

## 4. DIVULGAÇÃO E VULGARIZAÇÃO

### LA MESURE DES RAYONS X PAR LES METHODES D'IONISATION

On sait que la méthode la plus courante pour mesurer l'énergie des rayonnements pénétrants (rayons X et  $\gamma$ ) se base sur l'ionisation des gaz.

Un gaz est ionisé lorsqu'il y apparaît des charges électriques libres: cet effet se produit le plus souvent par arrachement d'un électron des niveaux atomiques du gaz, plus rarement, par dissociation d'un gaz polyatomique en deux fractions ionisées. En tout cas, les photons de grande énergie, en ionisant un gaz, communiquent aux ions, et surtout aux électrons, une énergie cinétique importante qui leur permet d'ioniser à leur tour, par choc, d'autres atomes. En perdant à chaque choc un peu de leur énergie, celle-ci se répartit entre plusieurs ions, de telle façon que le nombre de charges électriques libérées à la fin du processus est proportionnel à l'énergie du premier photon absorbé: ce qui permet de mesurer celle-ci.

Pour cette mesure, on dispose le gaz dans une enceinte dans laquelle on crée un champ électrique: les ions sont attirés, suivant leur signe et les charges recueillies fournissent une mesure de l'énergie qui les a libérées.

Mais cette mesure peut se faire de deux façons:

1) *En courant de saturation* (chambres d'ionisation). Le champ électrique doit être juste assez intense pour attirer vers les électrodes la totalité des charges libérées; en outre, sa longueur doit être assez grande pour que l'énergie cinétique des électrons les plus rapides puisse s'épuiser en travail d'ionisation avant d'atteindre les électrodes: car autrement, une partie de cette énergie se perdrait à chauffer les parois.

2) *Au seuil de la décharge disruptive* (compteurs). Le champ électrique, est alors beaucoup plus intense que dans le cas précédent:

les ions secondaires produits par le choc des premiers ions, sont animés, par la force du champ, d'une énergie qui leur permet d'ioniser à leur tour d'autres atomes, lesquels, à nouveau... etc. Le processus se multiplie en cascade, et la décharge obtenue, d'une énergie beaucoup plus grande que celle du photon qui l'avait déclenchée, va actionner un numérateur qui *compte* les coups, c'est-à-dire, les photons. La seule condition est d'interrompre la décharge assez vite pour que de nouvelles décharges se produisent, distinctes, et aussi apidement que possible, à l'arrivée de nouveaux photons.

Ainsi, les chambres d'ionisation enregistrent *l'énergie* des photons, tandis que les compteurs n'accusent que leur *nombre*. Mais tous les photons ne sont pas comptés, et toute leur énergie n'est pas mesurée: il faut pour cela deux conditions: 1) qu'ils soient *absorbés* par le gaz, c'est-à-dire, qu'ils y laissent leur énergie en tout ou en partie; et 2) que l'énergie retenue se transforme en énergie cinétique des électrons arrachés aux atomes.

Or, cette absorption, et la transformation qui en résulte, peuvent se faire de plusieurs façons différentes. Comme le rendement en énergie mesurable n'est pas le même pour tous les cas, il faut tenir compte de la probabilité relative de chaque processus:

1) *Absorption photoélectrique*. Un photon, ayant une énergie  $h\nu$  ( $h$  = constante d'action de *Planck*,  $\nu$  = fréquence du rayonnement) peut être absorbé par un atome, s'il passe assez près de lui pour déclencher une interaction avec un de ses électrons périphériques. La probabilité ou *coefficient* d'absorption est désigné par la lettre  $\tau$  pour l'ensemble de l'atome; on y ajoute les indices des niveaux particuliers, K, L, M (Ces lettres désignent les niveaux électroniques, dans l'ordre de leur

proximité au noyau) pour désigner leurs probabilités d'absorption respectives. Il va de soi que  $\tau = \tau_K + \tau_L + \tau_M \dots$

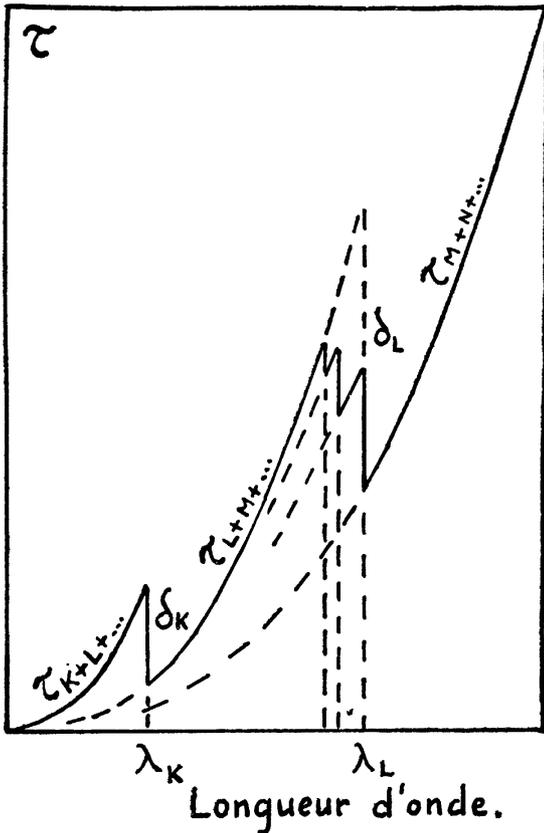


Fig. 1 (Schématique) — Coefficient d'absorption photoélectrique d'un corps, en fonction de la longueur d'onde (inversement proportionnelle à l'énergie) des rayons. Dans le premier tronçon, tous les niveaux de l'atome peuvent être excités. La discontinuité K correspond à des photons d'une énergie égale à celle du niveau K de l'atome, au-dessous de laquelle ils ne peuvent plus exciter ce niveau. Il en est de même pour le niveau L, après la discontinuité L (qui en réalité est triple, comme le niveau L lui-même), et pour les autres niveaux.

L'absorption d'un photon a pour effet d'arracher un électron au niveau intéressé (dont l'énergie propre doit être évidemment moindre que celle du photon); si l'énergie de liaison de l'électron à l'atome est  $E$ , l'énergie cinétique avec laquelle il sera éjecté doit être  $h\nu - E$ . C'est cette énergie qui sera dispensée à la production d'autres ions, par choc. Mais

l'atome qui a reçu le photon primaire reste à son tour ionisé à l'un de ses niveaux internes.

2) Retour de l'atome ionisé à l'état neutre.

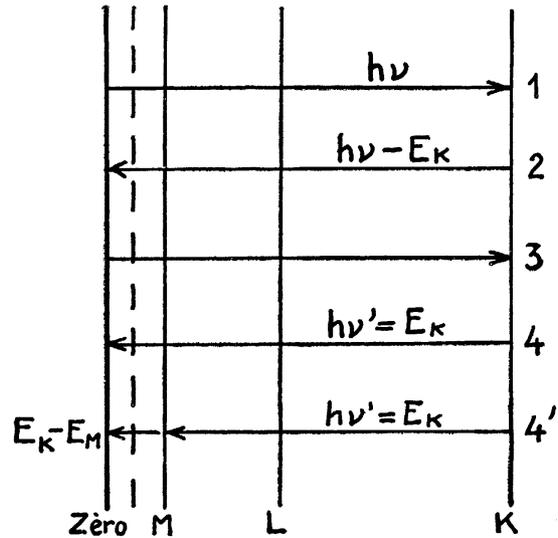


Fig. 2 — Mécanisme de l'absorption photoélectrique. Les lignes verticales représentent les niveaux de l'atome, et leur écartement de la ligne zéro (qui correspond à l'extérieur de l'atome) leurs énergies respectives. Les distances réelles sont inversement proportionnelles à ces écartements (La ligne zéro correspond donc à une distance infinie — à l'échelle atomique — du niveau K). En 1, un photon d'énergie  $h\nu$  atteint le niveau K et en arrache un électron (2) en lui imprimant une énergie  $h\nu - E_K$ ; ces deux actes sont simultanés. En 3, un électron, venant de l'extérieur (ou des niveaux extérieurs de l'atome) vient occuper la place vide dans le niveau K; ce qui est accompagné de l'émission d'un photon de fluorescence d'énergie  $E_K$  égale à celle du niveau. Ce photon peut quitter l'atome (4); ou bien (4') être absorbé par un des niveaux extérieurs (M, dans la figure), avec expulsion d'un électron, qui aura l'énergie  $E_K - E_M$ .

L'électron éjecté, en enlevant à l'atome une charge élémentaire, le laisse chargé positivement. Un autre électron, venant des niveaux extérieurs du même, ou d'un autre atome, va venir occuper sa place. Si pour faire sortir le premier électron il avait fallu dépenser de l'énergie, le retour d'un autre à sa place va restituer la même proportion d'énergie (!). Mais cette restitution peut se faire encore de deux façons:

a) *Par émission d'un photon de fluorescence.* L'électron, en «tombant» dans le niveau inoccupé, donne naissance à un photon de fréquence  $\nu$  telle, que son énergie  $h\nu$  est égale à l'énergie propre du niveau,  $E$ . Ce processus, étant un phénomène secondaire indépendant de l'ionisation primaire, sa fréquence n'est liée en rien à celle du premier photon, et ne dépend que des niveaux d'énergie de l'atome ionisé.

Pour cette raison on appelle le deuxième photon «photon de fluorescence», car, tout comme la lumière fluorescente, sa fréquence (sa «couleur») est indépendante de celle de la lumière excitatrice.

b) *par «conversion interne».* Le photon de fluorescence peut être absorbé, avant de quitter l'atome, par un des niveaux, extérieurs à celui où se passe l'effet ci-dessus (2). Un deuxième électron est alors arraché à ce niveau; ce processus est appelé «effet Auger», du nom du physicien français qui le découvrit au moyen de la chambre de Wilson.

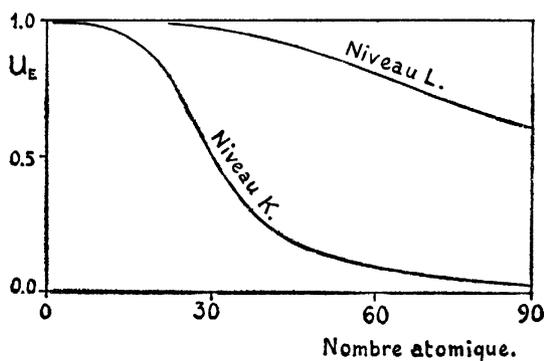


Fig. 3 — Rendement de l'effet Auger, des niveaux K et L.  $U_E$  est le coefficient de formation d'électrons Auger. On voit que cet effet est prédominant pour les atomes légers, tandis que le rendement en fluorescence  $U_S$  (complémentaire de  $U_E$ ) prédomine dans les atomes lourds.

Ainsi, l'absorption photoélectrique peut se solder, comme bilan énergétique, soit par l'émission d'un photoélectron primaire et d'un photon de fluorescence, soit par celle de deux photoélectrons, un primaire, d'énergie identique à celle du cas précédent, et un secondaire, dit «électron Auger», d'énergie proche

de celle qu'aurait eu le photon de fluorescence. La probabilité d'émission d'un photon est désignée par le symbole  $u_S$  et celle d'un électron par  $u_E$ ; la somme des deux est évidemment égale à l'unité.  $u_S$  est plus grand pour les niveaux de grande énergie (atomes lourds, niveaux internes, K et L);  $u_E$  est très proche de 1 pour les corps légers et pour les niveaux extérieurs M, N...

En tout cas, l'effet Auger augmente la quantité d'énergie électronique utilisable, donc, l'intensité de l'ionisation mesurable.

3) *Effet Compton.* — Le photon primaire, faisant partie du rayonnement à mesurer, peut céder aux atomes une partie de son énergie par un processus tout à fait différent: c'est l'effet Compton. Il se produit sur des électrons extérieurs, faiblement liés au noyau et que l'on peut considérer comme libres. Dans ces conditions, il se produit entre le photon et l'électron un véritable «choc élastique» obéissant aux principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement (3).

Dans ces conditions, le photon incident, d'énergie  $h\nu$ , «frappant» l'électron, est dévié de sa direction primitive et perd une partie de son énergie; il poursuit sa route, faisant un angle avec la première et avec une énergie moindre,  $h\nu'$ ; il est appelé, de ce fait, «photon modifié». L'électron, à son tour, est lancé avec une certaine énergie cinétique,  $mv^2/2$ , et dans une direction telle, qu'elle forme avec celle du photon un angle égal à

(1) L'interaction électron-photon est donc un phénomène réversible. On peut le comparer au cas d'un projectile (image de l'électron) qui, arraché à sa position de repos par une onde de choc (image du photon) produit à son tour une autre onde de choc, lorsqu'il est brusquement arrêté.

(2) La mécanique ondulatoire donne une interprétation moins imagée de ce processus; celle que nous donnons, qui fut l'interprétation primitive émise par Auger, aide mieux à comprendre cet effet.

(3) L'effet Compton a été une des premières, des plus belles et des plus convaincantes des preuves de la nature corpusculaire de la lumière.

celui du parallélogramme des forces, de la mécanique. Il est dit, pour cela «électron de recul».

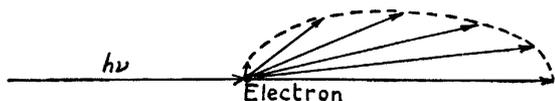


Fig. 4 — (Schématique). Energie des électrons de recul en fonction de l'angle que forme leur direction avec celle du photon  $h\nu$  qui les excite.

Si l'électron est pris «de plein fouet», sa direction sera celle du rayonnement primaire, et son énergie maximum, tandis que le photon reculera à  $180^\circ$  de sa direction d'origine, avec le minimum d'énergie. Par contre si le choc est «tangent» l'électron sera lancé à  $90^\circ$ , avec le minimum d'énergie, tandis que le photon en perdra peu et sera faiblement écarté de sa route primitive. Tous les cas intermédiaires sont possibles: ainsi, les photons modifiés auront toute une gamme de fréquences, et les électrons de recul toute une gamme de vitesses: les deux, tout une gamme d'énergies, entre un maximum et un minimum, le maximum d'énergie du photon correspondant au minimum de l'électron, et réciproquement.

Comme dans le cas des photoélectrons, seule l'énergie communiquée aux électrons de recul peut ioniser le gaz, et être mesurée. Les photons, à moins d'être absorbés à nouveau, n'ont aucun effet ionisant.

L'énergie globale des électrons de recul est définie par un coefficient  $\sigma_E$ ; celle des photons modifiés, par un autre,  $\sigma_S$ ; enfin, l'énergie totale perdue par le faisceau primaire du fait de la diffusion, par un troisième coefficient,  $\sigma_C$ . Il est évident que  $\sigma_C = \sigma_E + \sigma_S$ . Il s'agit d'une perte d'énergie, même pour les photons qui sont simplement déviés de leur direction primitive, car les mesures sont faites généralement sur un faisceau fin de rayons, et les photons déviés sont perdus pour la mesure.

\* \* \*

Les coefficients étudiés ci-dessus nous permettent d'établir une formule définissant, soit

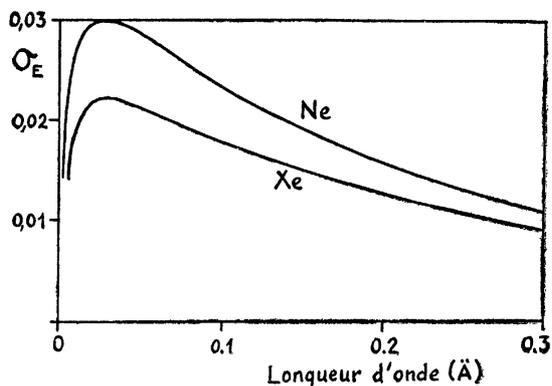


Fig. 5 — Coefficient de formation d'électrons de recul, en fonction de la longueur d'onde. Ce coefficient exprime l'énergie absorbée par la formation des électrons de recul. Il passe par un maximum vers 0,024 Angstroms, et diminue ensuite. On a représenté les courbes correspondant aux gaz Néon et Xénon. L'Argon et le Krypton donnent des courbes intermédiaires.

l'énergie  $i$  recueillie sous forme de travail d'ionisation, pour une énergie totale incidente  $I_0$  (cas des mesures d'ionisation), soit le nombre  $n$  d'actes d'absorption, pour cette même énergie (cas des compteurs).

Nous aurons, dans le premier cas, comme somme des énergies des photoélectrons primaires, des photoélectrons Auger, des électrons de recul, et des électrons libérés par réabsorption du rayonnement de fluorescence, l'expression

$$iCI_0(1 - e^{-\mu x})^{\frac{\alpha\tau + \sigma_E}{\mu}}$$

La constante  $C$  exprime la probabilité d'ionisation d'un gaz par des électrons rapides. Elle a pour expression:

$$C = \frac{300}{\epsilon}$$

$\epsilon$  est le travail moyen de formation d'une paire d'ions dans chaque gaz, et varie d'un gaz à l'autre. Il est voisin de 30 volts pour la plupart des gaz.

$\alpha$  indique la fraction de l'énergie absorbée par effet photoélectrique qui est transformée en énergie cinétique des photoélectrons de tout ordre. La fonction  $\alpha$  dépend de la pro-

portion de l'effet Auger, pour l'atome ionisé, et de la longueur d'onde, pour l'énergie des électrons Auger. Elle a la forme:

$$\alpha = \left(1 - U_{SK} \frac{\lambda}{\lambda_K}\right) S_K + \left(1 - U_{SL} \frac{\lambda}{\lambda_L}\right) S_L + S_{M,N} \dots$$

$U_{SK}$  et  $U_{SL}$  sont les rendements en fluorescence des niveaux  $K$  et  $L$ ;  $S_K$ ,  $S_L$ ,  $S_{M,N} \dots$  les fractions d'énergie absorbées par les niveaux  $K$ ,  $L$ , et par tous les autres;  $\lambda_K$  et  $\lambda_L$  sont les longueurs d'onde des discontinuités respectives, et  $\lambda$  celle du rayonnement incident.

$\tau$  et  $\alpha_E$  sont les coefficients d'absorption photoélectrique et de formation d'électrons de recul;  $\mu$  est le coefficient d'absorption globale.

Le produit  $I_0(1 - e^{-\mu X})$  exprime la différence entre l'énergie des photons à l'entrée et à la sortie de l'instrument de mesure de longueur  $X$ ; donc, l'énergie retenue dans celui-ci.

Le rapport  $\frac{\alpha\tau + \sigma_E}{\mu}$  est celui qui existe entre l'énergie utilisée sous forme de travail

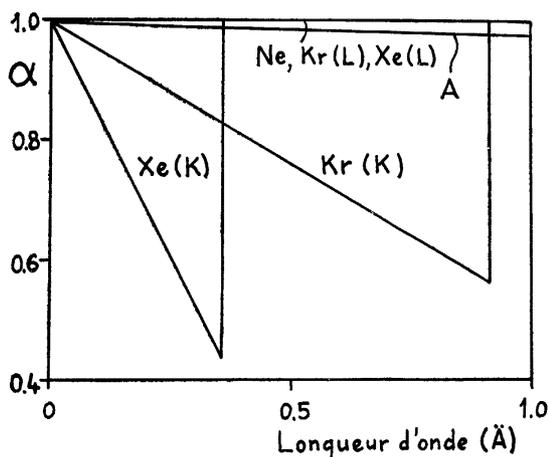


Fig. 6 — Rendement en photoélectrons ( $\alpha$ ) en fonction de la longueur d'onde. Ce coefficient a une forme linéaire, décroissante, et présente des discontinuités, pour les longueurs d'onde correspondant aux discontinuités  $K$  d'absorption. Au delà,  $\alpha$  devient égal à l'unité;  $\alpha$  est aussi égal à 1 pour les gaz légers ( $Ne$ ).

ionisant, et l'énergie totale absorbée; c'est, donc, un coefficient de rendement.

La figure 6 montre l'allure du facteur  $\alpha$  pour l'air et les gaz rares, et la figure 7 celle de la fonction complète:

$$F\lambda = (1 - e^{-\mu X}) \frac{\alpha\tau + \sigma_E}{\mu}$$

On voit que cette dernière fonction tend vers l'unité pour les grandes longueurs d'onde.

Dans le cas des compteurs, nous aurons une formule équivalente

$$n = kn_0(1 - e^{-\mu X}) \frac{\tau + \sigma_C}{\mu}$$

Le facteur  $\alpha$  de la formule précédente disparaît, parce que tout acte d'absorption photoélectrique donne au moins un photoélectron; s'il y a, en outre, un deuxième électron Auger, l'intervalle entre l'émission des deux

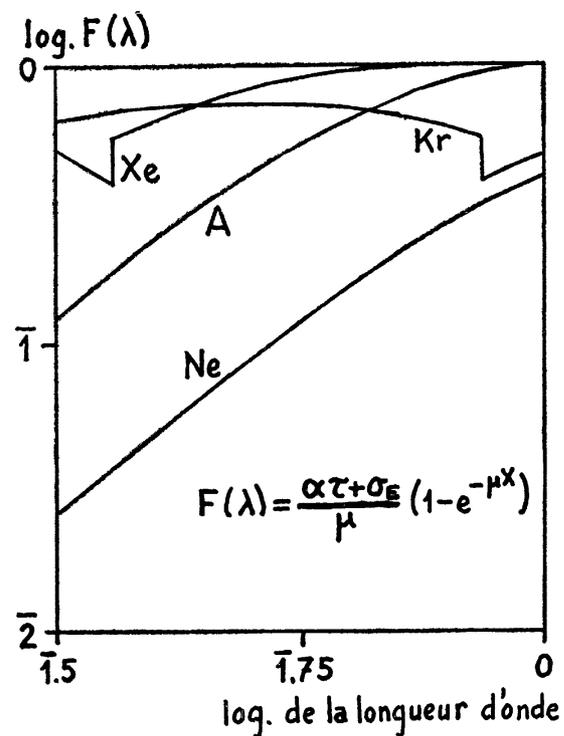


Fig. 7 — Allure de la fonction  $F(\lambda)$  pour les gaz rares, sur coordonnées logarithmiques. Elle tend vers l'unité pour l'Argon, avant, et pour le Xénon, après, la discontinuité  $K$ . La  $F(\lambda)$  permet de traduire les mesures d'ionisation  $i$ , en énergies vraies  $I_0$  en divisant les premières par  $CF(\lambda)$ . C'est un coefficient qui dépend du potentiel d'ionisation de chaque gaz.

est geralmente inferior au temps de résolution du compteur, et les deux sont comptés pour un seul, quelle que soit leur énergie.

Le nombre d'électrons de recul est égal au nombre d'actes de diffusion dont le coefficient est  $\sigma_C$ ; seul leur nombre compte, indépendamment de leur énergie.

Enfin, comme,  $\mu = \tau + \sigma_C$  la fraction est généralement égale à l'unité, et la formule ci-dessus se réduit à:

$$n = kn_0(1 - e^{-\mu x})$$

Le facteur  $K$ , qui dépend généralement

du compteur, exprime le rapport entre le nombre d'électrons libérés et le nombre de coups comptés.  $K$  varie généralement avec la cadence de ces coups, donc, avec le nombre  $n_0$  de photons incidents.

C'est grâce à des calculs de ce genre que nous pouvons déterminer correctement la signification réelle des lectures de nos instruments de mesure.

DR. H. TELLEZ — PLASENCIA

HARGE DE RECHERCHES AU C. N. R. S.  
LABORATOIRE CENTRAL DES SERVICES CHIMIQUES DE L'ETAT  
(PARIS)

## 6. ELECTRÓNICA

### INSTRUMENTOS ELECTROFÓNICOS

Entre as menos espectaculares, mas contudo, bem conhecidas aplicações da electrónica, figura a confecção de instrumentos musicais. Alguns destes pretendem substituir os dispendiosos órgãos das igrejas, outros são pequenos órgãos de câmara usados em casa dos amadores de música, enquanto que outros são instrumentos «solo» trazendo novos e inesperados timbres a violinos, bandolins, etc. Contudo os expoentes destes novos inventos não se limitam a imitar. Uma das vantagens da produção electrónica de música, é a habilidade do executante a aventurar-se em novos domínios do colorido do som com uma inexhaustível paleta.

É talvez desnecessário definir a natureza da qualidade do som, ou timbre. É bem conhecido que o que os cientistas chamam a «nota» de um instrumento de música pode desdobrar-se num número de sons simples e que é o número relativo e a intensidade destas componentes que determinam o timbre. Isto mostra-nos, por exemplo, porque é que um violino e um clarinete, quando tocados separadamente não soam da mesma forma, quando dão uma nota da mesma altura. Em muitos casos estes sons componentes pertencem à série dos harmónicos, isto é, as suas frequên-

cias estão em razões simples para a «fundamental» ou componente de menor altura, mas muitas vezes introduzem-se sons, cuja origem é devida às vibrações das partes fixas dos instrumentos tais como o tampo do violino ou o tubo metálico da trompeta e que não se alteram muito quando o executante passa de uma nota para outra. Um conhecimento deste «formant», como se chama, é muito importante para o construtor de instrumentos.

Anteriormente à valvula termiônica, aperfeiçoaram-se aparelhos para reproduzir a forma da onda dos sons musicais. O «phono-deik» foi o mais perfeito registador mecânico de ondas. Actualmente existem microfones condensadores, amplificadores e oscilógrafos de raios catódicos, para trabalhar por nós, ou ainda há a alternativa do filme sonoro.

Todos estes registadores precisam ser afeitos. A sua curva característica (resposta: frequência) deve ser conhecida e corrigidas as resultantes formas das ondas, se fôr necessário, pela não linearidade da resposta no analisador. O aparelho mais conveniente para este fim é um analisador eléctrico de onda. Este analisador eléctrico de onda, é, em princípio, como o conjunto de um receptor de telefonia sem fios, mas cobrindo a gama das