

Corso Universitario

" OTTICA ELETTRONICA "

Prof. Gianni Zanarini

Seminario dello studente Enrico Viarani:

**"UNA BREVE DOCUMENTAZIONE
SULL'ESPERIMENTO
DI HAYNES E SHOTKLEY SUI SEMICONDUTTORI,
CON APPROFONDIMENTO SULLA ELETTRONICA
UTILIZZATA PER LA SUA REALIZZAZIONE"**

Bologna
28/4/93

INDICE:

Paragrafo	Pag.
1-Breve spiegazione del fenomeno fisico_____	3
2-Traduzione della teoria dell'esperimento nella pratica: sua filosofia, prima realizzazione di Haynes e Shotkley (da ora H S), realizzazione Sconza e Torzo (da ora S T)_____	3
3-Analisi dello schema S T con riguardo alle due giunzioni ed in particolare a quella di collettore: spiegazione del fenomeno fisico_____	5
4-Analisi della scheda con sweeper ed impulsatore e di quella con amplificatore differenziale_____	5
5-Studio del supporto e del sistema di posizionamento dei contatti_____	7
6-Semiconduttore campione: caratteristiche e preparazione_____	9
7-Grandezze misurabili con questo esperimento_____	9
Bibliografia_____	12

1 BREVE SPIEGAZIONE DEL FENOMENO FISICO

L'esperimento di H S si basa su questo principio: in una sbarretta di semiconduttore monocristallino drogato, viene creato un campo elettrico da un'estremità all'altra. Successivamente viene inviato in un punto del campione un breve impulso di portatori minoritari di carica, i quali vengono trasportati dal campo suddetto lungo la sbarra.

GIUNZIONE M-S DI COLLETTORE (D_c)

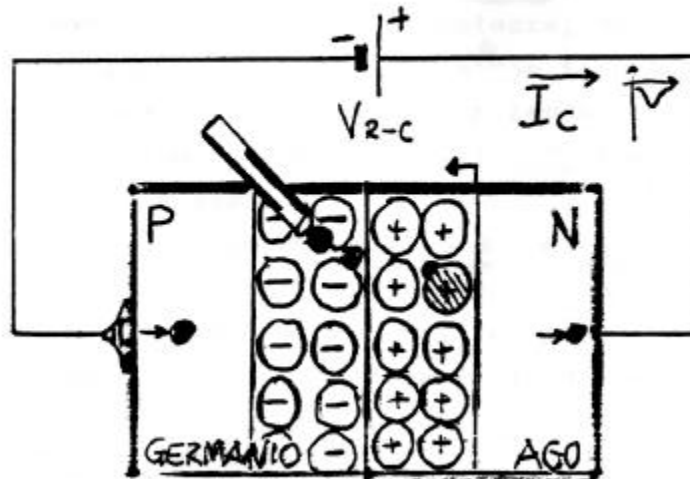


fig 1-1

Se ne riveliamo il passaggio in un punto "a valle" della zona di emissione (prima che essi si ricombinino e prima che il numero di urti da loro subito diventi tale da disperderli), studiando le caratteristiche dell'impulso letto, potremo trarre notizie su velocità di deriva, vita media e coefficiente di diffusione del cristallo.

2 TRADUZIONE IN PRATICA, FILOSOFIA REALIZZAZIONI DI H S E DI S T

L'impalcatura teorica dell'esperimento così banalmente liquidata nel paragrafo precedente, poggia in realtà su principi fisici tutt'altro che semplici. Lanciare una manciata di palline da ping-pong in un fiume con un grosso bidone e raccoglierle un chilometro più a valle con una ruspa, è qualcosa di estremamente delicato e bisognoso di grosse approssimazioni al fine di poter trarre qualche buon risultato.

Salvo diverse specificazioni assumeremo da ora che il semiconduttore in questione sia Germanio drogato P ed i portatori minoritari da iniettare siano perciò elettroni. D'altra parte l'esperimento è eseguibile anche con altri semiconduttori e con drogaggio N : basterà generare gli impulsi con le polarità rovesciate così da "iniettare lacune".

Osservando lo schema di base dell'esperimento, notiamo che in corrispondenza dei due contatti di iniezione e rilevamento sono disegnati due diodi: è questo il primo limite imposto dalla realizzazione pratica dell'esperimento. Essi sono dovuti al contatto tra le due punte di metallo ed il semiconduttore; si genera in questo caso una vera giunzione, ancora lontana dalle caratteristiche teoriche o di un normale diodo $P-N$ al Silicio, ma che non ha nulla da invidiare ad un vecchio diodo a "baffo di gatto" che si basava proprio su questo principio. Nel nostro caso ciò non porterà particolari difficoltà fatta eccezione per il contatto di collettore dove, più avanti, ragioneremo su un diodo che è polarizzato inversamente.

Il campo di trascinamento (detto anche di spazzolamento o di sweep) che sposta gli elettroni verso il collettore è dell'ordine della ventina di volt e non può essere applicato costantemente al

crystallo: esso riscalderebbe inevitabilmente la sbarretta alterando i parametri misurati (la potenza da dissipare si aggirerebbe attorno a 4, 5 watt).

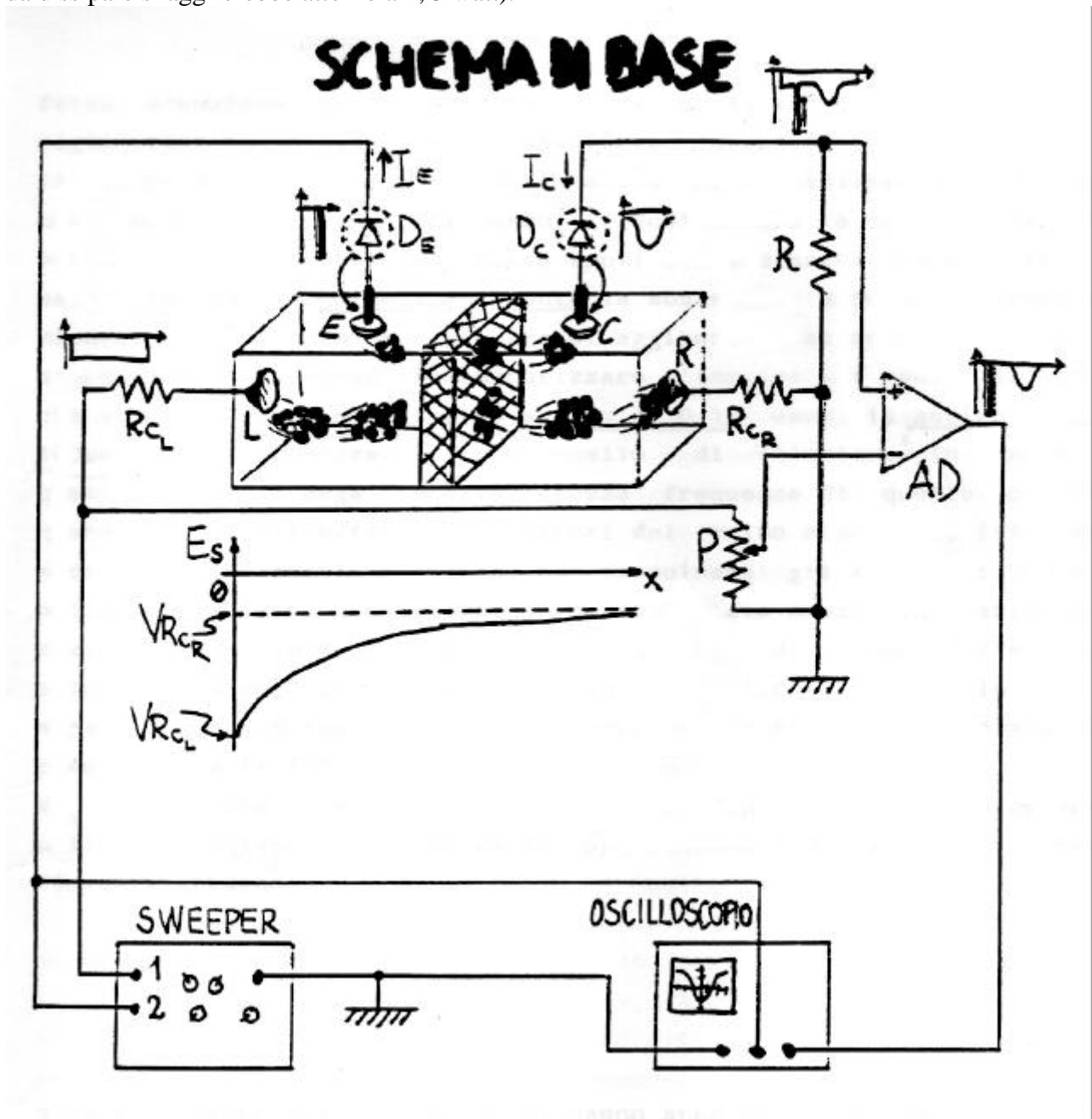


fig 2-1

E' quindi indispensabile temporizzare l'impulso di sweep in maniera che su un periodo complessivo ad es. di 0.1s esso sia attivo solo per $100\mu s$ e sincronizzarlo con quello di iniezione in modo che quest'ultimo avvenga (con la stessa frequenza di quello di sweep) quando tutti gli effetti transitori del primo siano esauriti, ma in modo che gli resti il tempo per trascinare gli elettroni sotto il collettore. Tutto quanto appena detto è stato messo in pratica nella realizzazione S T ma anche in quella H S, senza differenze di principio salvo, ovviamente, una minore semplicità circuitale e limiti maggiori in H S imposti da una elettronica certamente meno evoluta e precisa (era il 1951).

Va detto che, per ottenere risultati apprezzabili, è opportuno utilizzare cristalli di Germanio opportunamente drogati in una stretta finestra attorno a $30\Omega cm$.

3 ANALISI DELLO SCHEMA S T CON RIGUARDO ALLE DUE GIUNZIONI

Osserviamo lo schema di base S T: notiamo quattro oggetti: lo sweeper, il cristallo, l'amplificatore differenziale (AD) e l'oscilloscopio.

Lo sweeper (che sarà analizzato in dettaglio nel prossimo paragrafo) possiede due uscite: la 1 è quella del vero e proprio impulso di sweep, regolabile in ampiezza, duty cycle e frequenza, la 2 è quella dell'impulso di iniezione per il quale si possono decidere, in fase di misura, l'ampiezza, il ritardo dall'inizio dell'impulso di sweep ed il periodo. Entrambi gli impulsi sono, nel nostro caso, negativi rispetto a massa.

Il semiconduttore è Germanio monocristallino drogato P a $30\Omega\text{cm}$. Alle sue estremità vi sono due contatti ohmici L ed R realizzati con due saldature a stagno a due fili di rame, ai quali, tramite Rcl e Rcr , è applicato il campo di sweep. I due diodi De e Dc sono quelli intrinseci al Germanio, ottenuti appoggiando su di lui i due contatti di emettitore e collettore, che altro non sono che due comuni aghi da cucito, opportunamente affilati, il cui utilizzo è stato tentato con successo, per caso, al termine di una infinita serie di prove con i materiali più disparati e rari. Il diodo De viene polarizzato direttamente ogni volta che viene inviato l'impulso negativo di iniezione, cioè quando gli elettroni entrano nel cristallo. Quando questi cadono nella depletion layer della parte P del diodo Dc , polarizzato inversamente dal campo di sweep, oltrepassano la giunzione attratti dalla $dpll-N$ costituita da cariche positive. Questa migrazione di elettroni, spiegabile come fenomeno di drift all'interno di una giunzione, è oltremodo interpretabile come un flusso di lacune in senso opposto (il verso convenzionale della corrente !) che genera sulla resistenza R la caduta di tensione di segno negativo rispetto a terra, schematizzata nella particolare forma d'onda gaussiana capovolta posta vicino al collettore. La forma d'onda complessiva di collettore è scomponibile in tre parti: l'impulso negativo più largo e meno profondo è quello di sweep misurato tra C e massa; quello stretto e profondo è il segnale di propagazione del campo elettromagnetico attraverso il semiconduttore, generato dall'impulso di iniezione. Esso viaggia praticamente alla velocità della luce così da risultare contemporaneo a quello elettrico di iniezione se sottoposto alla più fine delle misure di tempo eseguibile con un oscilloscopio a doppia traccia. Ciò gli consente, ovviamente, di giungere prima del fiotto di elettroni che costituisce la terza ed ultima parte della forma d'onda, ossia quella piccola gaussiana capovolta la cui origine è stata spiegata giusto sopra.

L'AD serve ad eliminare dalla forma d'onda appena analizzata, la componente di sweep, così da consentire all'oscilloscopio di *triggerare* l'onda a partire dall'impulso elettromagnetico, permettendo un maggior ingrandimento della gaussiana.

Infine l'oscilloscopio deve essere almeno a doppia traccia e di sensibilità discreta ($\geq 10\text{mV/div}$). Possibilmente è opportuno usarne uno con memoria di quadro, per poter mediare nel tempo una forma d'onda che, in condizioni normali, risulta instabile e quindi difficile da stimare.

4 ANALISI DELLE SCHEDE CON SWEEPER E AD

Il circuito integrato dello sweeper è un comune $LM322$, timer di precisione della National S.C., nella versione "dual-in-line" di caratteristiche superiori all'altrettanto (e più) comune $NE555$ per risoluzione di tempi e tensioni. Esso è protetto in alimentazione, può gestire tensioni fino a 40V ed è utilizzato in configurazione con ingresso boost attivo, in modo da sfruttare al massimo la sua possibilità di portarsi rapidamente da uno stato alto ad uno basso e viceversa. Il pin 1 è l'emettitore del transistor di uscita (pin 12) interno al chip; il piedino 2 determina la logica positiva o negativa con cui deve lavorare il chip; il 3 è l'ingresso del trigger; 4 è una uscita a 3.15V per alimentare il circuito $R-C$ che definisce il periodo dell'integrato; 5 ingresso per circuito $R-C$; 6 GND; 10 alimentazione; 11 ingresso boost per aumentare la velocità di commutazione; 12 uscita del timer (collettore del PNP interno, il cui emettitore è il pin 1).

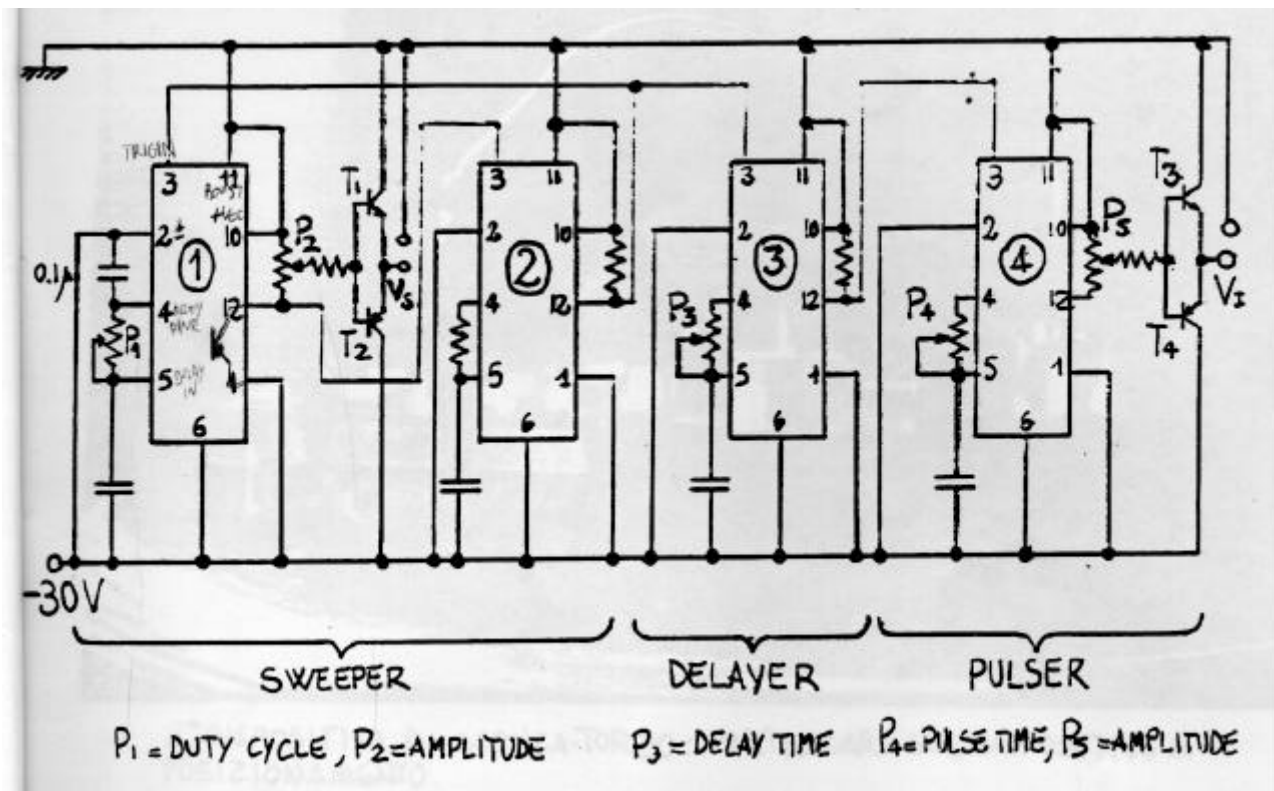


fig 4-1

I circuiti 1 e 2 realizzano l'onda di sweep: il 2 ne misura il periodo totale mentre l'1 ne determina il tempo in cui esso è attivo, ovvero agendo su P_1 si varia il duty cycle, modificando la durata della parte "on", fermo restando l'intero periodo. I transistori T_1 e T_2 amplificano ulteriormente in classe B il segnale V_s di sweep. Dunque il 2 triggera (= attiva) il circuito 1, ma anche quello 3. Quest'ultimo svolge la funzione di delayer determinando con quanto ritardo debba iniziare la iniezione delle cariche. Variando P_3 si cambia appunto questo tempo in modo da allontanarsi quanto basta dalla zona dei transistori dovuti all'inizio dell'impulso di sweep. A sua volta 3 triggera 4 che assolve il compito di pulser, generando l'impulso negativo di iniezione degli elettroni variabile in ampiezza (P_5) e durata (P_4) ed amplificato dalla coppia T_3, T_4 in classe B.

Per ciò che riguarda la scheda dell'AD, essa è quasi interamente realizzata con un integrato della serie TL082. Trattasi di un doppio amplificatore differenziale come rappresentato nel disegno.

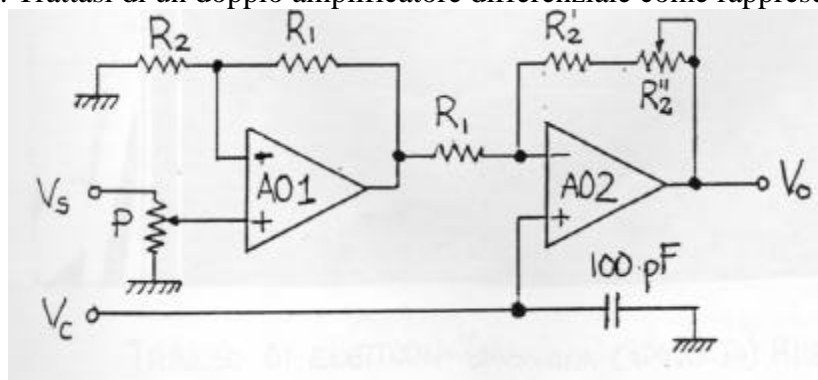


fig 4-2

Il potenziometro P , multigiro in modo da permettere una regolazione fine entro vasti ranges di tensione del valore della componente di sweep da sottrarre, a seconda della necessità spiegata nel paragrafo precedente. Il potenziometro R_2'' cambiando la resistenza di retroazione nel secondo amplificatore operazionale AO_2 permette, in fase di taratura del circuito, di rendere unitario il guadagno dell'insieme AO_1-AO_2 in maniera da non perturbare le dimensioni della forma d'onda che si deve studiare. Il condensatore da 100pF serve ad attenuare eventuali disturbi ad alta frequenza. Nella realizzazione di S T questo circuito è stato posto direttamente sulla basetta che

alloggia il semiconduttore e il sistema dei contatti *C* ed *E* allo scopo di ridurre al minimo la lunghezza dei cavi dove scorrono piccole correnti, in modo da limitare al massimo fenomeni di induzione sui fili stessi.

5 STUDIO DEL SUPPORTO E DEL SISTEMA DI POSIZIONAMENTO DEI CONTATTI

Due sono state, nel corso degli anni, le soluzioni adottate da S T per ciò che concerne il sistema di posizionamento delle punte. Un primo tentativo [6] consisteva in un complicato (per quanto impreciso) sistema a vite governato da un micrometro; il tutto protetto da un paravento in ottone che prevenisse eventuali contatti meccanici col sistema stesso. L'esperienza ha poi insegnato che, nonostante si tentasse di riprodurre la distanza relativa tra le punte con l'ausilio del micrometro, le misure restavano non riproducibili causa l'inefficacia del sistema stesso e l'evidente scarsa probabilità di ripescare proprio lo stesso punto del reticolo sondato precedentemente. Senza contare che i dati ottenuti sono fortemente influenzati dalla pressione con cui le punte premono sul cristallo nel momento del contatto ed in quello di stasi, a contatto avvenuto.

Vista quindi l'inutilità del sistema si è passati alla seconda soluzione molto più semplice e pratica che consiste in una coppia di supporti (uno per punta) indipendenti ancorati alla basetta di ferro per mezzo di calamite che ne permettono lo sganciamento, utile per pulire le punte e cercare una nuova posizione sul cristallo tale che l'effetto sia più evidente.

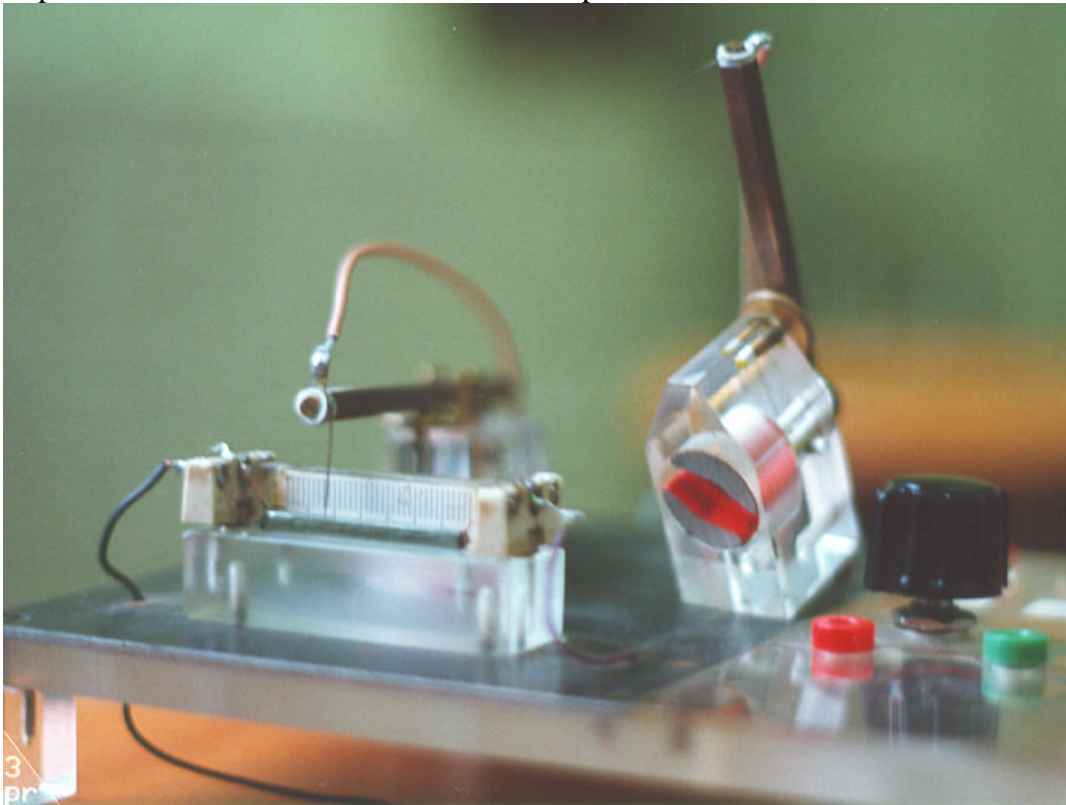


fig 5-1

Ciascuno dei supporti possiede un braccio alla cui estremità è fissato l'ago; il braccio è spinto verso il cristallo da una molla puntata nel supporto stesso (la si nota in trasparenza nell'immagine successiva).

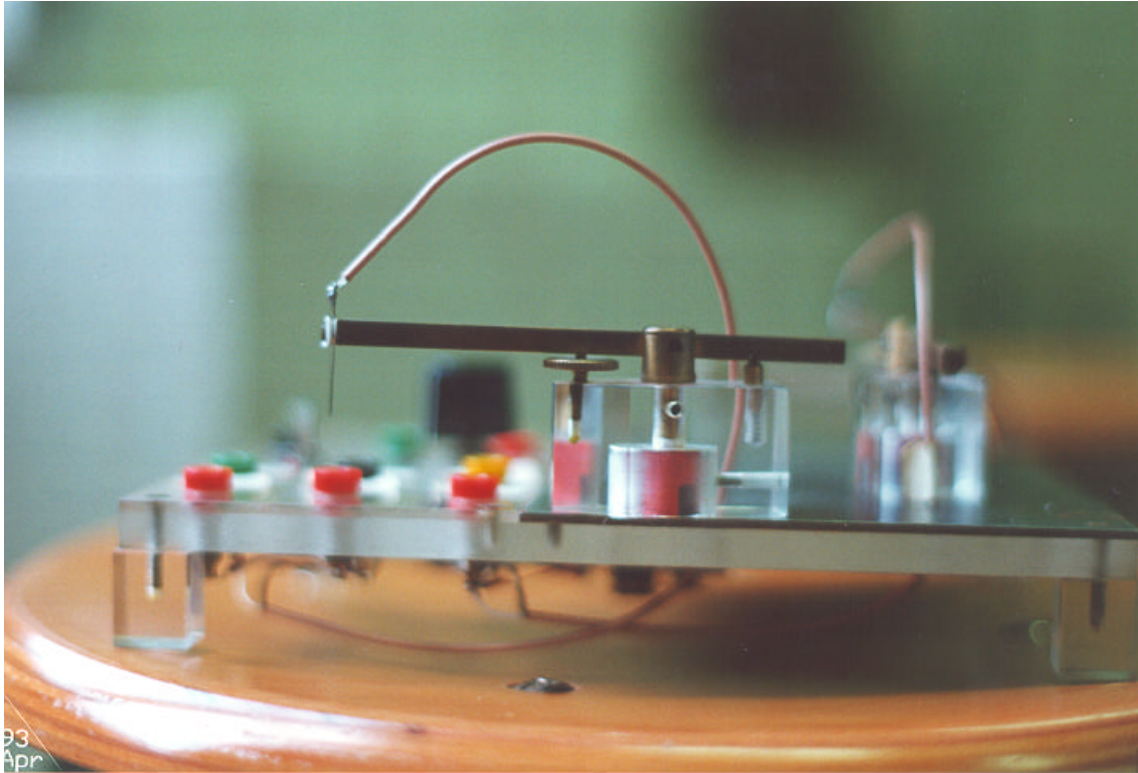


fig 5-2

Una vite regolabile a mano consente di staccare e poggiare le punte sul Germanio in maniera verticale, evitando così di rigarlo. E' da notare anche che le due punte sono elettricamente isolate dai bracci da due guarnizioni in Teflon.

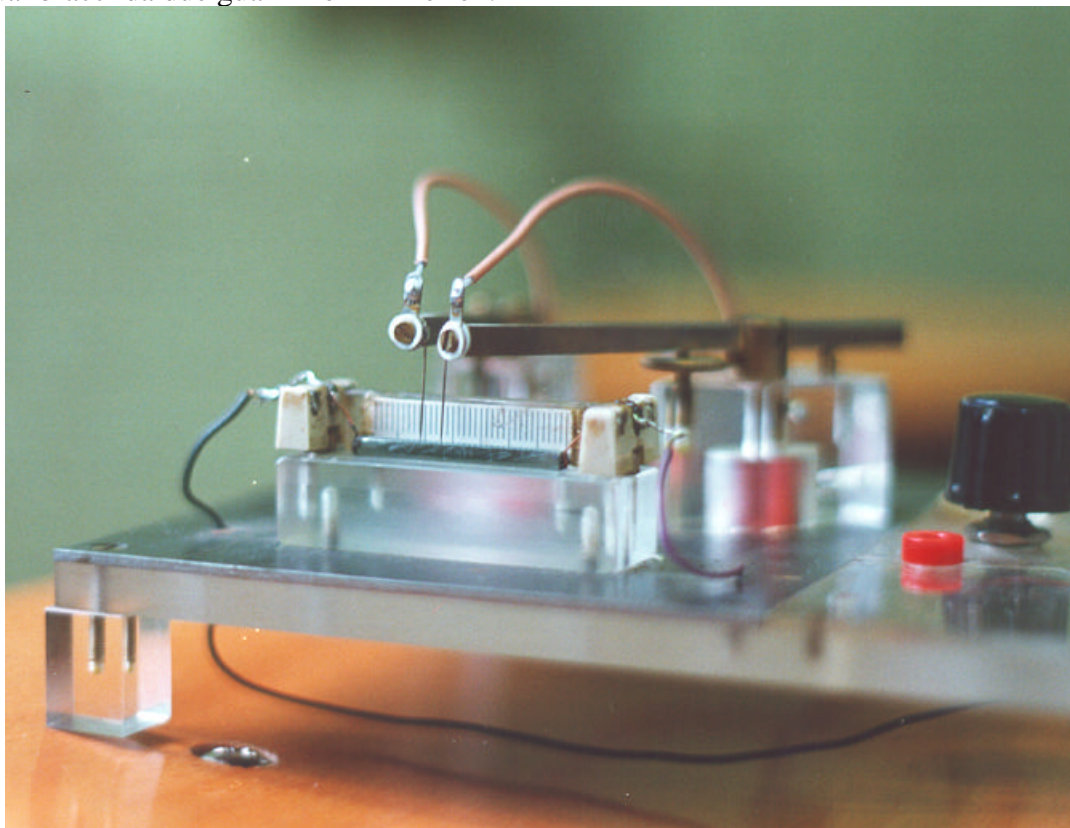


fig 5-3

La sede che ospita la barretta di semiconduttore lunga 30mm, è in Plexiglass ed è provvista di una scala graduata in mm collocata dietro il semiconduttore che permette di determinare la

distanza tra le punte con la precisione di 1/2 mm; pure in plexiglas è la parte dove si trovano le boccole per i contatti esterni e per l'alimentazione dell'AD.

6 SEMICONDUCTORE CAMPIONE: CARATTERISTICHE E PREPARAZIONE

Intendiamo per semiconduttore sempre Germanio, nel caso specifico drogato P . La relativa facilità di preparazione del Germanio lo fa preferire al Silicio sebbene il secondo costi molto meno. Vediamo dunque cosa si intende per "semplice" preparazione: è necessario levigare il cristallo a mano, in acqua distillata, con carta abrasiva n°800. Questa è l'operazione più delicata perché la ricombinazione dei portatori iniettati avviene proprio in prossimità della superficie del cristallo ed è straordinariamente favorita se questo presenta irregolarità o deformazioni reticolari, al punto da rendere inosservabile l'effetto desiderato. Successivamente si deve immergere il campione in $CP4$ (acido nitrico 60%, -acetico 30%, -fluoridrico 10%) a temperatura ambiente per un minuto, così da pulirlo chimicamente e poi di nuovo lavarlo con acqua distillata. Ora il Germanio è pronto per la saldatura dei contatti ohmici estremi (che si effettua con un semplice saldatore a stagno) a cui sarà applicato il campo di sweep.

Sul drogaggio del semiconduttore mancano dati precisi. Mentre mi è stato confidato [7] da S T che l'effetto H S si osserva solo in un range ristretto dei valori di drogaggio (tanto che tecnici di Siemens di Monaco si stupirono notevolmente dei risultati "al primo colpo" di S T) non è noto quanto ampio sia il range e se il valore $30\Omega\text{cm}$ citato dal prof. Sconza sia indicativo o sia il centro di questa finestra di valori. Conferma di questa necessità pratica sia il fatto che un cristallo commissionato successivamente, fece faticare molto S T per ottenere alla fine scarsi risultati. Sta di fatto che la fortuna volle inizialmente aiutare S T così da permetter loro di scoprire questo limite pratico.

7 GRANDEZZE MISURABILI CON QUESTO ESPERIMENTO

L'esperimento di H S permette di determinare, con precisioni diverse, le seguenti grandezze: velocità di deriva, mobilità degli elettroni, vita media e coefficiente di diffusione. Vediamo come.

Banalmente per la velocità di deriva Vd è sufficiente una semplice divisione tra la distanza reciproca delle punte d ed il tempo t intercorso tra l'impulso del campo elettromagnetico e quello di rilevamento del fiotto di cariche sotto il collettore.

La mobilità m è frutto di un altro rapporto tra i moduli della velocità di deriva Vd e del campo di sweep Es . L'ultimo si ottiene a sua volta dividendo la tensione di sweep Vs per la lunghezza del cristallo l . In questo caso si dovrà assumere che il campione sia omogeneo e che siano trascurabili le resistenze dei contatti ohmici L ed R , ipotesi entrambe verificabili con una breve serie di misure. Da dati precedentemente ricavati si osserva una dipendenza sistematica di m dal valore del campo di sweep; ciò è dovuto alla diffusione ed alla ricombinazione dei portatori iniettati ed è tanto maggiore quanto più piccola è Vs .

Per correggere questa dipendenza esiste [2] una formula correttiva per μ :

$$m_c = m\{[\Theta(1+Q^2)] - Q\}, \quad (7.1)$$

dove il parametro Q vale

$$\Theta = \frac{2 \cdot Kb \cdot T \cdot l}{e \cdot Vs \cdot d} \cdot \left[\frac{t}{\tau} + \frac{1}{2} \right] \quad (7.2)$$

dove Kb è la costante di Boltzmann, e è la carica dell'elettrone e T la temperatura assoluta.

Dalla misura dell'area A dell'impulso di collettore si può ottenere almeno una stima della vita media t degli elettroni.

Data la relazione

$$A = R \cdot \int di(t') \cdot dt' \quad (7.3)$$

con A area dell'impulso di collettore, R resistenza $C-E$ e $di(t) = Vc(t)/R$ variazione della corrente di collettore (dovuta al passaggio di cariche), questa è uguale, a meno di una costante k , al prodotto RqN dove R è nota, q è la carica dell'elettrone ed N è il numero di elettroni che giungono sotto il collettore. Esso segue la legge di ricombinazione e diffusione:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/t) \quad (7.4)$$

dove N_0 è il numero di cariche iniettate; a noi è sufficiente $N(t)$, poiché ci interessa che essa rimanga in funzione del tempo. Allora, dalla uguaglianza denunciata poco sopra, si ha

$A(t) = A_0 \exp(-t/t)$, con $A_0 = kRqN_0$.

Da questa si ricava $t = t / (\ln(A_0) - \ln[A(t)])$; Utilizzando ora carta semilogaritmica per interpolare linearmente tra due valori di tempo t_1 e t_2 si ottiene:

$$t = \frac{t_2 - t_1}{\ln[A(t_1)] - \ln[A(t_2)]} = \frac{t_2 - t_1}{2.303 \cdot \text{Log}[A(t_1)] - \text{Log}[A(t_2)]} \quad (7.5)$$

Allo scopo di determinare il coefficiente di diffusione D , dalla teoria dei processi di diffusione si ricava che, se si inietta nel punto $x = 0$ un impulso (di durata trascurabile rispetto ad ogni altra grandezza temporale che considereremo) di N_0 cariche, esse sono soggette alla legge di diffusione

$$J = -D \text{ grad } n, \quad (7.6)$$

dove J è il flusso di cariche, D il coefficiente di diffusione ed n la densità delle cariche in eccesso. Per la conservazione della carica si ha che, nel volumetto infinitesimo, il numero dei portatori che vengono a mancare deve essere uguale alla somma di quelli che si sono ricombinati con vita media t , più quelli che sono diffusi secondo la (7.6):

$$-\frac{d}{dt} \left[\int_V n dV \right] = \int_V \left[\text{div } J + \frac{n}{t} \right] dV \quad (7.7)$$

Se ora consideriamo il membro di sinistra di questa equazione e lo riscriviamo nella sola coordinata x esso diventa:

$$-\frac{d}{dt} \left[\int n_x dx \right] \quad (7.8)$$

Dopo aver spezzato in due integrali la somma del membro di destra della (7.7), considerato che l'integrale sul volume della divergenza dà il flusso, e dopo aver loro riservato lo stesso trattamento che ci ha portato alla (7.8) otteniamo:

$$J_x + \int n_x / t dV \quad (7.9)$$

Omettendo da ora i pedici x , possiamo derivare rispetto a questa coordinata la (7.8) e la (7.9), mantenendo la loro uguaglianza originale (7.7) e sostituendo a Jx della (7.9), $-D \, dn/dx$ della (7.6) calcolata solo rispetto a x , ottenendo così:

$$-\frac{dn}{dt} = -D \frac{d^2n}{dx^2} + n/t \quad (7.10)$$

la cui soluzione è

$$n(x,t) = N_0 \exp(-t/\tau) \exp(-x^2/4Dt) \quad (7.11)$$

come si può verificare per sostituzione.

L'espressione (7.11) è una gaussiana normalizzata ad N_0 , che decade esponenzialmente con costante di tempo τ e con larghezza a metà altezza $Dx = \sqrt{D t \ln(2)} = \sqrt{11.08 D t}$, che si ottiene imponendo alla (7.11) la soluzione per $n(Dx/2,t)$ ed eguagliandola ad $1/2$ della (7.11) stessa, questa volta risolta per $n(0,t)$.

Se ora supponiamo che l'unico effetto del campo di spazzolamento sia quello di far muovere le cariche iniettate lungo l'asse x , con velocità di deriva $Vd = Dx/Dt$, senza modificarne la distribuzione (7.11), allora la larghezza a mezza altezza Dt dell'impulso gaussiano delle cariche transitanti sotto il collettore è

$$Dt = Dx/Vd = [\sqrt{11.08 d t^3}]/d. \quad (7.12)$$

Riportando, per diversi valori del ritardo t e della distanza tra le punte d , la durata dell'impulso Dt in funzione di $t^{3/2}/d$, si può ricavare il coefficiente di diffusione D . Equivalentemente si può calcolare il rapporto D/m mediante $D/m = (Vs d / 11.08 l)(Dt/t)^2$ che si ottiene dalla relazione $(Vd Dt)^2 = 11.08 D \lambda$ sostituendo Vd^2 con $mEs/d/t$.

Enrico Viarani

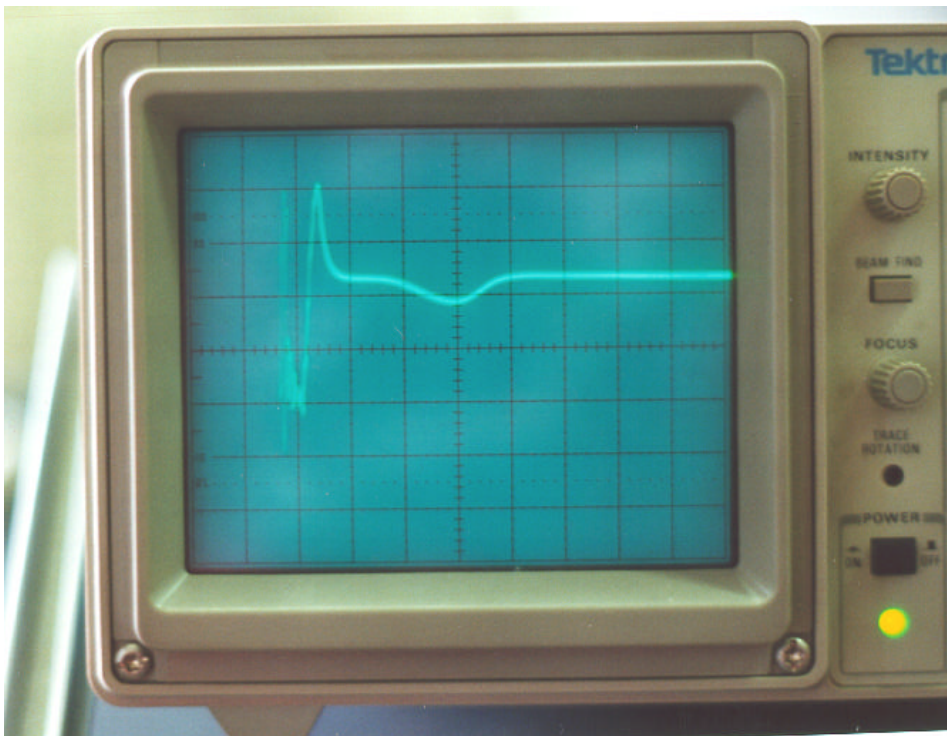


fig 7-1

Al centro del quadro l'impulso di Haynes & Shotkley nella realizzazione di Sconza e Torzo.

Bibliografia.

- [1] J.R. Haynes, W. Shokley, è su *Physical Review* nei numeri 75, 691, (1949) e 81, 835, (1951) contiene la prima trattazione teorica e pratica di questo esperimento ad opera dei suoi stessi autori.
- [2] J.P. Mc Kelvey "*Diffusion Effects In Drift Mobility Measurements In Semiconductors*", (1956) *Journal of Applied Physics* 27, 341, riporta le formule correttive (7.1) e (7.2).
- [3] A. Sconza e G. Torzo "*A Simple Apparatus For The Measurement Of Minority Carrier Lifetime In Semiconductors*" *European Journal of Physics* 6, 295 (1985) riporta un metodo più semplice e preciso di quello discendente dalla (7.5) per determinare t .
- [4] R.B. Adler, A.C. Smith, R.L. Longini "*Introduction To Semiconductor Physics*", (1964) John Wiley, tratta dettagliatamente il calcolo di D .
- [5] J.P. Mc Kelvey "*Solid State And Semiconductor Physics*", (1966) Harper and Row, tratta dettagliatamente il calcolo di D .
- [6] A. Sconza G. Torzo "*L'Esperimento Di Haynes E Shokley*" *La fisica nella scuola*, Vol. XIX, Fasc. 4, Scheda 8, 1986, contiene parte della documentazione scientifica di questo esperimento (compresi gli schemi elettrici).
- [7] *audiocassetta* incisa da Enrico Viarani a Padova, nell'Istituto di Fisica (dove sono state scattate le fotografie), l'8/4/93 e trascritta successivamente, contiene un'intervista a Sconza e Torzo dove gli autori rispondono a domande sugli accorgimenti pratici per la realizzazione dell'esperimento.