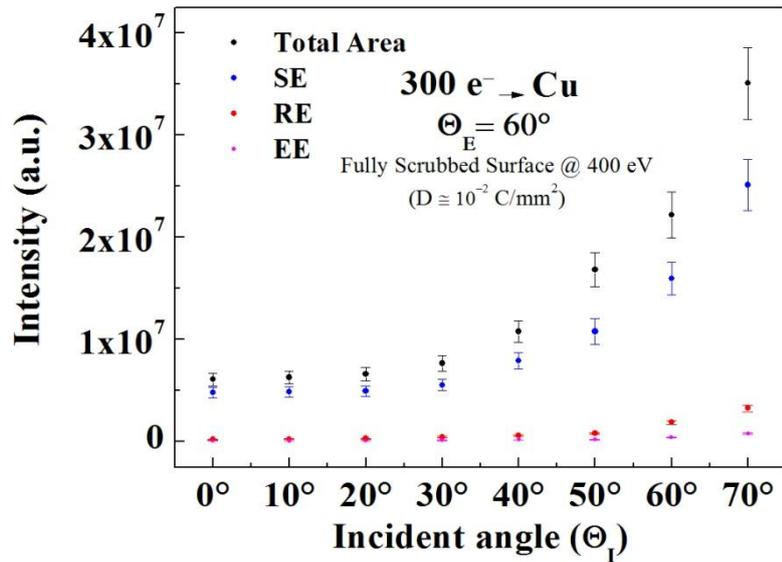


Fig. 3.23

Andamenti dei vari contributi che concorrono al SEY in funzione dell'angolo di incidenza Θ_i , indotti da elettroni con energia di 300 eV

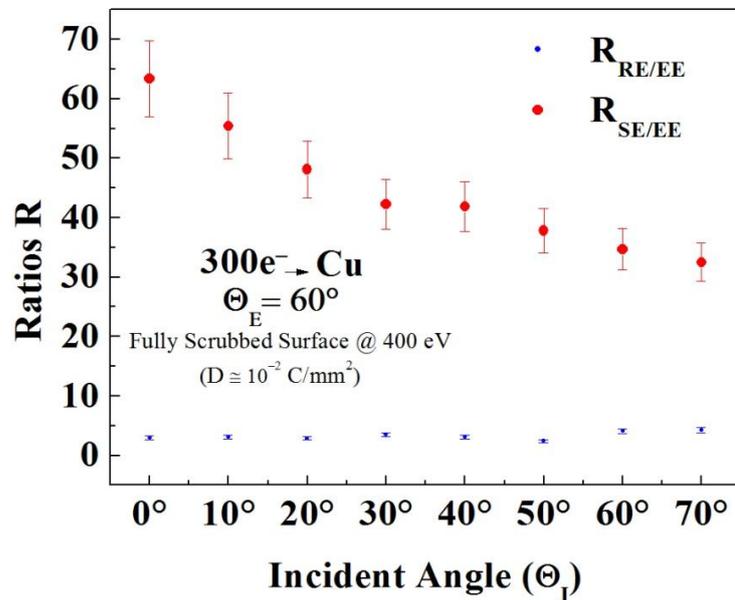


Fig. 3.24

Rapporti $R_{SE/EE}$ tra gli elettroni secondari ed elastici e $R_{RE/EE}$ tra gli elettroni rediffusi ed elastici in funzione dell'angolo di incidenza Θ_i .

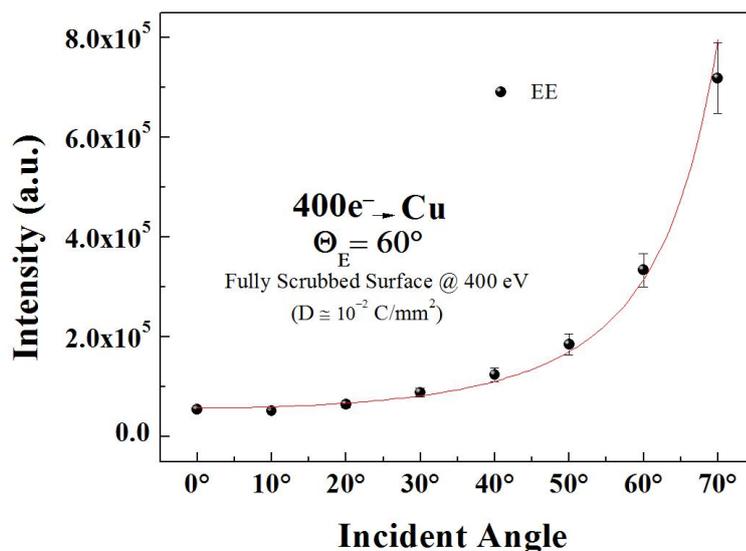


Fig. 3.25

Andamento dell'intensità degli EE in funzione dell'angolo di incidenza. La curva degli EE è stata "fittata" con una funzione $\text{Acos}(\Theta_I)^{-n}$ con $n \geq 2$.

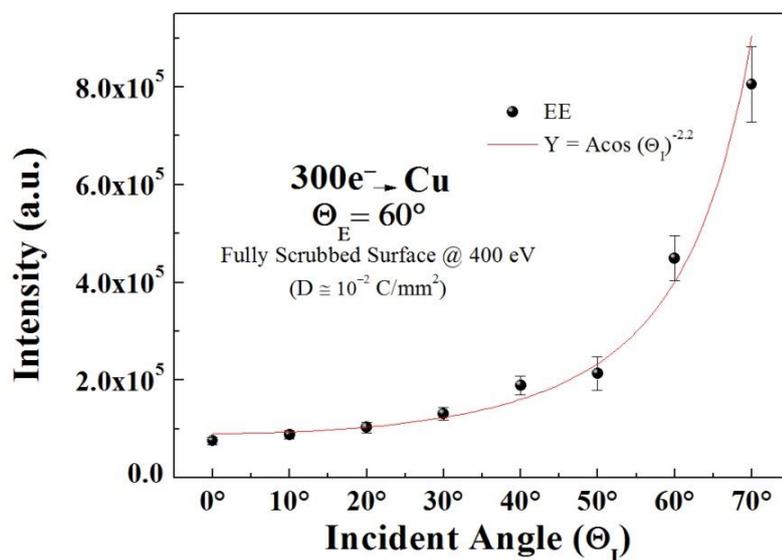


Fig. 3.26

Andamento dell'intensità degli EE in funzione dell'angolo di incidenza. La curva degli EE è stata "fittata" con una funzione $\text{Acos}(\Theta_I)^{-n}$ con $n \geq 2$.

Come già visto in § 3.2, scendendo in energia, lo spettro energetico degli elastici diventa significativo rispetto a quello dei secondari. La Fig. 3.27 mostra un simile andamento per gli spettri acquisiti bombardando una superficie fully scrubbed, in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario, con un fascio elettronico di 50 eV.

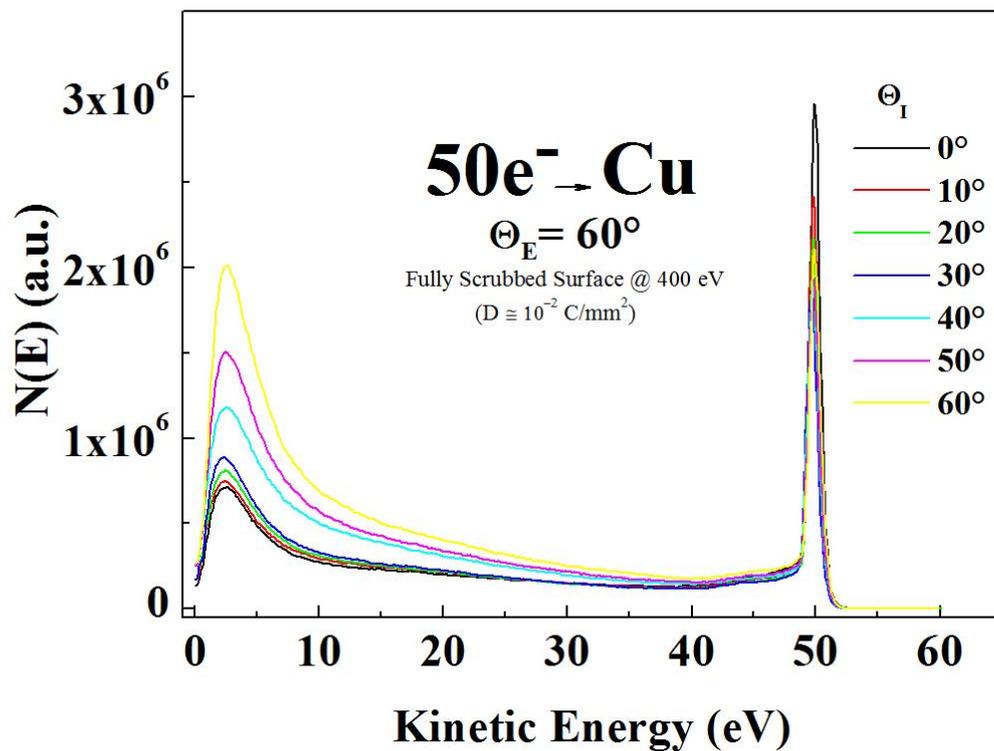


Fig. 3.27

Curve EDC di un campione di rame del beam screen del LHC fully scrubbed, indotte da elettroni con energia di 50 eV, in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario di elettroni

Scendendo ulteriormente in energia vengono riportati in Fig. 3.28 gli spettri acquisiti con un fascio primario di 20 eV su di una superficie fully scrubbed, in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario.

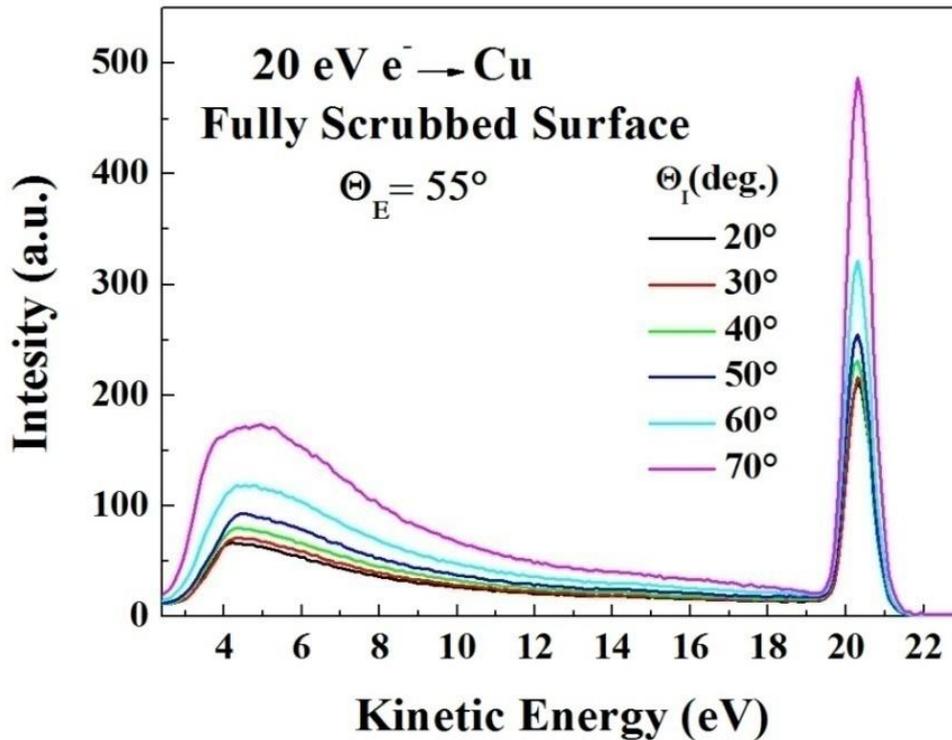


Fig. 3.28

Curve EDC di un campione di rame del beam screen del LHC fully scrubbed, indotte da elettroni con energia di 20 eV, in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario di elettroni.

Se si analizza l'andamento degli EE e dei SE in funzione di Θ_I , si nota anche questa volta che l'intensità degli EE dipende dall'angolo di incidenza Θ_I , come si può osservare nella figura 3.29, e che anche a questa energia i secondari contribuiscono maggiormente al SEY totale. Infine sono riportati i dati sperimentali ottenuti bombardando la superficie in esame (fully scrubbed) con un fascio elettronico a 8 eV. La Fig. 3.30 mostra le curve EDC in funzione dell'angolo di incidenza Θ_I . Si può osservare come il contributo degli EE diventi predominante rispetto ai SE, in accordo con i dati attualmente disponibili [1,5,56] e con gli andamenti dei SE e degli EE in funzione dell'angolo di incidenza Θ_I mostrati in Fig. 3.31.

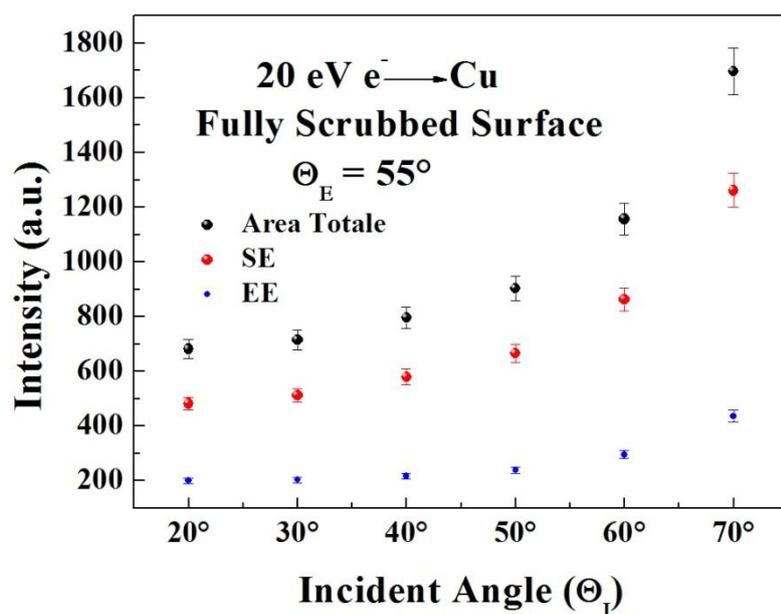


Fig. 3.29

Andamenti dei vari contributi che concorrono al SEY in funzione dell'angolo di incidenza Θ_i , indotti da un fascio primario di 20 eV

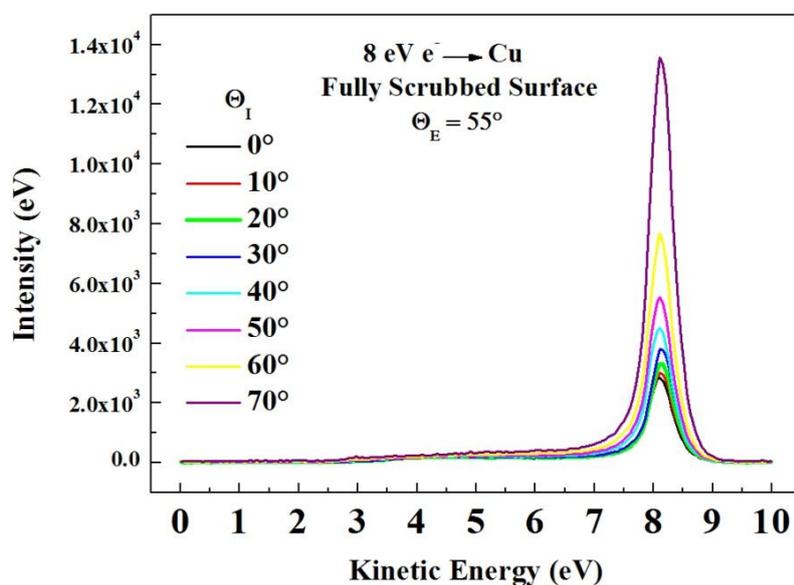


Fig. 3.30

Curve EDC di un campione di rame del beam screen del LHC fully scrubbed, indotte da elettroni con energia di 8 eV, in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario di elettroni.

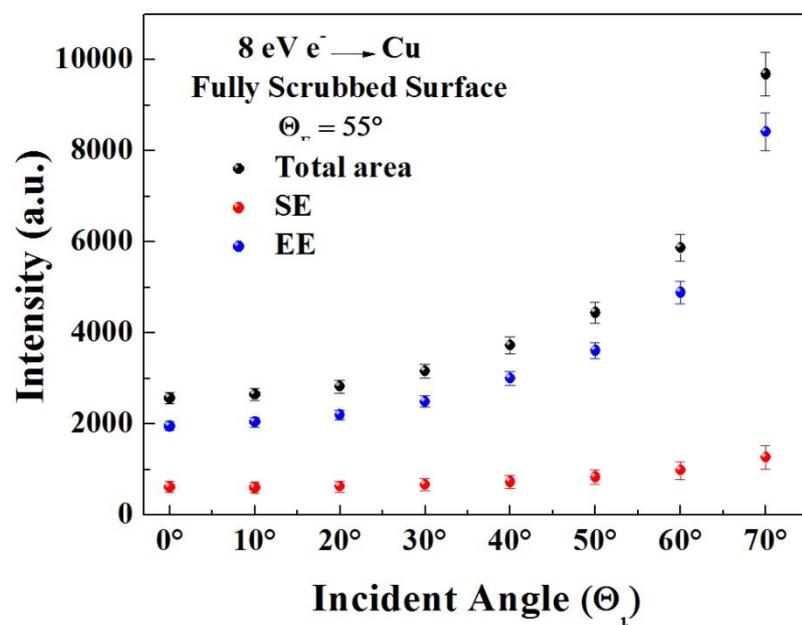


Fig. 3.31

Andamenti dei vari contributi che concorrono al SEY in funzione dell'angolo di incidenza Θ_i , indotti da un fascio primario di 8 eV.

§ Capitolo 4

Sviluppi Futuri: crescita e caratterizzazione di nuovi materiali e film sottili per la realizzazione di acceleratori con pareti di nuova concezione.

§ 4.1 Introduzione

Il caso scientifico cui s'indirizza il presente studio è la caratterizzazione di materiali innovativi e coatings per rendere gli acceleratori di particelle intrinsecamente immuni dalla formazione della nuvola elettronica dalle pareti della camera da vuoto che, potenzialmente, come noto, è in grado di ridurre le 'performance' attese dell'acceleratore stesso.

§ 4.2 Risultati Preliminari

Viene presentato inizialmente uno studio preliminare su superfici realizzate presso il dipartimento di Scienze dei Materiali dell'Università di Madrid (CSIC) attraverso metodi chimici e/o tecniche di magnetosputtering. Questi materiali presentano un alto

grado di rugosità e porosità superficiale, motivo per cui si è deciso di studiarne il SEY sottoponendoli a processi di scrubbing di 500eV.

Il primo risultato mostrato è relativo ad un campione di rame nero (black copper) realizzato attraverso magnetosputtering. L'immagine SEM di Fig. 4.1 ne evidenzia la sua porosità.

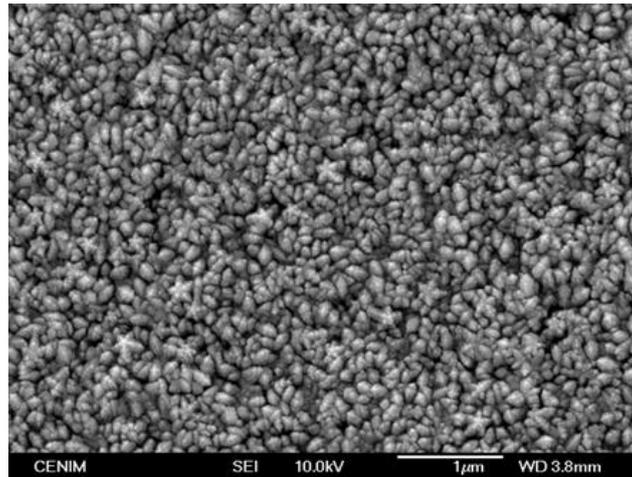


Fig. 4.1

Immagine SEM :Black copper cresciuto attraverso magnetosputtering

Gli andamenti dello Yield (δ_{max}) in funzione della dose, vengono messi a confronto con quello del beam screen del LHC (§ 3.1) in Fig.4.2. Il valore iniziale (as received) del δ_{max} è 1.52 (contro 2.1 per il rame del LHC) e a parità di dose (10^{-2} C/mm²), il processo di scrubbing per il rame nero risulta più incisivo: si raggiunge il valore finale di 0.8 per il δ_{max} .

Risultati analoghi si osservano per due campioni di nichel rivestiti superficialmente, attraverso metodi chimici, rispettivamente con Oro e Argento. La Fig. 4.3 mostra le immagini SEM dei campioni di Oro e di Argento. Gli andamenti del δ_{max} in funzione dei processi di scrubbing sono mostrati nella Fig. 4.4 (Oro) e nella Fig. 4.5 (Argento).

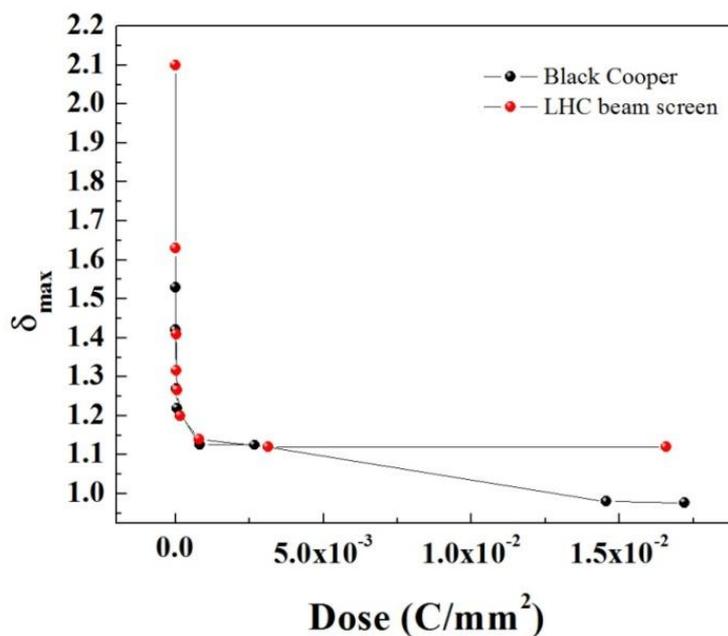


Fig. 4.2

Confronto tra gli andamenti del δ_{max} versus dose per il campione di rame nero e del beam screen del LHC, entrambi calcolati ad angoli di incidenza normale rispetto alla superficie.

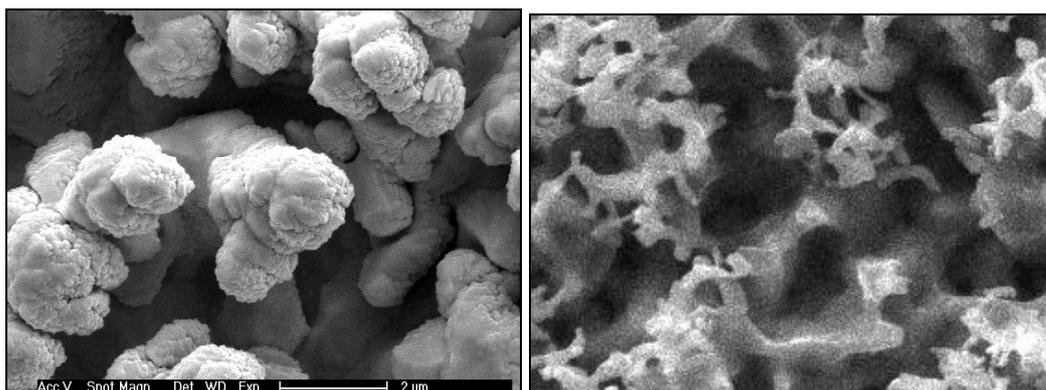


Fig. 4.3

A sinistra: immagine SEM della superficie di Oro. A destra: immagine SEM della superficie di Argento.

Per capire le proprietà chimiche superficiali indotte dai processi di scrubbing, sono state eseguite analisi XPS in situ, prima e dopo condizionamento elettronico, sul campione di Argento. I risultati ottenuti evidenziano una riduzione dell'ossigeno di circa il 70% (Fig.4.6) e dell'argento di circa il 48% (Fig.4.7) mentre mostrano un evidente incremento del carbonio di circa il 47% rispetto allo stato as received (Fig.4.8). Nello spettro “as received” (Fig.4.9) la posizione del livello di core del Carbonio è facilmente riconducibile a carbonio tipicamente legato in molecole fisisorbite sulla superficie. Negli spettri verdi è evidente la componente legata alla formazione di un layer con ibridizzazione sp^2 [63]

Anche gli spettri Auger acquisiti su un campione di rame del beam screen del LHC, dopo essere stato sottoposto a processi di scrubbing di 200 eV (con un valore di SEY finale di 1.1) evidenziano in modo chiaro la presenza di carbonio nello stato finale (Fig. 4.10).

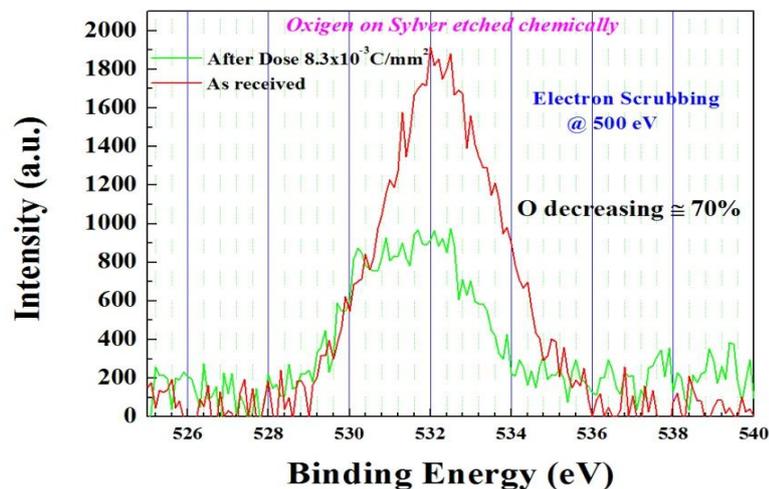


Fig. 4.6

Spettri XPS: picco dell'Ossigeno su un campione di Argento sottoposto a processi di scrubbing di 500eV, prima (spettro rosso) e dopo irraggiamento elettronico (spettro verde).

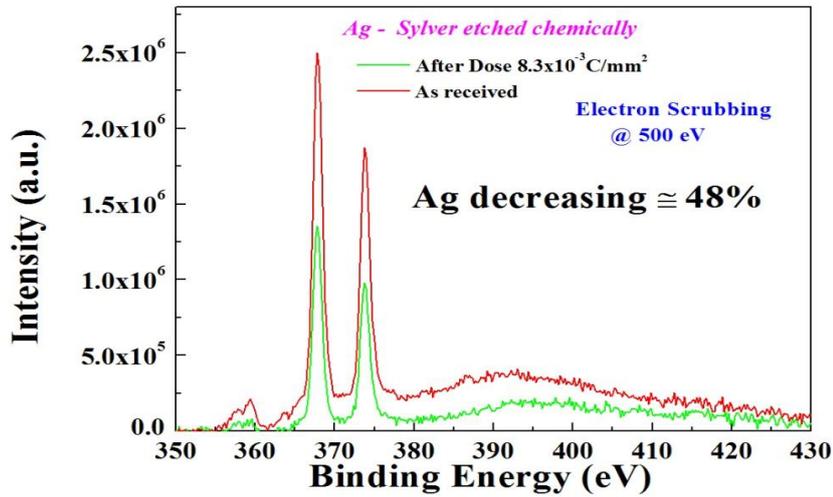


Fig. 4.7

Spettri XPS: picco dell'Argento su un campione di Argento sottoposto a processi di scrubbing di 500eV, prima (spettro rosso) e dopo irraggiamento elettronico (spettro verde).

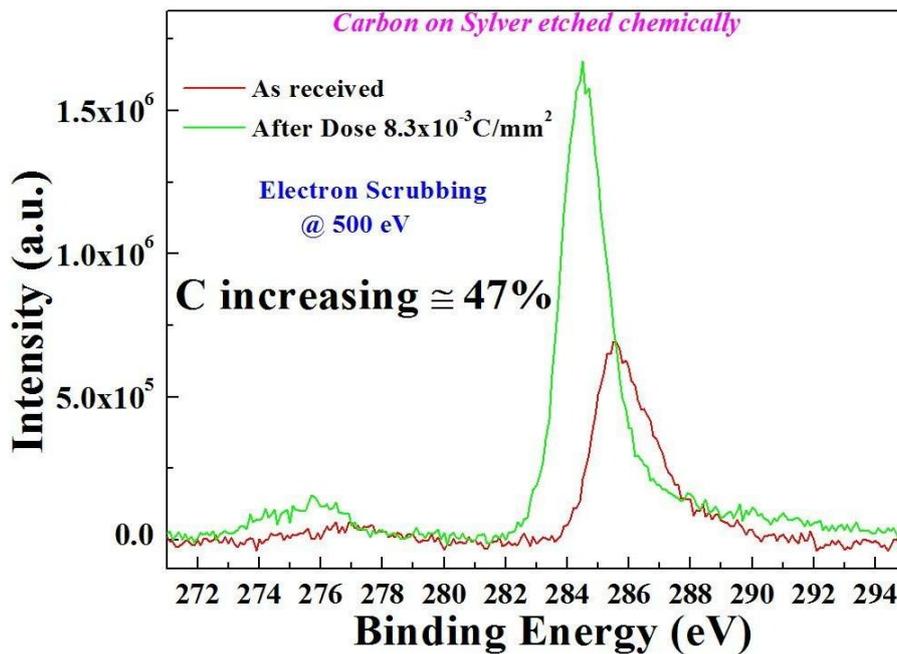


Fig. 4.8

Spettri XPS: picco del Carbonio su un campione di Argento sottoposto a processi di scrubbing di 500eV, prima (spettro rosso) e dopo irraggiamento elettronico (spettro verde).

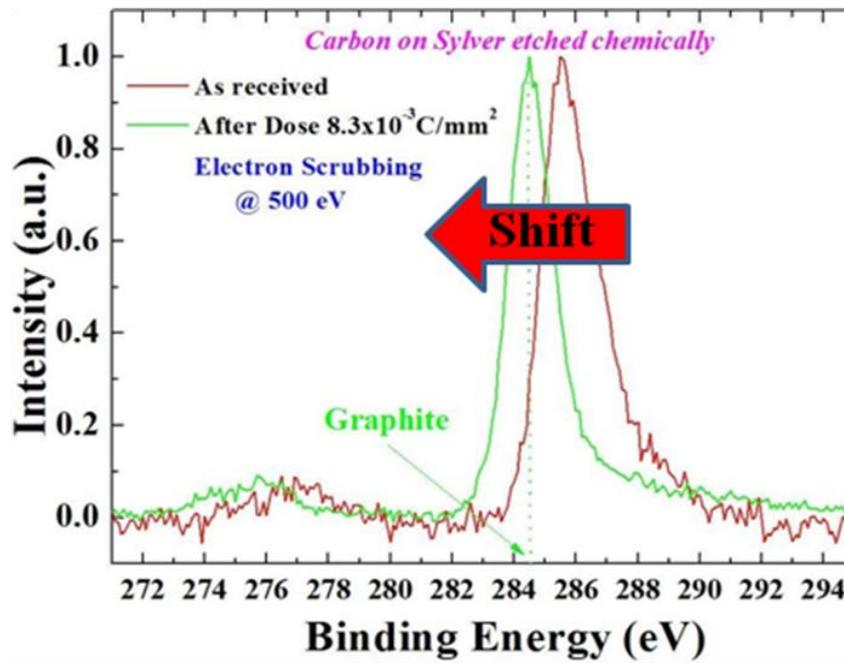


Fig. 4.9

Shift del picco 1s del Carbonio su un campione di Argento sottoposto a processi di scrubbing di 500eV.

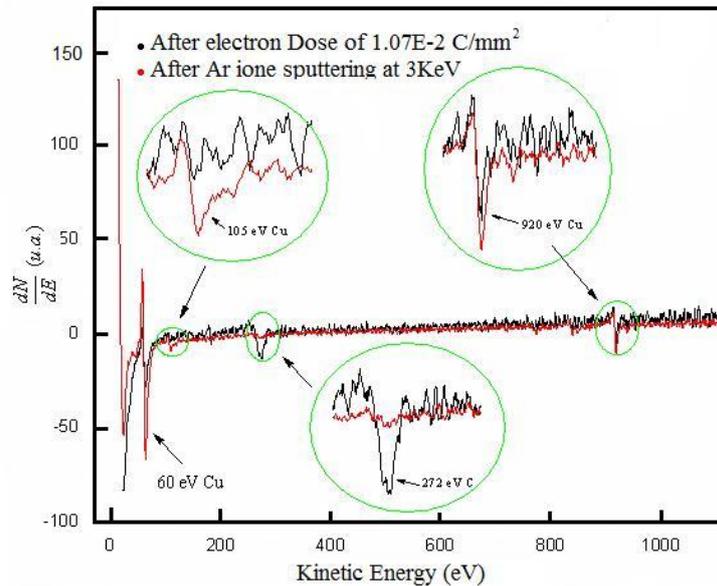


Fig. 4.10

Spettri Auger di un campione di rame del beam screen dell'LHC sottoposto a processi di scrubbing elettronico a 200eV (spettro nero) e a successivo sputtering ionico con ioni Argon a 3KeV (spettro rosso).

I grafici sono stati tagliati a 1100 eV e le strutture interessanti sono state ingrandite. Come si può osservare sono presenti vari picchi Auger caratteristici del rame a diverse energie di circa 60, 105, 920 eV. Particolarmente interessante è la struttura presente a circa 272 eV. Si tratta di un tipico picco Auger del carbonio. Guardando maggiormente in dettaglio possiamo osservare che il picco è presente nello spettro in nero (superficie sottoposta a un dosaggio di $1.07 \cdot 10^{-2}$ C/mm² a 200 eV), ma scompare nello spettro in rosso dopo lo sputtering con ioni Argon a 3 keV. Si può quindi osservare che il bombardamento elettronico causa desorbimento di buona parte delle sostanze contaminanti (non sono presenti picchi Auger di contaminanti tipo ossigeno o azoto) ma non è in grado di eliminare il carbonio.

E' evidente dunque che la riduzione del SEY è accompagnata da una grafitizzazione del sottilissimo layer presente in superficie e la sua origine può essere imputata a impurità di carbonio presenti in superficie e/o diffusi dal bulk [63].

E' stato in seguito calcolato il SEY di un campione di grafite in funzione della dose con un fascio primario di 500eV. Il δ_{max} varia da un valore iniziale di 1.34 nello stato as received a un valore di solo 1.24 per una dose di $1.22 \cdot 10^{-1}$ C/mm², mantenendosi pressoché costante (Fig.4.11). Il SEY della grafite risulta "insensibile" ai processi di scrubbing.

Anche il SEY di un campione di nanotubi di carbonio (SWNT) depositati su un wafer di Silicio (Fig. 4.12) è molto basso: $\delta_{max} = 0.95$.

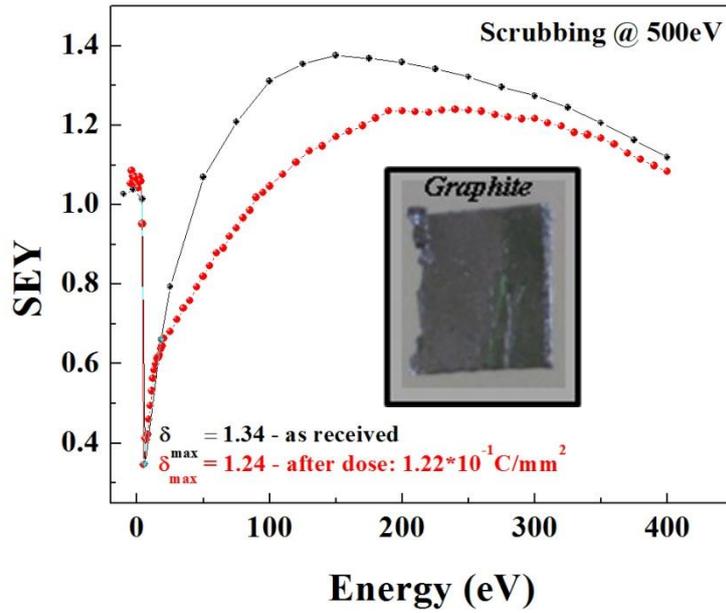


Fig. 4.11

Andamento del SEY versus dose per un campione di grafite. Nell'inserto è mostrato un'immagine reale del campione di grafite.

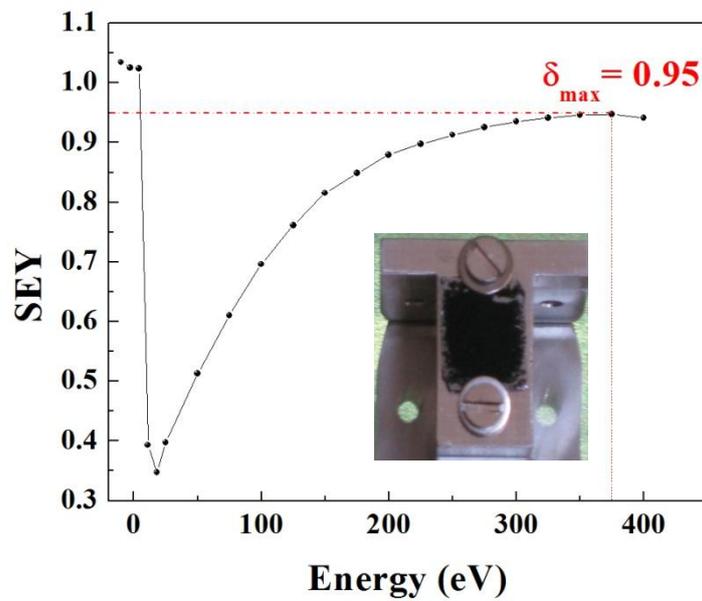


Fig. 4.12

Misura di SEY per un campione di SWNT su Silicio. Nell'inserto è mostrato un'immagine reale del campione.

Nella Fig.4.13 è mostrata infine una misura di SEY su un campione di rame grafitizzato con un comune accendino contenente come combustibile dell'acetilene. Si può osservare un valore molto basso per il δ_{max} pari a 1.1.

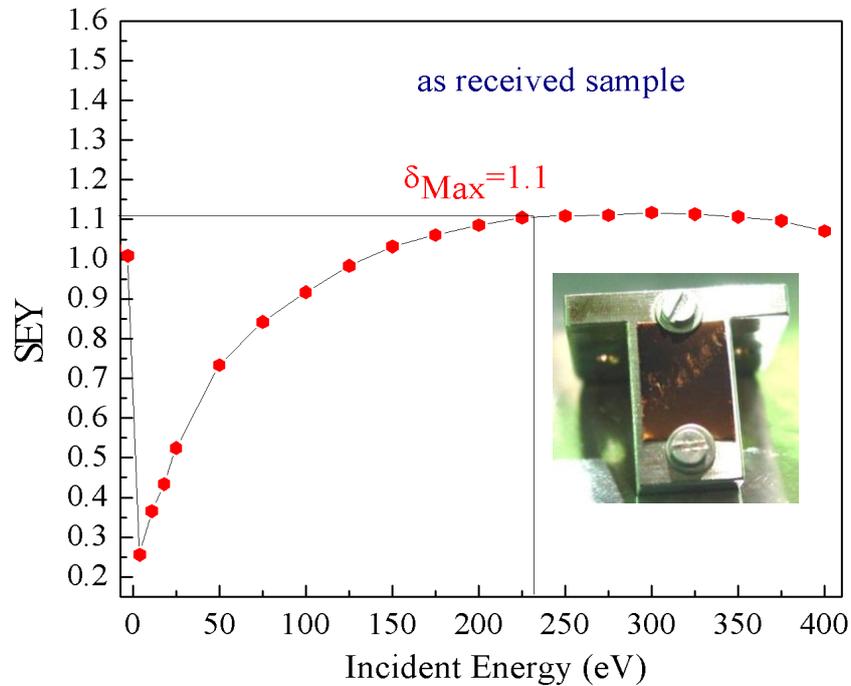


Fig. 4.13

Misura di SEY per un campione di rame “grafitizzato” con accendino. Nell’inserito è mostrato un’immagine reale del campione.

Attraverso microscopia SEM è stato possibile inoltre ricavare informazioni aggiuntive sul campione grafitizzato (Fig. 4.14): l’alta porosità della superficie e l’elevata percentuale di carbonio (circa il 70% in più rispetto allo stato iniziale “as received”) sono responsabili di un SEY così basso.

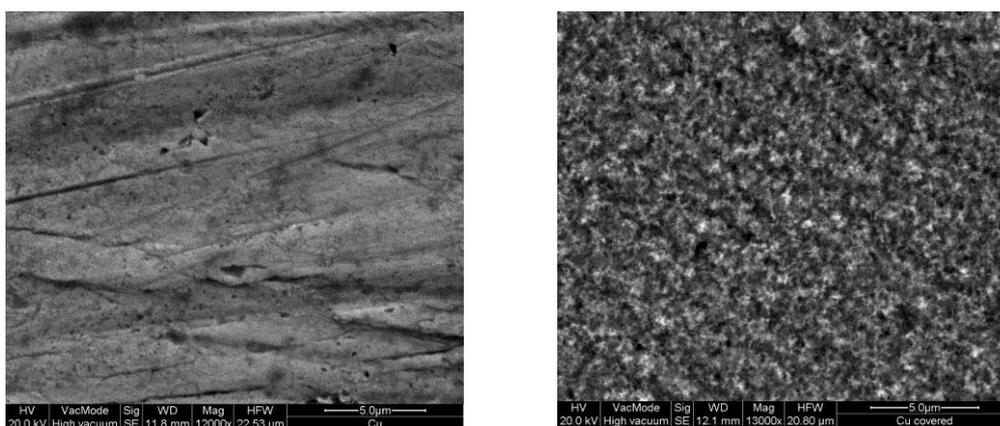


Fig. 4.14

A sinistra: immagine SEM del campione di rame “as received”. A destra: immagine SEM del campione di rame “grafitizzato” con accendino.

Queste misure preliminari confermano come il SEY di sostanze carboniose sia molto basso e suggeriscono l'idea di depositare film grafatici per ridurre lo Yield delle pareti degli acceleratori di particelle. In realtà il ricoprimento grafatico che riduce nel rame lo Yield a valori accettabili, è assolutamente più sottile (da 1 a qualche decina di monolayer) [63] quindi l'idea è quella di depositarlo, o accelerarne la comparsa su qualsiasi superficie metallica, per via “chimica”.

§ Conclusioni

I risultati innovativi ottenuti dallo studio delle proprietà superficiali del beam screen del LHC possono essere utilizzati per migliorare i parametri di input delle simulazioni teoriche usate per lo studio degli effetti dell'EC negli acceleratori di particelle. Queste informazioni, infatti, hanno permesso di certificare, attraverso vari test dei parametri di superficie, la validità o meno di materiali per le macchine acceleratrici. Fondamentale, a questo proposito, è stato lo studio del SEY in funzione dell'esposizione stessa della superficie industriale a bombardamento elettronico, che è (per esempio per le superfici di rame del LHC) stato individuato come quel processo che possa ridurre il SEY del rame dal valore (proibitivo per l'operatività della macchina) della superficie "as received" di circa 2.2 a quello della superficie "fully scrubbed" di circa 1.1, compatibile con il funzionamento della macchina secondo parametri di progetto. Questi dati mostrano come l'efficienza dello scrubbing elettronico dipende dall'energia del fascio incidente e che a basse energie ($< 20\text{eV}$) non si è in grado di raggiungere valori del SEY accettabili. Apparentemente questo risultato sembrerebbe in contraddizione con quanto trovato da Baglin in [28] (vedi §1.2.1) secondo cui la riduzione del SEY in funzione della dose è più significativo a energie più basse. In realtà le energie di scrubbing usate da Baglin sono comprese tra 2500 e 125 eV, senza preoccuparsi di capire l'effetto dello scrubbing a energie inferiori di 100 eV. Quindi i risultati ottenuti a basse energie possono avere implicazioni significative per i processi di "commissioning" delle macchine acceleratrici in quanto, gli elettroni costituenti l'EC sono elettroni lenti a basse energie con un tempo di vita molto lunghi [1].

La distribuzione energetica degli elettroni emessi da campioni di rame rappresentativi del beam screen del LHC ha permesso di studiare gli andamenti delle curve EDC in funzione dei processi di scrubbing. Tali curve sono state analizzate tenendo conto delle tre regioni (SE, RE e EE) in cui gli spettri elettronici sono convenzionalmente divisi nei vari codici di simulazione (ECE) e hanno mostrato comportamenti diversi in funzione della dose a seconda dell'energia di scrubbing usata.

Lo studio della distribuzione angolare degli elettroni secondari, emessi dalle superfici dei campioni del beam screen del LHC a seguito del bombardamento elettronico, ha permesso di evidenziare come i diversi contributi al SEY (SE, EE ed RE), mostrino dei comportamenti diversi al variare dell'angolo di incidenza del fascio primario. In particolar modo è stato osservato come l'intensità degli elettroni secondari segua una legge del tipo $\cos(\theta_i)^{-1}$ in funzione di θ_i , e che gli EE varino in funzione dell'angolo di incidenza più velocemente dei SE con una legge del tipo $A \cos(\theta_i)^{-n}$, con $n \geq 2$. Questo lavoro inoltre mostra che lo spettro di elettroni SE si sovrappone in modo significativo con quello dei RE, rendendo la distinzione tra le due regioni energetiche piuttosto arbitraria. Diversamente si può pensare di rendere questa separazione più efficace, sottraendo dagli spettri di elettroni RE ed EE un background monotonicamente decrescente che presenta lo stesso andamento angolare degli elettroni SE in funzione dell'angolo di incidenza del fascio primario. Ciò che si osserva è che il contributo del background di SE è di certo trascurabile se confrontato con gli elettroni SE, ma deve essere preso in considerazione per una corretta stima degli yield degli elettroni RE ed EE. E' evidente però che per energie del fascio primario inferiori a 20 eV, il contributo al SEY di elettroni EE diventa dominante rispetto ai SE. Di conseguenza una distinzione tra RE e SE risulterà del tutto arbitraria.

Studi condotti su superfici con alto grado di porosità hanno evidenziato valori di SEY molto bassi. Probabilmente la rugosità superficiale ha la capacità di assorbire parzialmente gli elettroni emessi a seguito di bombardamento elettronico. Inoltre si è capito come lo scrubbing elettronico produca una grafitizzazione locale della superficie garantendo valori di SEY molto bassi.

Da qui l'idea di crescere e caratterizzare nuovi materiali e film sottili per la realizzazione di acceleratori con pareti di nuova concezione, in grado di minimizzare le eventuali instabilità di fascio dovute alla creazione dell'EC. Tali "coatings" potrebbero risultare cruciali per ottenere le migliori performance in luminosità in macchine acceleratrici quali Super-B, DAΦNE, DANAE, i Damping Ring del ILC, SPS etc. Sono previsti test atti a verificarne per esempio la produzione su larga scala, la compatibilità con l'UHV e la stabilità nel tempo. In particolar modo ci si propone di studiare la fattibilità della crescita su larga scala di film sottili di grafene, già oggetto di indagine in altri settori di ricerca avanzata, anche se con caratteristiche strutturali migliori di quanto si possa stimare necessario per queste applicazioni. Il grafene, consistente in un singolo strato di atomi di Carbonio ibridizzati sp_2 ed organizzati nella struttura esagonale della grafite, potrebbe (ma non è stato mai misurato) avere un basso SEY, proprietà che lo renderebbe un ricoprimento ideale per gli acceleratori di particelle. La necessità di ottenere campioni su larga scala facilmente manipolabili per essere integrati nella tecnologia del Silicio ha portato negli ultimissimi anni ad ottimizzare metodi chimici, già in parte noti da tempo, per la crescita di questo materiale. Studi recentissimi [60] riportano la crescita di grafene su larga area anche sulla superficie di fogli di rame per CVD (chemical vapor deposition) di miscele $CH_4 + H_2$, ottenendo essenzialmente strati singoli e solo su

aree che rappresentano meno del 5% della superficie. Anche altre riviste scientifiche di alto fattore di impatto [61,62] si sono occupate nell'ultimo anno dell'argomento, rendendo prevedibile l'estensione delle tecniche di crescita per arrivare a ricoprire le pareti di un acceleratore. Ci si propone di utilizzare un simile processo CVD per crescere film di grafene sulla superficie dei metalli tipicamente utilizzati per la costruzione di ciambelle in macchine acceleratrici. La possibilità di ottenere film di grafene su larga area, e la natura intrinseca del processo che viene attivato dalla superficie stessa del metallo, rende questa tecnica di crescita promettente per il ricoprimento di componenti metallici di qualsiasi forma e dimensione con l'unica condizione di ottenere una temperatura elevata e uniforme per indurre la dissociazione degli idrocarburi precursori del grafene.

§ Appendice

Angular Dependence of Secondary Electron Emission from Cu Surfaces Induced by Electron Bombardment

M. Commisso^{1,2}, P. Barone¹, A. Bonanno¹, R. Cimino², D. Grosso¹, M. Minniti¹,
A. Oliva¹, P. Riccardi¹, and F. Xu¹.

¹Lab IIS- Dep. of Phys. University of Calabria,
and INFN gruppo collegato di Cosenza,
87036 Arcavacata di Rende (CS), Italy

²Laboratori Nazionali di Frascati-INFN, 00044, Frascati, Italy

Corresponding author. E-mail address: commisso@fis.unical.it; mario.commisso@lnf.infn.it

Abstract. We report experiments of 200 eV electron bombardment on surface of a real Cu sample used in the Large Hadron Collider (LHC) beam screen. Incidence angle dependent energy distribution curves of emitted electrons were measured and analyzed by separation into three energy regions of conventionally termed elastically reflected, rediffused and true-secondary electrons. Different angular dependences were observed for the three components. These results should have implications in simulation codes of the electron cloud effect in particle accelerators.

Keywords: Secondary electron emission; angular distribution; electron cloud; particle accelerators

1. Introduction

In particle accelerators with intense and positively charged bunched beams, the emitted synchrotron radiation can produce photoelectrons from the walls of the vacuum system. These electrons can be accelerated toward the opposite walls by the positive space charge of the bunched beam [1]. If the secondary electron yield (SEY) at the walls of the vacuum chamber, i.e. the number of emitted electrons per incident electron, is larger than unity, then the electron population grows rapidly creating an electron cloud (EC) of high density. The radiated power therefore induces a heat load, either directly by photons or mediated by electrons [2,3], leading to gas desorption from the system surfaces. Moreover, the presence of electrons in the vacuum pipe may also generate beam-induced electron multipacting [4,5]. This latter is a resonance effect due to the oscillation of electron clouds between opposite walls in phase with the bunched beam. These phenomena may result in beam instabilities [6] and in an undesired pressure and temperature rise that must be taken into account in designing a cryogenic machine such as the Large Hadron Collider (LHC).

Studies of the formation of electron cloud were performed by means of simulation codes [7] that showed the great sensitivity of the process to parameters pertaining the secondary electron yield and energy distribution [5,6]. The latter is conventionally divided into three energy regions, characterized respectively by the spectral signatures of elastically reflected (EE), rediffused (RE) and true secondary electrons (SE) [6,8,9]. The inclusion of elastic and rediffused electrons affects significantly the results of the simulation of the electron cloud effect, compared to the case in which only secondary electrons are taken into account [6].

Simulation codes of the electron cloud formation require also the knowledge of the dependence of EE, RE and SE on emission and incidence angles. In some simulations the reflectivity is assumed to be independent on impact angle θ_i [10], while in others it is taken into account by a multiplicative function $d(\theta_i)$ which increases monotonically as a function of θ_i , with $d(0)=1$ and $d(\pi/2)\approx 1.5$ [6]. At present, no measurements are available for the angular dependence of the elastic electrons [10]. Kirby et al. [11] presented a study of SEY as a function of the incidence angle and surface conditioning, without separating secondary from elastic electrons. Scope of this work is to study the angular

dependence of the different contributions to SEY. We report data of electron emission from industrially prepared Cu surfaces used in LHC Beam Screen as a function of the incidence angle. Our experimental data show that the incidence angle dependences of secondary and reflected electrons are different.

2. Experiments

The experiments were performed in a UHV chamber with a base pressure of $5 \cdot 10^{-10}$ Torr. The focused ($< 1 \text{ mm}^2$) and stable (both in current and energy) beam was produced by an electron gun (Kimball Physics). Beam currents were in the order of nA and had Gaussian spatial profile in both horizontal and vertical directions as measured with a Faraday cup at the target position. The Cu sample was mounted on a manipulator that allowed to change the angle between the surface normal and the electron beam direction (θ_i). In the present experimental layout we used an energy analyzer with an acceptance angle of $\sim 1.5^\circ$ mounted on a rotatable goniometer for angle resolved studies. The analyser lied in the plane determined by the surface normal and the incident beam direction. To measure accurately low energy electrons the chamber was shielded with μ -metal to reduce the effect of stray magnetic fields on electron trajectories.

3. Results and discussion

In Fig. 1 is depicted a typical electron energy distribution curve (EDC) for a LHC type sample irradiated with 200 eV electrons. The incidence and detection angles were $\theta_i=0^\circ$ and $\theta_e=55^\circ$, respectively, both measured from the surface normal. The spectrum has been corrected for the analyzer transmission factor. As

reported in previous studies, electron bombardment induces surface modification and cleaning through stimulated desorption [12]. Prolonged conditioning results in a constant surface composition. All our measurements were conducted in these steady conditions with a fluence of $\Phi > 3 \cdot 10^{18}$ electron/cm² for which SEY and EDC no longer changed for further electron dosing.

Fig. 1 also shows the regions in which the spectra are conventionally divided [6,8,9]: (i) elastically reflected electrons (EE); (ii) rediffused electrons (RE), i.e., electrons with energies between 50 eV and the onset of elastic peak showing energy loss structures; (iii) true-secondary electrons (SE), i.e., electrons with a kinetic energy of up to 50 eV resulting mainly from collision cascade inside the solid. We follow

this conventional scheme because the areas of the three spectral regions are commonly used as input data in simulation codes. We note, however, that secondary electrons significantly overlap with those of rediffused ones making this distinction rather arbitrary. A more reliable separation between the various contributions can be obtained by subtracting a monotonously decreasing background, as usually done in electron emission studies [13] (see inset of Fig. 1). The uncertainty in this procedure is estimated to be $\pm 15\%$ by varying the function representing the background and the matching data points on both sides of the region to which the fitting procedure is applied.

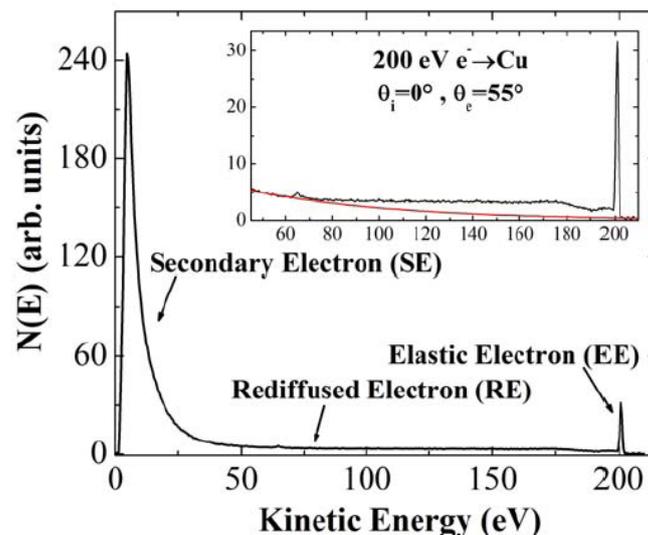


Figure 1 Energy distribution curves (EDC) from LHC Cu surface induced by 200 eV electrons in the angular geometry $\theta_i=0^\circ$, $\theta_e=55^\circ$. The inset shows an example of background subtraction.

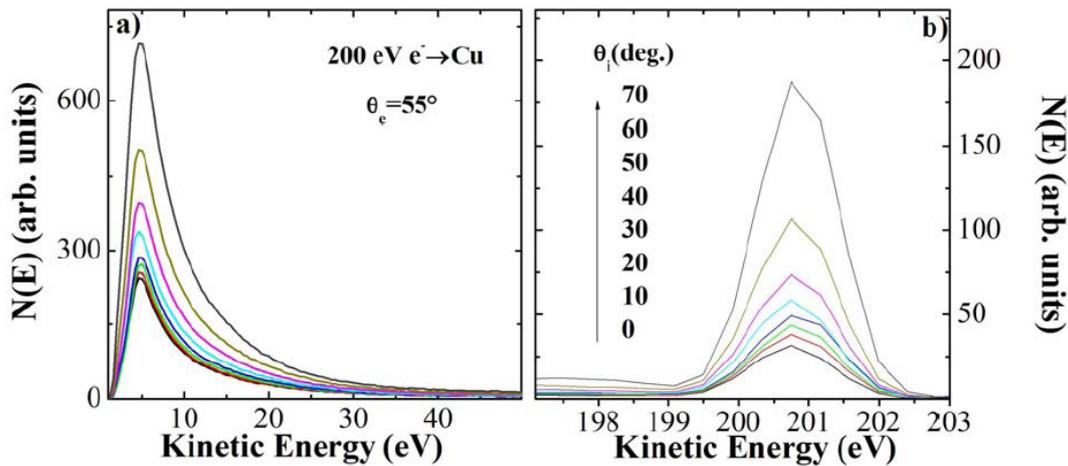


Figure 2. Evolution of EDC of secondary (a) and elastically reflected electrons (b) as a function of incidence angle θ_i for an observation angle $\theta_e=55^\circ$.

Fig. 2 (a) and (b) show the evolution of SE and EE regions of the spectra as a function of the incidence angle θ_i for a fixed observation angle $\theta_e=55^\circ$. One can notice that the emission intensity increases from the normal incidence to the glancing one.

From our data analysis it is possible to extract the respective contributions of SE, RE, and EE to SEY. As seen in the upper panel of Fig.3, the intensity of the SE increases with $\cos^{-1}(\theta_i)$, consistent with previous observations [8]. This behaviour can be attributed to the θ_i dependence of the primary

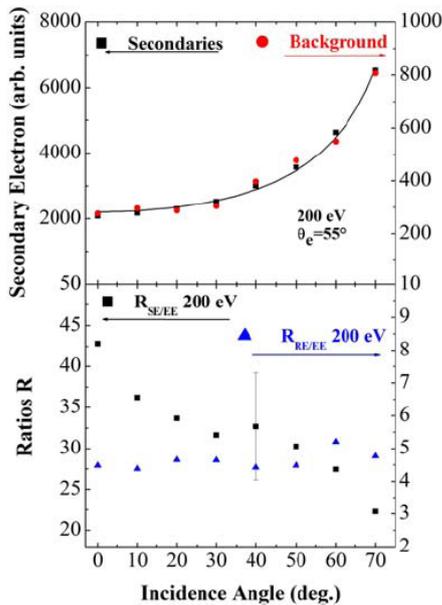


Figure 3. Top: Secondary electron intensity and background versus incidence angle for an observation angle $\theta_e=55^\circ$. The secondary intensity curve are fitted with the function $A\cos^{-1}\theta_i$. Bottom: ratios $R_{SE/EE}$ between secondary and reflected electrons and $R_{RE/EE}$ between rediffused and elastic electron as a function of incidence angle θ_i for an observation angle $\theta_e=55$, after background subtraction.

electron penetration depth. Further, we observe that the subtracted background and the SE have the same angle dependence (Fig. 3 Top), confirming that the secondary electrons give an important contribution also in the energy region above 50 eV.

In the lower panel of Fig. 3 are plotted the intensity ratios SE/EE and RE/EE. The constancy of RE/EE clearly indicates the strong relationship between the rediffused electrons and the elastically reflected ones confirming that the RE

are mainly impinging electrons having suffered an inelastic energy loss in the solid.

4. Conclusions

In conclusion, we reported angular distributions of secondary electrons emitted from an LHC sample by electron bombardment. Our results show that various contributions to SEY (SE, RE and EE) behave differently as a function of incidence angle and that secondary electrons significantly overlap with those of redifussed ones. Such information might be useful in evaluating the impact of electron cloud effects in large accelerators and to improve the input parameters of simulation codes.

References

- [1] M. A. Furman, *LBL Report No LBNL-41482/CBP Note 247*, 1998; *CERN LHC Project Report No 180*, 1998.
- [2] J. Gomez-Goni, O. Grobner, A. G. Mathewson, *J. Vac. Sci. Technol. A* **12(4)**, 1714 (1994).
- [3] O. Grobner, *Vacuum* **47**, 591 (1996); in *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 1997* (IEEE, Piscataway, NJ, 1998).
- [4] L. Wang, M. Blaskiewicz, J. Wei, and W.T. Weng, K. Ohmi, R. Macek, *Phys. Rev E* **70** (2004) 036501.
- [5] R. Cimino, I. R. Collins, M. A. Furman, M. Pivi, F. Ruggiero, G. Rumolo, F. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 014801
- [6] M. A. Furman, V. H. Chaplin, *Phys. Rev. S T. Accel. Beams* **9** (2006) 034403.
- [7] *Proceedings E-CLOUD'02*, Geneva, 15-18 April, 2002, Published As CERN Yellow Report CERN-2002-001; *Proceedings of the 31st ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Electron-Cloud Effects E-CLOUD'04*, Napa, CA, 2004, edited by M. Furman, S. Henderson, F. Zimmermann, *CERN Yellow Report No CERN-2005-001*.
- [8] H. Seiler, *J. Appl. Phys.* **54** (1983) R1.
- [9] M. A. Furman, M.T.F. Pivi, *Phys. Rev. S T. Accel. Beams* **5** (2002) 124404.
- [10] *ICFA Beam Dynamics Newsletter No 33*, <http://www-bd.fnal.gov/icfabd/>
- [11] R. E. Kirby, F. K. King, *Nucl. Instr. And Meth. A* **469** (2001) 1.
- [12] C. Scheuerlein, M. Taborelli, N. Hilleret, A. Brown, and M.A. Baker, *Appl. Surf. Sci.* **202** (2002), 57.
- [13] R. Whaley, E. W. Thomas, *J. Appl. Phys.* **56** (1984), 1505.

“SCRUBBING” PROCESS OF CU SURFACES INDUCED BY ELECTRON BOMBARDMENT

D. R. Grosso, P. Barone, A. Bonanno, M. Camarca, A. Oliva, F. Xu, Lab. IIS – Dep. of Phys. University of Calabria and INFN gruppo collegato di Cosenza, 87036 Arcavacata di Rende, Italy
M. Commisso[#], R. Cimino, Laboratori Nazionali di Frascati-INFN 00044, Frascati, Italy

Abstract

We studied energy distribution of electrons emitted from samples of the real Cu surface used in the Large Hadron Collider (LHC). The spectra have been detected as a function of scrubbing conditions and have been analyzed by dividing the whole energy range into three energy regions, conventionally termed reflected, rediffused and true-secondary electrons. We observe, for fixed electron impact energy, that the true secondary electrons gradually decrease for increasing electron dose, while we don't observe any variation in the EE and RE components. These results provide useful information on the electron cloud formation in particle accelerators and may shed light on the involved physical mechanisms.

INTRODUCTION

The synchrotron radiation, emitted by the bunched beams circulating in the particle accelerators, induces electrons emission from the vacuum system wall. These photoelectrons are accelerated (repelled) towards the opposite wall by the positive (negative) charge of the bunched beams, leading to further electron emission. Electron presence in the vacuum pipe (electron cloud – eC) gives rise to a multipacting process [1,2,3,4]. These phenomena may result in beam instabilities and in an undesired increment of both pressure and temperature, [2]. An important parameter that characterizes the eC production in the pipe is the secondary electron yield (SEY), i.e. the number of secondary electrons emitted from surface per incident electron. In previous work, a SEY decreasing has been observed as a function of electron bombardment (scrubbing process) [5,6,7] and, furthermore the elastic electron reflection showed a relevant influence mainly at low energies, where the SEY approaches unity, indicating that low energy electrons are long-lived in the accelerator vacuum chamber [5].

The study of SEY formation in the pipe is performed by simulation codes that take into account the behavior of different electrons forming the SEY [3]. Conventionally the SEY is divided in three energy regions [2,4,8] (fig.1): elastically reflected (EE), rediffused (RE) and true secondary electrons (SE). Simulations showed that of eC effect is strongly dependent to subtle differences in many input parameters entering the code [2]. So far, the surface conditioning (scrubbing process) have been experimental studied only for fixed energy electron beam (300-500 eV and 2.5 keV [5,6,9-12]) and without separately study the EE, RE and SE. Backscattered component (EE and RE)

have been hypothesized independent from the scrubbing process, by using indirect observations [2], but no direct evidence, as given in this paper, was available.

In this work we present an investigation of SEY, EE, RE and SE behavior as a function of scrubbing process for 200 eV conditioned surface. We observe that the true secondary electrons gradually decrease with electron bombardment, while we don't observe any variation in the EE and RE components.

EXPERIMENTAL

The experiments were performed in a UHV chamber with a base pressure of $5 \cdot 10^{-10}$ Torr. The electron beam was produced by an electron gun (Kimball Physics). Beam current were in the order of nA and had Gaussian spatial profile in both horizontal and vertical directions as measured by a Faraday cup at the target position. To measure accurately low energy electrons, the chamber is shielded with μ -metal to reduce the effect of stray magnetic fields on electron trajectories. The sample studied is part of the final production of colaminated Cu for LHC beam screen, and was mounted on a manipulator that allowed to change the angle between the surface normal and the electron beam direction (θ_i). In the present experimental layout we used an energy analyzer (GEA – Leybold) with acceptance angle of $\sim 1.5^\circ$, mounted on a rotatable goniometer (~ 10 cm from the sample) for angle resolved studies. The analyser lies in the plane determined by the surface normal and the incident beam direction.

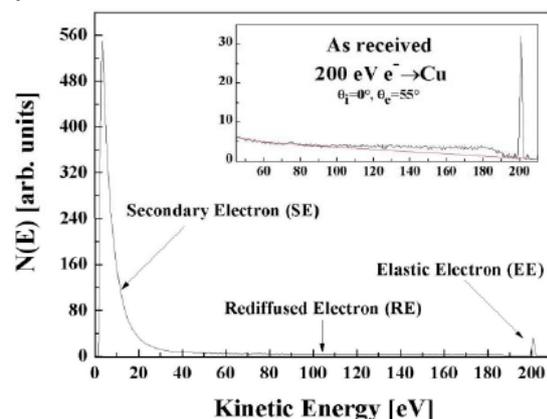


Figure 1: Energy distribution curves (EDC) from LHC Cu surface sample induced by 200 eV electrons in the angular geometry $\theta_i=0^\circ$, $\theta_e=55^\circ$. The inset shows an example of background subtraction.

[#]Corresponding author: mario.commisso@lnf.infn.it

RESULTS AND DISCUSSION

Fig. 1 reports the energy spectrum of electrons emitted from a LHC type sample at room temperature bombarded by 200 eV electrons at an incident angle $\theta_i = 0^\circ$ and at an observation angle $\theta_e = 55^\circ$ (both angles are measured with respect to the surface normal). This spectrum, measured on an as received sample, is corrected for energy analyser transmission and is normalized to the beam current and width. Figure 1 also shows the regions in which the spectra is conventionally divided: (i) elastic or reflected electrons – EE, related to electrons elastically backscattered when an electron beam impinges on a surface; (ii) rediffused electrons – RE, that are electrons emitted with energies between 50 eV and the onset of elastic peak, i.e. those electrons reflected back out by scattering from one or more atoms inside the material; (iii) true-secondary electrons – SE, constituted by electrons emitted between 0 eV up to 50 eV mainly due to electron collision cascade inside the solid. As can be seen from the data, SE overlaps the RE region.

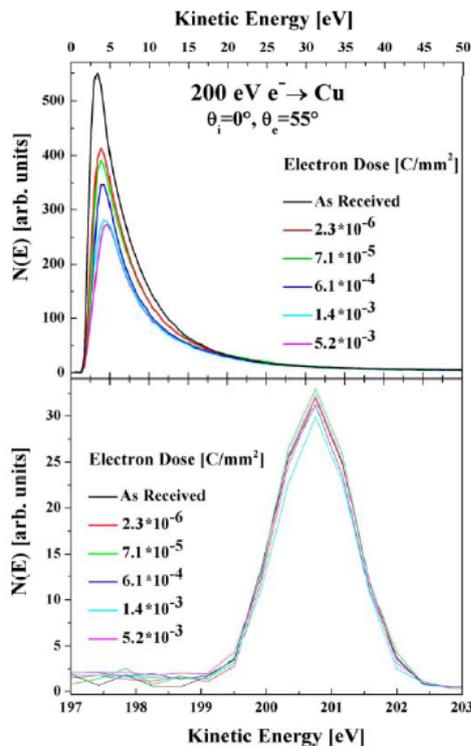


Figure 2: Evolution of the energy regions of EDC where secondary (a) and elastic electrons (b) appear as a function of electron dose bombardment.

To achieve a more reliable separation between the mentioned contributions, we subtract a background of true secondary electrons in each spectrum by fitting them over the entire energy range [13]. The inset in figure 1 shows an example of background subtraction from spectra obtained by fitting the two regions at energies above and

below the rediffused and elastic energy range, with a monotonously decreasing function. The uncertainty in the background subtraction is estimated to be $\pm 15\%$ by varying the function representing the background and the energy range on both side of the region to which the fitting procedure is applied.

In fig. 2 we report energy distributions of electrons emitted from sample surface under 200 eV electron bombardment as a function of electron dose. One can notice that the intensity of true secondary electron decreases, while the reflected electrons stay constant.

From the available data it is possible to extract the intensities of the various contributions to SEY, showed in figure 3 as a function of electron scrubbing process at 200 eV. In figure 3, for comparison, we report the secondary electron yields δ , obtained by measuring the current on the sample under positive and negative bias. The SEY measured is consistent with that reported in literature [9,14].

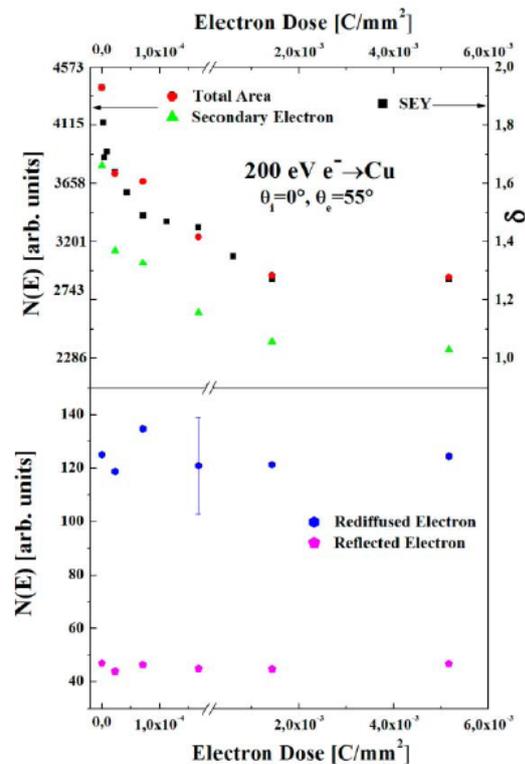


Figure 3: Top: SEY, Secondaries intensity and spectra total area as a function of electron dose bombardment.

Bottom: Reflected and rediffused intensity as a function of electron dose bombardment, after background subtraction.

We can observe that the spectra total area have the same behaviour of SEY, even if the first is due to electron emission at a solid angle of $1,5^\circ$ and the former is due to electrons emitted in whole solid angle. This confirms that the trend of EE, SE and RE as a function of electron dose can be extract from the reported spectra.

The figure 3 shows that true secondary electron emission decreases with the scrubbing process. This is probably due to molecules desorbed from surface as consequence of electron bombardment [9,11,12]. This process brings to work function variation, as we can observe by the shift of the onset and the maximum of secondary electron emitted (fig. 2). Furthermore, we can deduce that the backscattered electron (EE and RE contributions) don't change with scrubbing process, as proposed by Furman et al. [2].

CONCLUSION

In conclusion we reported the behaviour of the electron emission from LHC surface sample as a function of electron dose bombardment. This work experimentally confirms that the true secondary electrons decrease with surface conditioning, while those reflected and rediffused don't change. Our results can be implemented in scrubbing dependent simulations of the EC effect. Further studies are required to investigate more deeply the behaviour of the electrons forming the SEY as a function of scrubbing process for different scrubbing energy, and for different sample temperature.

REFERENCES

[1] M. A. Furman, LBNL Reprt No LBNL-41482/CBP Note 247, 1998; CERN LHC Project Report No 180, 1998.
 [2] R. Cimino, I. R. Collins, M. A. Furman, M. Pivi, F. Ruggiero, G. Rumolo, F. Zimmermann, Phys. Rev. Let. 93 (2004) 014801.

[3] M. A. Furman, V. H. Chaplin, Phys. Rev. Special Top.: Accelerators Beams 9 (2006) 034403.
 [4] R. E. Kirby, F. K. King, Nucl. Instr. And Meth. A 469 (2001) 1.
 [5] ICFA Beam Dynamics Newsletter No 33, <http://www-bd.fnal.gov/icfabd/>.
 [6] Proceedings E-CLOUD'02, Geneva, 15-18 April, 2002, Published As CERN Yellow Report CERN-2002-001; Proceedings of the 31st ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Electron-Cloud Effects E-CLOUD'04, Napa, CA, 2004, edited by M. Furman, S. Henderson, F. Zimmermann, CERN Yellow Report No CERN-2005-001
 [7] H. Seiler, J. Appl. Phys. 54 (1983) R1
 [8] M. A. Furman, M.T.F. Pivi, Phys. Rev. Special Top.: Accelerators Beams 5 (2002) 124404
 [9] V. Baglin, I. Collins, B. Henrist, N. Hilleret, G. Vorlauffer, LHC Project Report 472, CERN, 2001
 [10] R. Cimino, I. R. Collins, Appl. Surf. Sci. 235 (2004) 231-235
 [11] C. Scheuerlein, M. Taborelli, J. Vac. Sci. Technol. A 20 (1) (2002) 93-101.
 [12] C. Scheuerlein, M. Taborelli, N. Hilleret, A. Brown, M. A. Baker, Appl. Surf. Sci. 202 (2002) 57-67
 [13] M. Commisso, P. Barone, A. Bonanno, R. Cimino, M. Minniti, D. Grosso, A. Oliva, P. Riccardi, F. Xu, Journal of Physics: Conference Series 100 (2008) 092013.
 [14] R. Cimino et al. to be published



Contents lists available at ScienceDirect

Vacuum

journal homepage: www.elsevier.com/locate/vacuum

Changes in electronic properties of carbon structures by evaporation and implantation of alkali metals

A. Bonanno*, M. Barberio, P. Barone, M. Camarca, D.R. Grosso, R. Vasta, F. Xu, A. Oliva

Dipartimento di Fisica, Università della Calabria and INFN-gruppo collegato di Cosenza, 87036 Arcavacata di Rende, Cosenza, Italy

ABSTRACT

Keywords:
Autoionization
Auger spectroscopy alkali implantation
Carbon structures
Carbon nanotubes

We report an electron spectroscopy study on Na⁺ ion implantation and Na atom deposition on carbon structures. Our results show that, for implanted Na at the same ion dose, the Na surface concentration decreases with the structure order, while deposited Na particles readily diffuse in the bulk.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Interaction of alkali metal atoms with carbon structures actually holds an important role in scientific research because of its implications in advanced technological applications. Graphite is a highly anisotropic [1] material in terms of its structural and electronic properties, due to the relatively strong in-plane forces between carbon atoms, and to the weak interplanar forces between adjacent graphene layers. Atoms of various chemical species, intercalated or implanted within graphite layers, form atomic or molecular bonds. The interest in these intercalated compounds is due to changes in electronic and mechanical properties induced by the intercalates, which can lead to technological applications of the new materials.

In particular alkali metals have been widely studied because they can act as potential donors when intercalated within graphite layers and because of their importance in catalysis and hydrogen adsorption processes [2–6]. In addition, technological applications of lithium graphite compounds have been introduced as rechargeable solid state Li⁺ batteries [2]. Recently, the studies of carbon nanotubes have attracted much interest as energy storage and nanoscale device applications [7–9]. The studies on graphite alkali deposition provide information on the surface structures and on changes in the electronic properties [1,2,10]. It has been observed that some alkali metals form a (2 × 2) monolayer when deposited at low temperature [1], while, due to their small sizes, Na and Li behave in a different way: Li readily intercalates into the graphite even at 100 K [1]; Na at low temperature (110 K) forms monolayer islands [1]. At room temperature, alkali deposition on graphite is scarcely studied, while recent studies of alkali deposition on carbon

nanotubes showed a rapid diffusion of alkali in the bulk [9,11,12] and changes in electronic properties.

Further, the resistivity of carbon nanotubes decreases upon exposure to alkali metals denoting a progressive sample metallization [13]; the most significant change in resistivity occurring for sodium exposure. Low energy Na⁺ ion implantation [14] and Na atom intercalation exhibit a quite different dopant spatial distribution, as implanted alkali atoms remain on the surface while intercalated alkali particles readily diffuse into the bulk [9,14].

These results suggested to us to study the changes in carbon structure properties after sodium exposure and implantation at room temperature. As for carbon nanotubes, we employ the CEAES technique (Collisionally Excited Autoionization Electron Spectroscopy) [15]. This technique consists in the analysis of electrons emitted by autoionization decay of sodium atoms excited by electron promotion [16] in binary sodium-sodium collisions between a beam projectile and an atom previously implanted or evaporated on the target.

This electron spectroscopy induced by atomic collisional processes, allows us to monitor the amount of implanted ions by observing the change in intensity of such atomic features as a function of the dose of sodium projectile ions [14,17]. Through this spectroscopy we are able to study changes of the sample local electrostatic potential (work function) by observing the spectral lines shift under Na irradiation, since the kinetic energy of electrons emitted by atomic particles near the surface, is strictly related to the electrostatic potential difference between the sample and the analyser [15,17].

The full width at half maximum (FWHM) of observed lines can provide information about the homogeneity of the sample region beneath the decaying atoms [15,17,18]. In fact the de-excitation should take place at a distance of ~10 Å from the surface. The electrostatic potential seen by the emitted electron is thus an average over the (macroscopically very limited) underlying sample

* Corresponding author.
E-mail address: bonanno@fis.unical.it (A. Bonanno).

region, and the presence of impurities (for example, Na implanted atom) on the surface should inevitably cause a broadening of the spectral lines [15].

In this work, we report on a study of the interaction of slow Na^+ ions with several carbon structures. We observe that the concentration of implanted alkali atoms is larger for amorphous graphite, suggesting that the efficacy of doping decreases with the structure order and that, contrary to the case of alkali deposition on metal surfaces [15], Na atoms evaporated on carbon structures diffuse into the bulk.

2. Experiment

The experiments were performed in a UHV chamber with a base pressure of 6×10^{-10} mbar. The alkali ion gun is a Kimball Physics product, with a beam current in the nA range and a spot size of ~ 1 mm diameter. The ion beam incident angle was fixed at 50° with respect to the surface normal. The emitted electrons were collected by a hemispherical energy analyzer whose axis was along the surface normal. The Leybold analyzer has a semi-acceptance angle of 25° and operated at a constant pass energy mode ($\Delta E = 50$ eV), therefore at an approximately constant transmission over the measured energy range. For vapour deposition of sodium atoms, carefully outgassed SAES getter dispensers were used. The amorphous graphite, the highly oriented pyrolytic graphite (HOPG) and the single wall carbon nanotubes (SWNTs) (purities greater than 95%) samples were cleaned by the appropriate technique: heating cycles for amorphous graphite and for SWNTs and a stripping procedure for HOPG. In any case the degree of cleanliness was monitored by Auger spectroscopy once the sample was under UHV conditions.

3. Results and discussions

In Fig. 1 we show the spectra of electrons emitted by HOPG surface during 300 eV Na^+ irradiation. Our spectra show the well known features of kinetic electron emission with a broad continuum background on which narrow peaks are superimposed with widths typical of atomic transitions [14].

Such peaks are due to autoionization decay of sodium atoms excited in the states $2p^53s^2$ (Na I) and $2p^53s3p$ (Na II) [21]. According to the molecular orbital (MO) promotion model, during the collisions of a sodium projectile with an implanted sodium atom, a transient quasi-molecule is formed [16]. In the framework of this model, the atomic Na 2p orbitals are correlated to the $3d\sigma$ and $4f\sigma$ molecular levels. If the internuclear distance between the collision partners decreases to below a critical value, some molecular orbitals will be shifted towards higher energies and electrons can be transferred to other unfilled orbitals. In the case of Na-Na collisions the models predict the promotion of the $4f\sigma$ MOs. Therefore, after the collision, Na atoms may have a vacancy in the 2p level and, when ejected into vacuum, will suffer autoionization decay producing the observed peaks. From Fig. 1 we can observe that such peaks rapidly grow in intensity and rigidly shift to lower energies as a function of Na^+ irradiation. Similar behaviour (not shown) has been observed for amorphous graphite and for SWNT and also for 700 eV Na^+ beam irradiation.

To get more detailed information we subtracted the smoothed background (as showed in the inset of Fig. 1) and fitted the peak with a Gaussian curve. In Fig. 2 we show the mean features of this Gaussian (Na I peak) as a function of Na^+ dose, D , where we compare the results obtained on HOPG, amorphous graphite and SWNTs for 300 eV and 700 eV Na^+ bombardment. The work function change $\Delta\phi$ is given by the energy shift of the Na I peak,

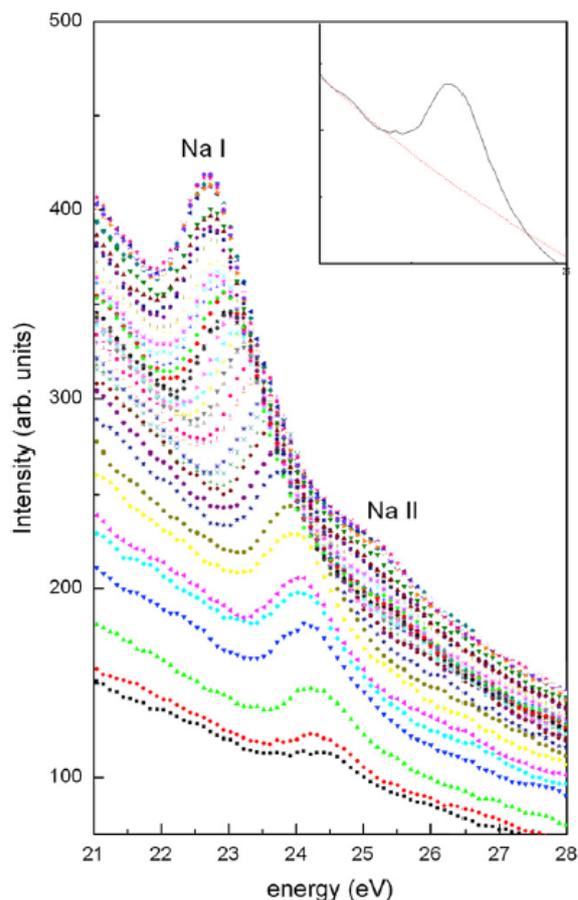


Fig. 1. Autoionization electron spectra taken during 300 eV Na^+ ion irradiation on HOPG. In the inset we show an example with the smoothed background subtracted.

assuming as reference position the peak energy extrapolated to zero dose. We attribute the reduction in the work function (ϕ) to the charge transfer from Na to the surface which results in the formation of a surface dipole [17]. Since the FWHM of the peak is linked to the broadening of spectral lines [15], this parameter supplies information on the spatial distribution of Na on the underlying surface, thus on the homogeneity of Na coverage on the surface. From the middle panel of Fig. 2 we can notice that the FWHM initially increases, then reaches a maximum and finally levels off. This reflects the initial inhomogeneity of the local electrostatic potentials and the gradual evolution toward a more uniform distribution of Na atoms on the surface. Additional information on the surface concentration of implanted Na is provided by the intensity of the autoionization peaks which has been obtained by evaluating the peak areas. In fact, it rapidly increases and gradually approaches a saturation value as D increases. The saturation intensity and the energy shift are significantly larger for the amorphous graphite for both energies of the irradiation beam as compared with the results for the other two ordered carbon structures (HOPG and SWNTs). This suggests that the dopant concentration on the surface decreases when the irradiated surface is a more ordered carbon structure. This seems to be in contrast with results reported in ref. [14]. Most likely this is because the sample used in [14], as pointed out in [22], contained a large amount of amorphous carbon. Furthermore, the FWHM

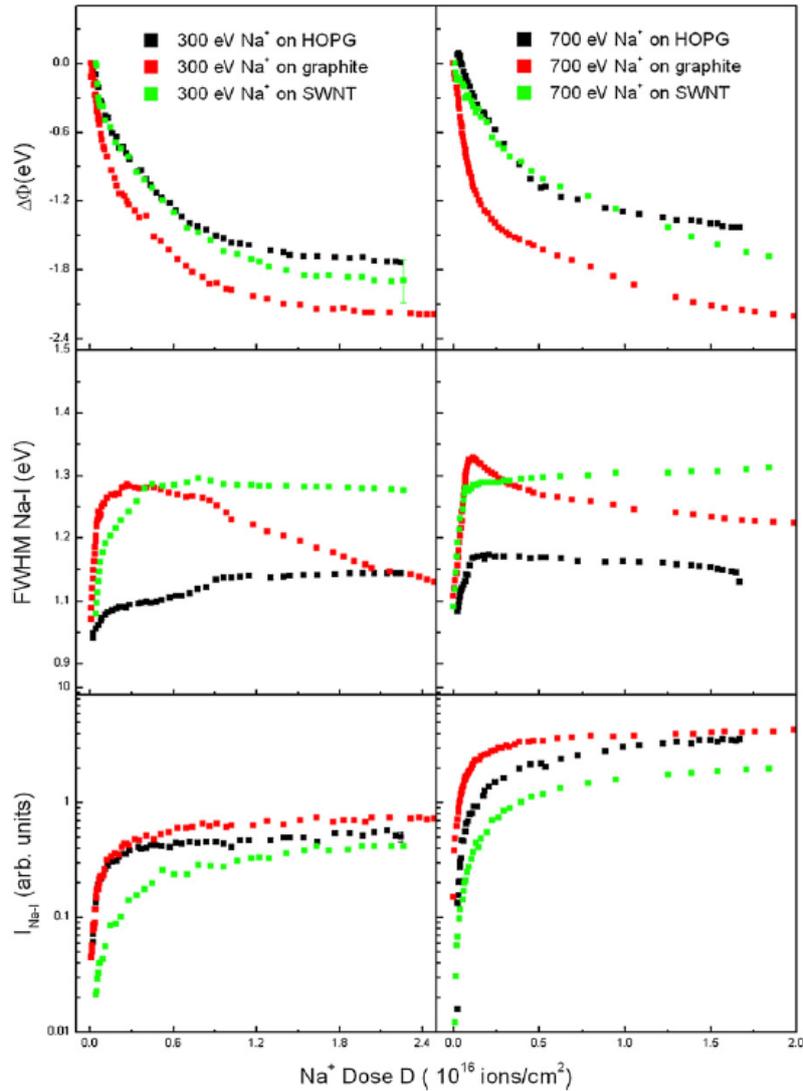


Fig. 2. Work function change $\Delta\phi$, linewidth, and intensity of Na-I autoionization peak versus Na⁺ dose D for amorphous graphite, HOPG and SWNTs irradiated by 300 eV Na⁺ ions (left panels) and by 700 eV Na⁺ ions (right panels).

behaviour, in the case of a SWNT, shows that the dopant distribution on the surface is less homogeneous. This can be due to the disordered structures of SWNT bundles (Fig. 3) allowing the Na atoms to be implanted and/or diffused more easily into the sample. In the case of amorphous graphite the FWHM shows an increase due to the growing disorder of the initial surface as compared with HOPG. As the dose increases such differences almost disappear because, finally, there is a more uniform coverage of Na. In fact, if we increase the beam energy (right middle panel for 700 eV), the FWHM in the case of amorphous graphite levels off to a higher value due to the disorder induced by the bombarding beam. In additional studies we will investigate such behaviors at higher beam energies.

The CEAES spectroscopy has been used in the past [15,17,18] mainly for studies on alkali deposition on metal samples using outgassed dispensers. It is interesting to compare the results obtained on carbon structures after applying both techniques: alkali implantation and deposition. Recently we have observed [13] large changes in resistivity for deposition of alkali metals on carbon nanotubes. In Fig. 4 we show the spectra obtained for 300 eV Na⁺

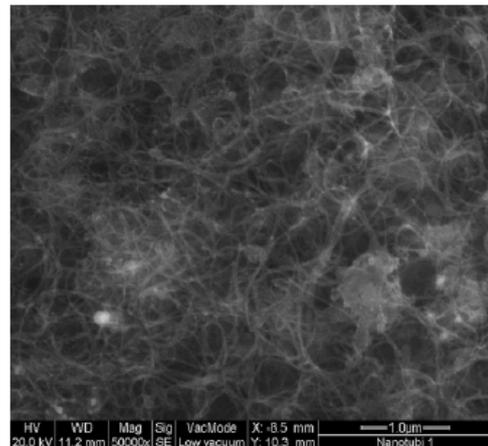


Fig. 3. Scanning electron microscopy images of SWCNT bundles.

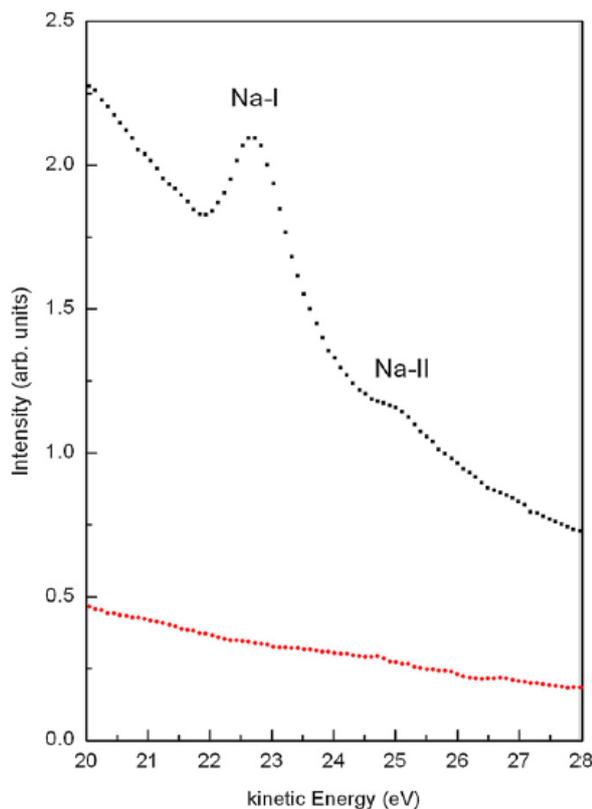


Fig. 4. Autoionization electron spectra induced by 300 eV Na^+ beam on SWNTs. The upper curve the spectrum after 300 eV Na^+ ion implantation, the lower one is for Na evaporation.

ion irradiation, for evaporated Na (lower curve) and implanted Na^+ (upper curve). It can be easily seen that the autoionization peaks are completely absent in the case of Na evaporation. Similar results were obtained on the other carbon structures: amorphous graphite and HOPG. This confirms the results obtained in previous studies on carbon nanotubes exposed and bombarded by alkali atoms [9,14]. From such results we can deduce that alkali atoms,

after deposition on carbon materials (amorphous, HOPG, SWNT) rapidly diffuse into the bulk structures.

4. Conclusion

From the intensity of the electron peaks it is found that implantation is more effective on disordered carbon structure (amorphous graphite) rather than on ordered carbon features (HOPG or SWNT). The effectiveness refers to the alkali concentration on the surface.

On the other hand, if we compare to the techniques used, we observe a difference between implantation and evaporation. Independent of the carbon structure used (ordered or disordered) our results show again that the implantation technique leads to a higher surface concentration of alkali atoms, or, in the case of evaporation, the alkali diffusion into the bulk is more probable.

References

- [1] Caragiu M, Finberg S. *J Phys Condens Matter* 2005;17:R995–1024.
- [2] Rytkonen K, Akola J, Manninen M. *arXiv:cond-mat/0609458v1*; 2008.
- [3] Kotarba A, Holmlid L. *Phys Chem Chem Phys* 2009;11:4351–9.
- [4] Mills RL, Zhao G, Akhtar K, Chang Z, Hea J, Lu Y, et al. *Int J Hydrogen Energy* 2009;34:573–614.
- [5] Soo Han S, Mendoza-Cortés JL, Goddard WA. *Chem Soc Rev* 2009;38:1460–76.
- [6] Purewal JJ, Keith JB, Ahn CC, Fultz B. *Phys Rev B* 2009;79:054305.
- [7] Dai Hongjie. *Surf Sci* 2002;500:218–41.
- [8] de Jonge N, Lamy Y, Schoots K, Oosterkamp TH. *Nature* 2002;420:393.
- [9] Cupolillo A, Giallombardo C, Papagno L. *Surf Sci* 2007;601:2828.
- [10] Breitholtz M, Algdal J, Kihlgren T, Lindgren SA, Wallden L. *Phys Rev B* 2004;70:125108.
- [11] Suzuki S, Bower C, Tanigaki K, Zhou O. *Chem Phys Lett* 1998;285:481.
- [12] Choi J, Samayoa IA, Chu Lim S, Chulso Jo, Choi YC, Lee YH, et al. *Phys Lett A* 2002;299:601.
- [13] Barberio M, Barone P, Bonanno A, Camarca M, Masciari E, Oliva A, et al. *Superlattices Microstruct* 2009;46:369–73.
- [14] Commisso M, Bonanno A, Minniti M, Barone P, Riccardi P, Oliva A, et al. *Surf Sci* 2007;601:2832–5.
- [15] Xu F. *Mod Phys Lett B* 1995;9(6):319–41.
- [16] Barat M, Lichten W. *Phys Rev A* 1972;6:211.
- [17] Zoccali P, Bonanno A, Camarca M, Oliva A, Xu F. *Phys Rev B* 1994;50:9767.
- [18] Oliva A, Mandarino N, Riccardi P, Zoccali P, Manicò G. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect B* 1996;116:420–3.
- [19] Mandarino N, Zoccali P, Riccardi P, Bonanno A, Oliva A, Xu F. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect B* 1996;115:590–3.
- [20] Riccardi P, Bonanno A, Oliva A, Xu F. *Thin Solid Films* 1996;289:177–9.
- [21] Minniti M, Commisso M, Sindona A, Sicilia E, Bonanno A, Barone P, et al. *Phys Rev B* 2007;75:045424.
- [22] Marianna Barberio PhD thesis –Dipartimento di Fisica, Università della Calabria– Italy; 2007.

§ Bibliografia

- [1] R.Cimino, I.R.Collins et all DOI: 10.1103/PhysRevLett93.014801
- [2] R.Cimino, I.R.Collins A.S.S. 235 (2004) 231 – 235
- [3] R.Cimino, V.Baglin, I. R. Collins, PRST – AB 2, 063201 (1999)
- [4] E.Benedetto. Tesi di Dottorato in Energetica: Emittance growth induced by electron cloud in proton storage rings
- [5] N.Mahne, R. Cimino, I.R.Collins et all. Photon reflectivity distribution from the LHC implications on the arc beam vacuum system. Applied Surface Science 235 (2004) 231-235
- [6] M.Pivi. Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica, Beam induced electron multipacting in the CERN Large Hadron Collider accelerator LHC
- [7] R.E.Kirby, F. K. King, Nucl. Instr. And meth. A 469 (2001) 1
- [8] ICFA Beam Dynamics Newsletter No 33, <http://www-bd.fnal.gov/icfabd/>
- [9] Proc. E-CLOUD'02, CERN, Geneva, April 15-18. CERN-2002-001 (2002)
- [10] N. Mandarino, Tesi di dottorato di Ricerca – Università della Calabria
- [11] M. Anderle, M. G. Cattania, “Metodi per la Caratterizzazione Chimico – Fisica delle Superfici”, Patron Editore (1991)
- [12] G. Ertel, J. Küppers, “Low energy electrons and surface chemistry”(1985)
- [13] M. Cocito, F. Gorgellino, “Microanalisi ad Elettroni Auger”, (1981)
- [14] “Electron Emission Spectroscopy”, edito da W. Dekeyser, L. Fiermans, G. Vanderkelen, J. Vennik (1973)

- [15] M. Anderle, M. G. Cattania, “Metodi per la Caratterizzazione Chimico – Fisica delle Superfici”, Patron Editore (1991)
- [16] H. Seiler, *J. Appl. Phys.* 54 (1983) R1
- [17] D.Dukkamp J.J.Scholtz and R.W.A Schmitz, *Secondary electron emission properties*, *Phillips Journal of Research* 50 (1996), no. 3/4, 375-389
- [18] H.Bruining, *Physics and Applications of Secondary Electron Emission*, Pergamon Press, 1954
- [19] Gerald F. Dionne, *Effects of secondary electron scattering on secondary emission yield curves*, *Journal of Applied Physics* 44 (1973), no. 12, 5361 – 5364
- [20] E.M. Baroody, *A theory of secondary electron emission from metals*, *Physical Review* 78 (1950), no. 6, 780 – 787
- [21] Robert G.Lye and A.J.Dekker, *Theory of secondary emission*, *Physical Review* 107 (1957), no. 4, 977 – 981
- [22] Gerald F. Dionne, *Effects of secondary electron scattering on secondary emission yield curves*, *Journal of Applied Physics* 44 (1973), no. 12, 5361 – 5364
- [23] Gerald F. Dionne, *Origin of secondary-electron-emission yield-curve parameters*, *Journal of Applied Physics* 46 (1957), no. 8, 3347 – 3351
- [24] J. Rodney M. Vaughan, *A new formula for secondary emission yield*, *IEEE Transactions on Electron Devices* 36 (1989), no. 9, 1963 –1967
- [25] J. Rodney M. Vaughan, *Secondary emission formulas*, *IEEE Transactions on Electron Devices* 40 (1993), no. 4, 830
- [26] M. A. Furman, M.T.F. Pivi, *Phys. Rev. S T. Accel. Beams* 5 (2002) 124404

- [27] P. A. Redhead, J. P. Hobson, and E.V. Kornelsen, *The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum* (Chapman and Hall, London, 1968), Chap. 4 (reprinted by the AIP in 1993 as part of the American Vacuum Society Classics series)
- [28] O.Gröbner B.Henrist N.Hilleret C.Scheuerlein M.Taborelli V.Baglin, J.Bojko, *The secondary electron yield of technical materials and its variation with surface treatments*, Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria (2000), 217 – 221
- [29] R.E.Kirby and F.K.King, *Secondary electron yields from pep-ii accelerator materials*, SLAC-PUB-8212 (2000)
- [30] T.L. Barr, J. Phys. Chem. 82 (1978) 1801
- [31] J. Halbritter, J. de Physique 45 (1984) C2
- [32] M.Q. Ding, E.M. Williams, Vacuum 39 (1989) 463
- [33] E.C. Ekwelundu, A. Ignatiev, J. Vac. Sci. Technol. A 6 (1988) 51
- [34] R. Patel, Q. Guo, I. Cocks, E.M.Williams, E. Roman, J.L.de Segovia, J. Vac. Sci. Technol. A 15 (1997) 2553
- [35] E.L. Garwin, E.W. Hoyt, M. Rabinowitz, J. Jurow, Proceedings of the fourth International Vacuum Congress (Manchester, 1968), Institute of Physics and Physical Society, Part 1, 1968, pp. 131–136
- [36] E.L. Garwin, R.E. Kirby, E.W. Hoyt, T. Momose, Abstract Vacuum 31 (1981) 597, SLAC Pub. 2716 (1981)
- [37] M. Pivi *et al*, *Sharp reduction of the secondary electron emission yield from grooved surfaces* J.A.P. 104, 104904 – 2008
- [38] Pasquale Barone, Tesi di Laurea, Università della Calabria, 1999
- [39] Patrizia Chiara Zoccali, Tesi di laurea, Università della Calabria, 1991
- [40] Davide Remo Grosso, Tesi di laurea, Università delle Calabria, 2007

- [41] P. Riccardi, Tesi di Laurea: “*Elettroni Auger da orbitali L di Ar e M di Metalli di Transizione indotti dal bombardamento con ioni Ar*”
- [42] N. Mandarino, Tesi di Laurea: “*Elettroni Auger indotti da bombardamento ionico su Alluminio: disseccitazione nel vuoto e nel solido ed interazione atomo-superficie*”
- [43] O.Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock (eds.). “LHC Design Report Vol. 1: The LHC Main Ring”, CERN-2004-003 (2004)
- [44] O. Gröbner. Technological problems related to the cold vacuum system of the LHC. *Vacuum*, 47(6-8): 591-595, 1996
- [45] LHC, The Large Hadron Collider, Conceptual design. CERN, October 1995
- [46] V. Baglin, I.R. Collins, O. Gröbner, in: Proceedings of the EPAC’98, Stockholm, June 1998
- [47] V. V. Anashin, O. B. Malyshev, N. V. Federov, V. P. Nazmov, B. G. Goldenberg, I. R. Collins, O. Grobner, *Nucl. Inst, Meth, Phys. Res a* 448 (2000) 76-80
- [48] V. Baglin, I. R. Collins, O. Gröbner, C. Grünhagel, B. Henrist, N. Hilleret, B. Jenninger, Proceedings of the XI workshop on LEP-SPS performance Chamonix, 141, 2001
- [49] D. R. Grosso et all, Proceeding of EPAC08, Genoa Italy
- [50] M. A. Furman, V. H. Chaplin, *Phys. Rev. Special Top.: Accelerators Beams* 9 (2006) 034403
- [51] R. Whaley, E. W. Thomas, *J. Appl. Phys.* 56 (5) 1984
- [52] V. Baglin, I. Collins, B. Henrist, N. Hilleret, G. Vorlaufer, LHC Project Report 472, CERN, 2001
- [53] C. Scheuerlein, M. Taborelli, *J. Vac. Sci. Technol. A* 20 (1) (2002) 93-101

- [54] M. Commisso, P. Barone, A. Bonanno, R. Cimino, D.R. Grosso, M. Minniti, A. Oliva, P. Riccardi, F. Xu; *Journal of Physics: Conference Series* 100 (2008) 092013)
- [55] N. Mahne. *Tesi di Laurea in Scienza dei Materiali: Properties of LHC vacuum chamber walls as studied by synchrotron radiation related techniques*
- [56] R. Cimino. Surface related properties as an essential ingredient to e-cloud simulation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics research A* 561 (2006) 272-275
- [57] O. Brüning, F. Caspers, I.R. Collins, O. Gröbner, B. Henrist, N. Hilleret, J.-M. Laurent, M. Morvillo, M. Pivi, F. Ruggiero, X. Zhang, (CERN Geneva Switzerland), *Proceedings of the 1999, Particle Accelerator Conference*, New York, 1999
- [58] B. Henrist, N. Hillert, C. Scheuerlein, M. Taborelli, G. Vorlauffer, *LHC P.R. 583 and Proceedings of the EPAC*, 2002
- [59] ICFA Beam Dynamics Newsletter No 33, <http://www-bd.fnal.gov/icfabd/>
- [60] Xuesong Li et al *5 JUNE 2009 VOL 324 SCIENCE*
- [61] Keun Soo Kim *NATURE Vol 457 2009 07719*
- [62] Alfonso Reina et al. *NANO LETTERS 2009 Vol. 9, No. 1 30-35*
- [63] Michiru Nishiwaki, Shigeki Kato, *Vacuum* 84 (2010) 743–746