

SICARD F.

Rapport C.E.A. n° 1424

Traitement des informations en régime statistique. Applications à l'électronique nucléaire.

Summary. - Ce rapport applique les données du calcul des probabilités à l'analyse des pertes de comptage dans les expériences sur des événements aléatoires rencontrés en physique nucléaire. La distribution des intervalles de temps suivant une loi de Poisson est étudiée et différentes applications en sont données : calcul des pertes de comptage sur une échelle précédée d'un circuit de démultiplication rapide, diminution du taux de comptage sur les sélecteurs multicanaux, enregistrement de phénomènes à distribution statistique sur bandes magnétiques.

1960

SICARD F.

Report CRA n° 1424

Statistical treatment of data. Applications to nuclear electronics.

Summary. - In this report the data of probability calculations are applied to the analyses of counting losses in experiments on chance events encountered in nuclear physics. The distribution of time intervals according to Poisson's law is studied and various applications of this are given : calculation of counting losses on a scale precoded by a fast demultiplying circuit, decrease of the counting rate on the multichannel selectors, recording of statistical distribution phenomena on magnetic bands.

1960

Service d'Electronique Industrielle

TRAITEMENTS DES INFORMATIONS EN REGIME STATISTIQUE  
APPLICATIONS A L'ELECTRONIQUE NUCLEAIRE

par

F. SICARD

(Conférence prononcée au C.E.N. Saclay

le 21 octobre 1959)

*collection*

PREMIER MINISTRE  
COMMISSARIAT A  
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

**TRAITEMENT DES INFORMATIONS  
EN RÉGIME STATISTIQUE.  
APPLICATIONS A L'ELECTRONIQUE NUCLEAIRE**

**par**

**F. SICARD**

**Rapport CEA N° 1424**

**CENTRE D'ÉTUDES  
NUCLÉAIRES DE SACLAY  
SERVICE DE DOCUMENTATION  
Boite postale n° 2 - Gif-sur-Yvette (S.-et-O.)**

**1960**

## **TRAITEMENT DES INFORMATIONS EN REGIME STATISTIQUE.**

### **APPLICATIONS A L'ELECTRONIQUE NUCLEAIRE**

#### **INTRODUCTION**

Les impulsions électriques que les équipements d'électronique nucléaire ont à analyser peuvent être caractérisées par leurs spectres d'amplitudes et par leurs spectres de temps. Par spectres de temps on entend la répartition des instants d'apparition, soit par rapport à un instant origine, soit par rapport à l'impulsion précédente.

On peut dire que ces impulsions sont modulées, au sens classique du terme, en amplitude et en position. L'ensemble des impulsions détectées lors d'une expérience, nous apporte de "l'information" par l'un des spectres précédents.

Actuellement, les analyses en amplitude et en temps de vol sont classiques. Un nombre de plus en plus grand d'études est fait à l'aide des spectres de corrélation entre plusieurs variables. Que dire des spectres des intervalles de temps ? Nous savons que si le nombre d'évènements physiques donnant naissance aux impulsions est grand, si ces évènements élémentaires sont des causes indépendantes d'un même effet, ces impulsions sont dites se produire au hasard. Dans la majorité des cas, l'étude du spectre des intervalles de temps n'apporte pas d'informations positives. On peut certes vérifier, par exemple, que les

intervalles de temps séparant deux impulsions obéissent à une certaine loi. On doit retrouver cette loi constamment, mais ceci n'est alors qu'un test, d'ailleurs assez peu usité.

Dans ces conditions, il est normal, qu'après avoir étudié d'une part des discriminateurs, des sélecteurs à une bande à automatisme plus ou moins grand, des sélecteurs multicanaux pour les études sur les amplitudes, d'autre part, des sélecteurs multicanaux en temps de vol, on se soit en somme assez peu penché sur les spectres des instants d'apparition.

Or, c'est l'étude de ce spectre qui nous guide dans le choix des circuits électroniques. Principalement, le problème du "temps mort" lui est intimement lié. Le but de cet exposé est d'étudier plus en détail leurs relations.

#### INSTANT D'APPARITION D'UNE IMPULSION

Il est nécessaire de définir avec précision "l'instant d'apparition". C'est une question classique et très importante: il ne faut pas oublier que ce sont les circuits électroniques qui créent l'impulsion à partir d'un phénomène physique. Prenons par exemple l'impulsion lumineuse qui se produit sur la photo cathode d'un photomultiplicateur avec scintillateur NaI(Tl). Dans la chaîne des processus qui conduisent du photon gamma au photoélectron émis par la cathode du photomultiplicateur, on peut distinguer l'instant où un certain nombre d'atomes de Tl sont excités; ces atomes reviennent au repos en émettant des photons bleus. Nous sommes en présence d'un phénomène identique à celui d'une désintégration radioactive: il existe donc une certaine constante de temps de décroissance ( $0,25 \mu s$ ). A chaque instant, les photons qui arrivent sur la

photo cathode provoquent, avec une certaine probabilité, de l'ordre de  $1/10$ , l'émission de photoélectrons. Ceux-ci sont recueillis sur l'anode du photomultiplicateur et après amplification attaquent un circuit de mise en forme qui, lui, nous donne l'impulsion électrique.

Il nous faut alors définir ce qui sera par convention l'instant d'apparition de l'impulsion. Nous concevons qu'entre l'instant d'arrivée du photon gamma dans le détecteur et l'instant où l'impulsion se forme il y a un certain retard distribué d'une manière gaussienne autour d'une valeur moyenne. En toute rigueur, nous étudions un spectre de photons vus à travers l'appareillage : les intervalles entre arrivées de photons obéissent à une certaine loi statistique. En principe, nous savons, de par la définition choisie pour l'instant d'apparition d'une impulsion, relier ce dernier à l'instant d'apparition du photon qui lui a donné naissance.

#### RAPPEL DE CALCUL DES PROBABILITES

Pour aller plus avant, nous devons faire un certain nombre de rappels sur le calcul des probabilités.

#### Théorème des probabilités simples

Si un évènement consiste en la réalisation de l'un ou de l'autre de deux évènements qui s'excluent mutuellement, sa probabilité est la somme des probabilités des deux évènements qui peuvent lui donner naissance.

### Théorème des probabilités composées

Si un évènement consiste en la réalisation conditionnelle de deux évènements indépendants (c'est-à-dire que, si l'un s'étant réalisé, l'autre doit aussi se réaliser), sa probabilité est le produit des probabilités des deux évènements composants.

### Fonction de distribution de probabilité des intervalles de temps

On peut se poser la question suivante : une impulsion arrive à l'instant  $T_0$ , quelle est la probabilité pour qu'il arrive une impulsion pendant l'intervalle de  $t$  secondes qui le suit ? Cette probabilité est une certaine fonction de  $t$ , nommée fonction de distribution de probabilité des intervalles de temps. Nous la noterons :  $F(t)$ . C'est une fonction monotone croissante tendant vers 1 quand  $t$  tend vers l'infini.

### Probabilité élémentaire

Quelle est la probabilité pour qu'un intervalle de temps soit compris entre  $T$  et  $T + dT$ , notée :  $P(T < t < T + dT)$  ?

D'après le théorème des probabilités simples :

$$P(t < T) + P(T < t < T + dT) + P(T + dT < t) = 1$$

$$F(T) + P(T < t < T + dT) + 1 - F(T + dT) = 1$$

D'où :

$$P(T < t < T + dT) = F(T + dT) - F(T)$$

Donc :

$$P(T < t < T + dT) = \frac{dF}{dT} dT$$

La fonction  $p(T) = \frac{dF}{dT}$  porte le nom de fonction de densité de probabilité.

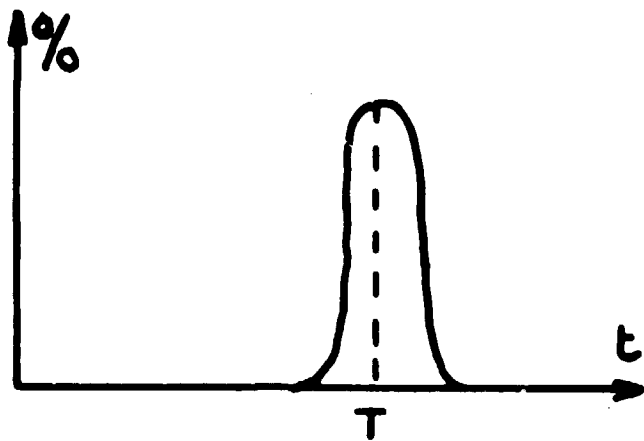
## LOI DE POISSON

Supposons maintenant l'existence d'un observateur extérieur qui note les intervalles de temps séparant les impulsions deux à deux sans aucune exception. La courbe obtenue en portant en abscisses les différents intervalles de temps et en ordonnées la fréquence relative, est absolument quelconque à priori. Cette courbe est une image de la fonction de distribution des intervalles de temps.

### Analysons certains cas particuliers

#### 1 - Les impulsions sont récurrentes

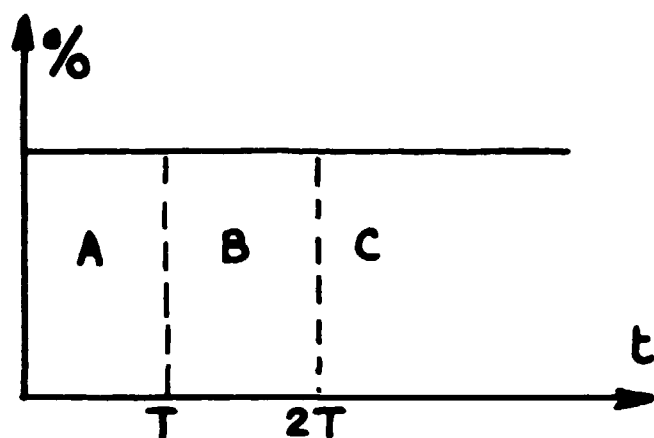
En fait, l'intervalle de temps séparant deux impulsions successives est connu à une certaine dispersion gaussienne près.





## 2 - Les impulsions arrivent au hasard

La première idée qui peut venir à l'esprit est de dire



qu'il y a autant d'impulsions arrivant par exemple entre la 21ème et la 22ème seconde, qu'entre la 47ème et la 48ème. Cela nous conduit à la répartition ci-contre. Or, une telle répartition est impossible.

En effet, la période moyenne est

infinie car, si nous la supposons égale à T aussi grand que l'on veut, on aura tenu compte de la zone A et de la zone B, mais pas de la zone C où précisément les intervalles sont à la fois plus nombreux et plus longs.

## 3 - Les impulsions arrivent suivant la loi de POISSON

Les phénomènes statistiques qui se présentent dans les expériences de physique nucléaire sont généralement tels que l'apparition individuelle des phénomènes élémentaires a une probabilité d'apparition constante dans le temps. D'autre part, chacun des phénomènes individuels est indépendant de l'ensemble des autres. La probabilité élémentaire d'apparition d'une impulsion à instant t est  $A dt$  où A est une constante et où dt représente le temps d'observation. Le nombre d'impulsions qui se produit par seconde est alors  $\int_t^{t+1} A dt = A$ . C'est donc le taux

de comptage n.

La probabilité élémentaire vaut : ndt.

Nous allons à présent chercher quelle est la fonction de densité de probabilité des intervalles de temps. Quelle est donc la probabilité pour qu'un intervalle de temps soit compris entre t et t + dt ? Cela veut dire qu'il ne doit pas y avoir eu d'impulsion entre l'instant 0 et l'instant t et que, ceci s'étant réalisé, il y en ait eu une entre l'instant t et l'instant t + dt.

$$P(?) = P(\text{pas d'impulsion entre } 0 \text{ et } t) \times P(\text{une impulsion entre } t \text{ et } t + dt)$$

ce qui s'écrit :

$$P(?) = P(0,t) \cdot P(1,dt)$$

La quantité P(1,dt) vaut par définition ndt.

Il nous faut donc évaluer P(0,t). Nous allons calculer cette probabilité par récurrence, c'est-à-dire que nous supposons connue P(0,t) et nous en tirerons P(0,t+dt).

D'une part, d'après le théorème des probabilités composées:

$$P(0,t + dt) = P(0,t) \cdot P(0,dt)$$

La quantité P(0,dt) vaut 1 - ndt puisque P(0,dt) + P(1,dt) = 1 d'après le théorème des probabilités simples

D'autre part, d'après la formule des accroissements finis :

$$P(0,t + dt) = P(0,t) + \frac{dP(0,t)}{dt} dt$$

En égalant les deux expressions de  $P(0, t + dt)$  on obtient :

$$P(0, t) + \frac{d P(0, t)}{dt} dt = (1 - n dt) P(0, t)$$

$$\frac{d P(0, t)}{dt} dt = (1 - n dt - 1) P(0, t) = - n dt P(0, t)$$

$$\frac{d P(0, t)}{P(0, t)} = - n dt$$

$$\text{D'où : } P(0, t) = A e^{-nt}$$

si  $t = 0$ , on doit avoir  $P(0, 0) = 1$ . En effet, la probabilité d'avoir 0 impulsion doit tendre vers 1 quand  $t$  tend vers zéro, l'intervalle d'observation tendant lui aussi vers zéro. Donc,  $A = 1$  et la probabilité cherchée vaut :

$$P(0, t) = e^{-nt}$$

La probabilité élémentaire  $P(?)$  cherchée initialement vaut donc :  $ne^{-nt} dt$  et la fonction de densité de probabilité des intervalles de temps est :  $ne^{-nt}$

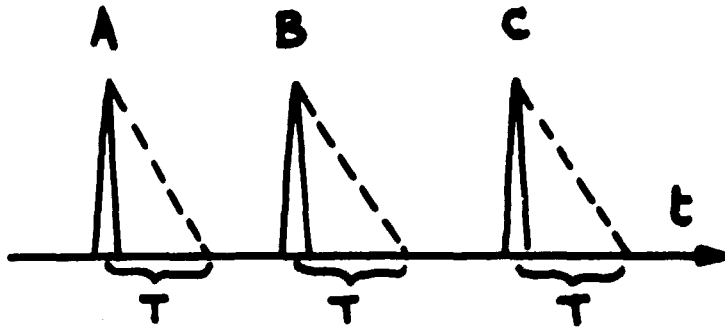
La fonction de distribution est  $\int_0^T ne^{-t} dt$  égale à :

$$(-e^{-nt})_0^T = 1 - e^{-nt}.$$

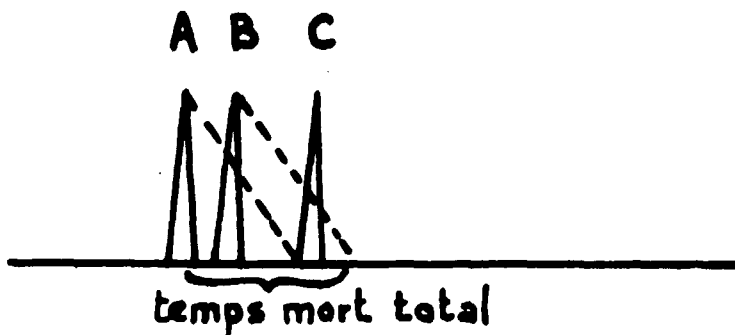
#### PERTES DE COMPTAGE SUR UN CIRCUIT A TEMPS MORT UNIQUE

1 - Etudions les pertes de comptage sur un circuit imposant un temps mort qui se déclenche à chaque impulsion, quelle soit transmise ou non. Dans ce cas, le temps mort est cumulatif.

A, B et C  
sont comptées.

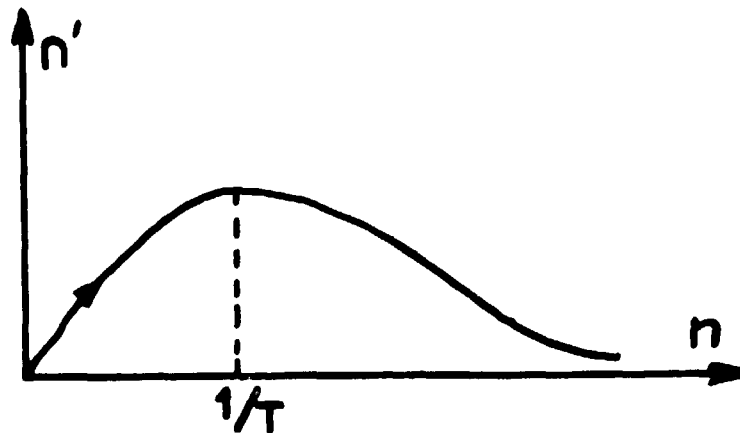


A est comptée,  
B et C ne le  
sont pas.



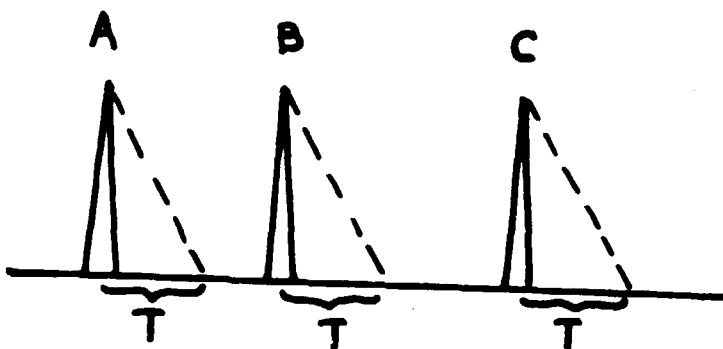
D'après les deux figures précédentes, on voit que chaque fois qu'un intervalle de temps est inférieur à  $T$ , l'impulsion qui termine cet intervalle n'est pas comptée. La proportion des impulsions perdues est égale à la probabilité qu'a une impulsion de suivre la précédente à moins de  $T$  secondes. Cette probabilité est la probabilité qu'a un intervalle d'être inférieur à  $T$  secondes : sa valeur est par définition celle que prend la fonction de répartition pour la valeur  $T$  du temps. La perte vaut en pour cent :  $100 (1 - e^{-nT})$ .

La courbe donnant le taux de comptage mesuré  $n'$  en fonction du taux de comptage réel  $n$ , a pour équation  $n' = ne^{-nt}$ . Le maximum a lieu pour  $n = \frac{1}{T}$ .

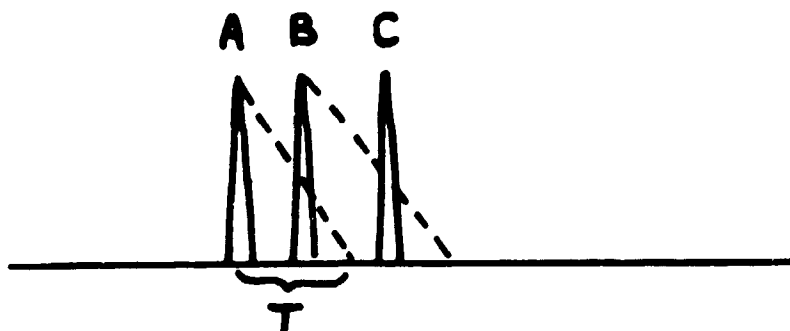


2 - Etudions les pertes de comptage sur un circuit imposant un temps mort qui se déclenche à chaque impulsion transmise. Dans ce cas, le temps mort est fixe.

A, B et C sont comptées.



A est comptée,  
B ne l'est pas,  
mais C est comptée.



Bien que chacun des intervalles A B et B C soient séparément inférieurs au temps mort, leur somme lui est supérieure, donc l'impulsion C est comptée.

Nous allons procéder au calcul du pourcentage de perte de la manière suivante : d'après les formules de POISSON, nous connaissons les probabilités pour qu'un intervalle de temps T contienne une, deux, trois, ... k, ... impulsions.

$$P(k, T) = (nT)^k \frac{e^{-nT}}{k!}$$

n étant le nombre moyen d'impulsions se produisant pendant le temps T.

Le nombre "espéré" d'impulsions qui se produit pendant le temps T est :

$$P(1, T) + 2 P(2, T) + \dots + k P(k, T) + \dots$$

$$n T e^{-nT} + 2 n^2 T^2 \frac{e^{-nT}}{2} + \dots + k (nT)^k \frac{e^{-nT}}{k} + \dots$$

en mettant :  $nT e^{-nT}$  en facteur, ceci s'écrit :

$$(1 + nT + \dots + \frac{nT^{k-1}}{(k-1)!} + \dots) n T e^{-nT} = e^{nT} n T e^{-nT} = nT.$$

Le nombre d'impulsions perdues est alors proportionnel au temps mort.

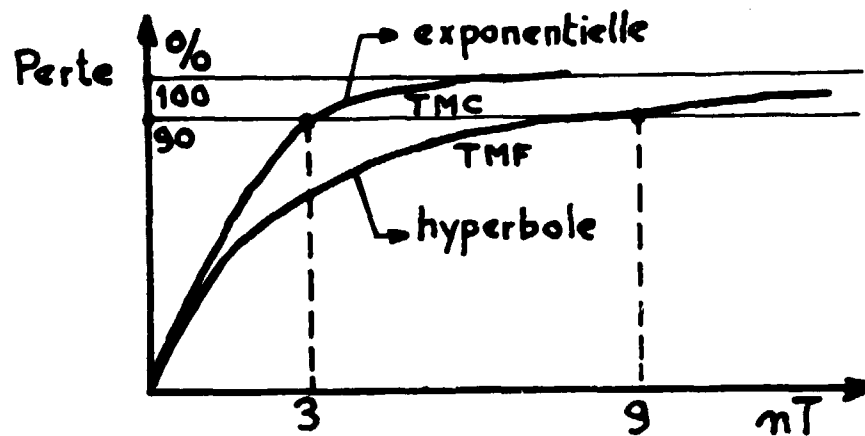
Insistons ici sur un fait important. Comptons pendant une heure des impulsions en régime stationnaire et supposons que le nombre moyen  $N$  d'impulsions pendant une heure soit grand. Si l'on fait un nouveau comptage pendant deux heures, on trouvera  $2N$  impulsions à une certaine déviation près. Ceci est un fait général valable par exemple pour un générateur sortant des paires d'impulsions distantes de deux microsecondes à une fréquence de répétition de deux cent mille chocs par seconde. Mais si nous descendons dans l'échelle des temps et si nous comptons avec un circuit de temps mort d'une microseconde, nous ne perdrons aucune impulsion, avec un circuit de temps mort de trois microsecondes, nous en perdons une sur deux : il n'y a plus proportionnalité entre le temps mort et la perte de comptage. Cette règle n'est valable que dans le cas bien précis d'un phénomène de hasard pur.

Dans le cas d'impulsions obéissant à la répartition de POISSON, nous avons la relation suivante entre le taux de comptage  $n$ , et le taux de comptage mesuré  $n'$  :  $\frac{1}{1-n'T} = \frac{n}{n'}$

d'où :  $n' = \frac{n}{1 + n'T}$  . La perte vaut en pourcentage :

$$100 \frac{nT}{1+nT} .$$

La figure suivante représente les courbes de pourcentage de perte dans la première hypothèse (temps mort cumulatif) et dans la deuxième (temps mort fixe).



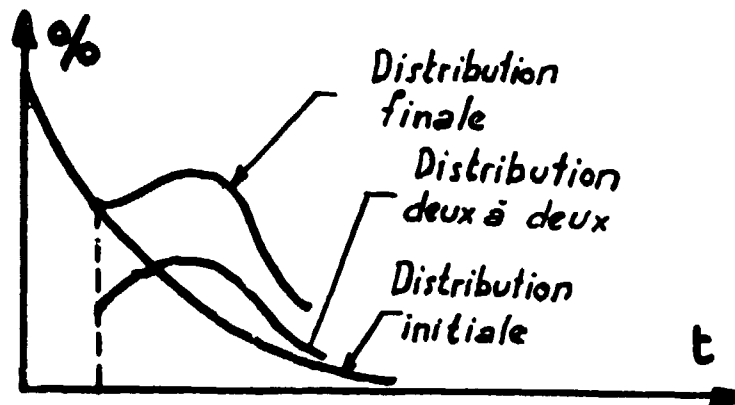


### 3 - Remarque

La méthode de calcul utilisée dans la première hypothèse est valable quelle que soit la fonction de répartition. Au contraire, la deuxième hypothèse exige essentiellement que la répartition soit de POISSON. Cependant, on est sûr, à priori, que les pertes calculées en supposant que le temps mort soit cumulatif, sont supérieures à celles que l'on pourrait calculer avec un temps mort constant.

4 - Spectre des intervalles de temps à la sortie d'un circuit de temps mort.

Cherchons quelle est la forme de la fonction de distribution de probabilité à la sortie d'un circuit de temps mort :



Etudions d'une manière plus précise la courbe  $f(t)$ .

1° Tout intervalle dont l'impulsion origine a déclenché le temps mort est conservé si sa durée est supérieure à celui-ci.

2° Tout intervalle dont l'impulsion origine n'a pas déclenché le temps mort est prolongé de l'intervalle précédent (qui, lui-même, par définition, est inférieur au temps mort).

Si, par exemple, nous perdons 10 pour cent des impulsions, il y a approximativement, 10 pour cent des intervalles qui sont systématiquement rallongés. Il nous faut donc considérer la distribution de la somme de deux intervalles successifs, et la rajouter (avec une certaine proportion) à la distribution originale amputée des intervalles inférieurs au temps mort.

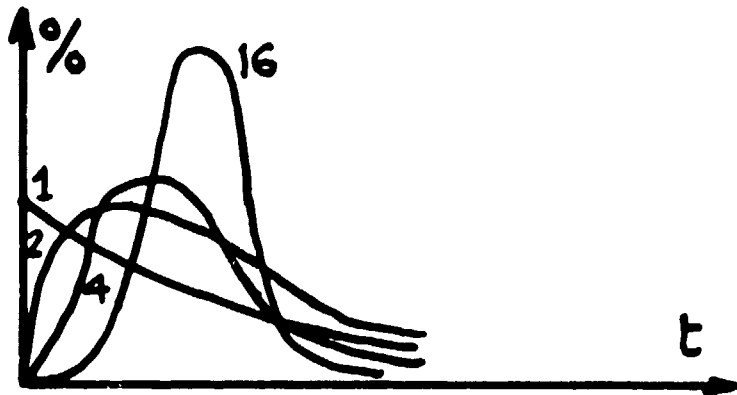
#### DISTRIBUTION DES INTERVALLES DE TEMPS APRES DIVISION PAR K :

Considérons maintenant la distribution des intervalles de temps après passage dans une échelle idéale (c'est-à-dire sans temps mort à l'entrée), divisant par  $k$ .

Quelle est la probabilité pour qu'un intervalle sortant ait une durée comprise entre  $t$  et  $t + dt$  ? En raisonnant de la même façon que pour le calcul de  $P(0,t)$ , nous pouvons écrire :

$P(?) = P(k - 1 \text{ impulsions pendant } t) \times P(\text{une impulsion } t \text{ et } t + dt)$ .

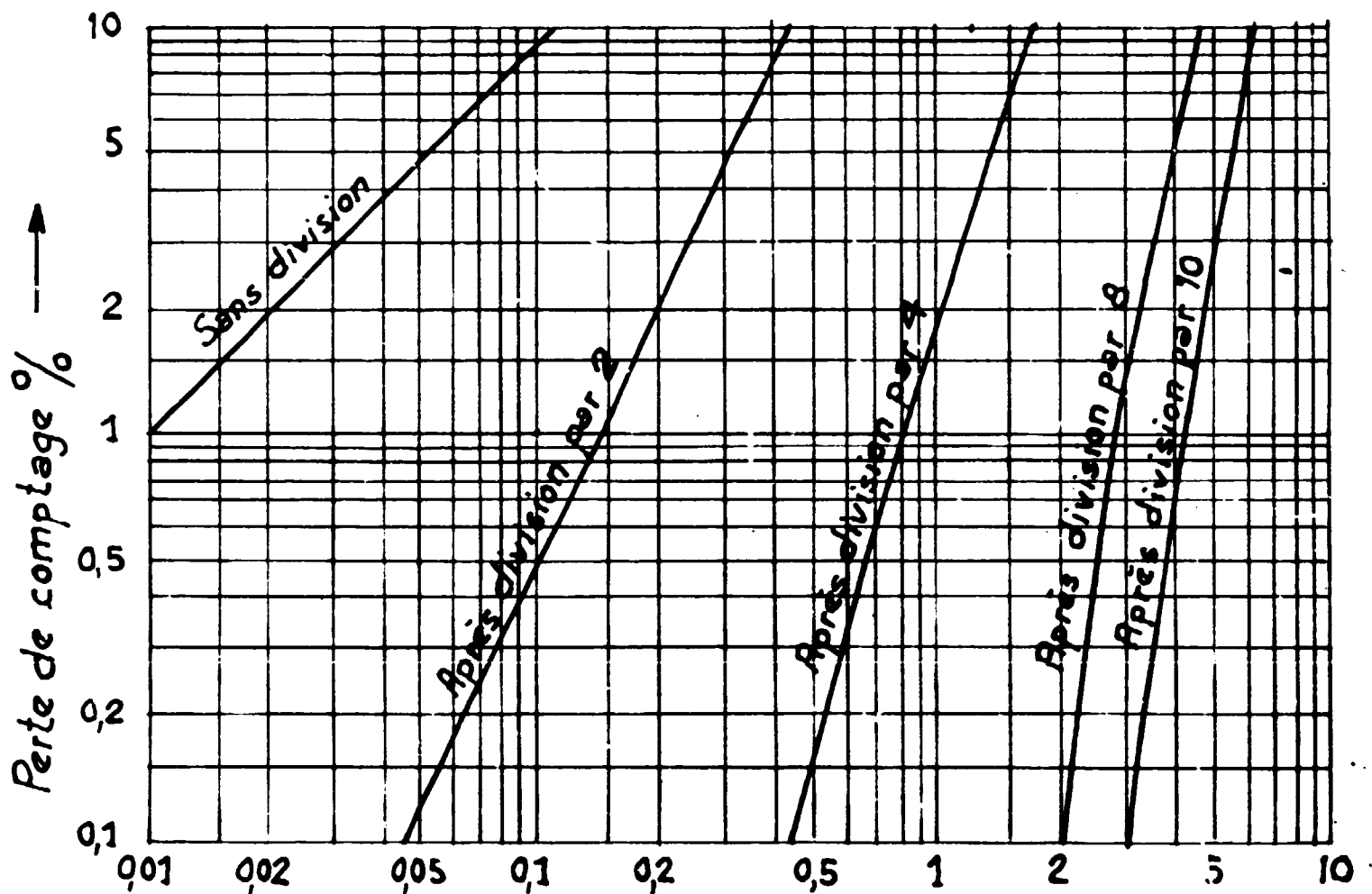
Cette probabilité vaut :  $e^{-nt} \frac{nt^{k-1}}{(k-1)!}$



Si le circuit qui suit cette échelle idéale a un temps mort T, et en supposant que ce temps est cumulatif, la perte vaut en pourcentage :

$$\frac{100n}{(k-1)!} \int_0^T e^{-nt} (nt)^{k-1} dt.$$

Le graphique suivant permet de déterminer en fonction de nT le pourcentage des pertes pour diverses valeurs de k, plus petites que 10.

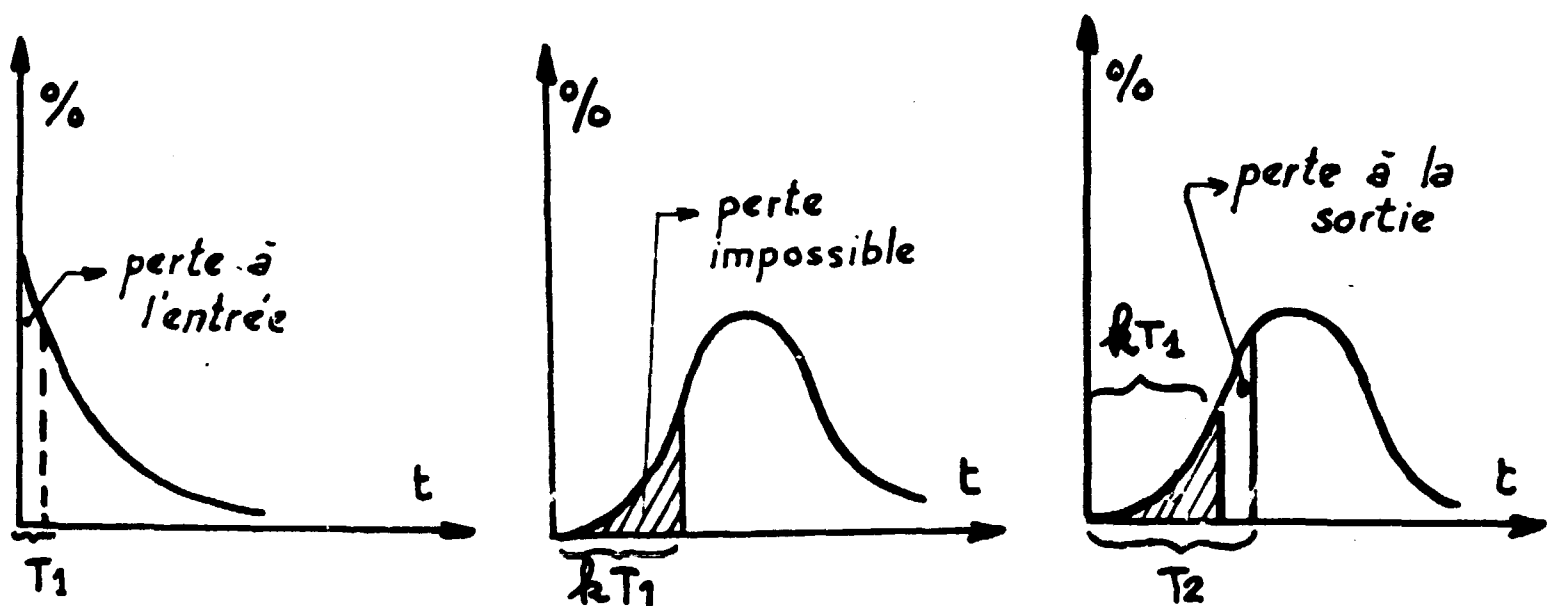


Rapport du temps mort à l'intervalle moyen à l'entrée.

Pour des valeurs de  $k$  plus grandes que 30, le calcul se simplifie car on peut admettre que les intervalles de temps se répartissent autour de leur valeur moyenne suivant une loi de GAUSS d'écart-type  $\sqrt{k}$ . Les tables de la fonction :  $1 - \Phi_0(x)$  permettent de calculer la probabilité de trouver un intervalle extérieur à  $[-x, +x]$ . On en déduit la probabilité de perte en divisant le nombre trouvé par deux.

### CAS GENERAL DES PERTES DE COMPTAGE SUR UNE ECHELLE REELLE

Soit une échelle dont le temps mort d'entrée est  $T_1$ , dont le premier circuit suivant a un temps mort  $T_2$ . Les figures suivantes précisent les différentes pertes de comptage qui ont lieu.



I - Application au cas d'une bascule

L'équation de la courbe de la fonction de distribution est  $n^2 t e^{-nt}$ .

Les pertes sont inférieures à celles faites en supposant le temps mort cumulatif. Plaçons-nous dans ce cas :

pertes dues à  $T_2$  si  $T_1 = 0$  :  $\int_0^{T_2} e^{-nt} nt \text{ ndt.}$

pertes dues à  $2T_1$  à enlever :  $\int_0^{2T_1} e^{-nt} nt \text{ ndt.}$

Un calcul approché nous donne :  $1/2 n^2 (T_2^2 - 4 T_1^2)$

La perte totale est donc inférieure à :

$nT_1 + \frac{1}{2} (T_2^2 - 4T_1^2).$

Le tableau suivant donne le pourcentage de pertes en prenant comme paramètre : horizontalement le rapport de  $T_2$  à  $T_1$  et verticalement le produit  $nT_1$ , taux de travail du circuit d'entrée.

$nT_1$	2	4	10	20	50	100	200
0,001	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,6	2,1
0,003	0,3	0,3	0,3	0,45	1,3	3,8	-
0,01	1	1	1,5	2,8	11	-	-
0,03	3	3,6	6,5	13	-	-	-
0,10	10	16	-	-	-	-	-

Exemple d'application du tableau ci-dessus : on obtient 1 pour cent de perte avec un taux de comptage de 10 000 chocs par seconde, dans les 3 cas suivants :

1 : bascule ( $T_1 = 1 \mu s$ ) + ( $T_2 = 2 \mu s$ ).

2 : bascule ( $T_1 = 0,1 \mu s$ ) + échelle ( $T_2 = 14 \mu s$ ).

3 : bascule ( $T_1 = 0,5 \mu s$ ) + échelle ( $T_2 = 10 \mu s$ ).

En conclusion, une bascule de temps de résolution 0,5  $\mu s$  suivie d'un dékatron 100 kilocycles produit à 10 000 chocs par seconde la même perte qu'une décade de temps de résolution 1  $\mu s$ .

#### Vérification expérimentale

Nous avons procédé à une vérification expérimentale : un numérateur était attaqué directement par des impulsions convenablement mises en forme. Dans ce cas, le numérateur se comporte comme un circuit à temps mort cumulatif (il se bloque pour des taux de comptage élevés). Le tableau n° 1 compare les pertes théoriques et expérimentales en prenant pour temps de résolution du numérateur :  $T = 0,025 s$ . Le tableau n° 2 reprend la comparaison quand le numérateur est attaqué par une bascule.

1° - Attaque directe

n	nT	$e^{-nt}$	$1-e^{-nT}$	Pertes pour cent théoriques	Pertes pour cent mesurées
2	0,050	0,951	0,049	4,9	4,7
3,6	0,090	0,914	0,086	8,6	10,7
17,7	0,440	0,644	0,356	35,6	35,5
62	1,55	0,210	0,790	79	78

2° - Attaque par bascule

n	nT	1 + nT	$e^{-nT}$	P	1 - P	Pertes % théoriques	Pertes % mesurées
3	0,075	1,075	0,928	1,00	0,	0	0
9,3	0,232	1,232	0,793	0,975	0,025	2,5	2,73
13,2	0,330	1,330	0,719	0,955	0,045	4,5	4,8
21,3	0,535	1,535	0,586	0,900	0,100	10	10,4
79,5	2,00	3	0,135	0,405	0,595	59,5	56,2
110	2,75	3,75	0,062	0,232	0,768	76,8	77,1

II - Application au cas d'une décade

Suivant le même principe que pour une bascule, calculons les pertes, en fonction du taux de comptage à l'entrée et du temps de résolution de l'échelle suivante quand l'échelle initiale est une décade.

Les paramètres sont toujours : horizontalement le rapport de  $T_2$  à  $T_1$  et verticalement le produit  $nT_1$ , taux de travail du circuit d'entrée.

$nT_1$	20	30	40
0,08	8	8 + 0,01	8 + 0,1
0,10	10 + 0,009	10 + 0,09	10 + 0,9
0,20	21 + 0,8	20 + 8	----
0,30	30 + 7	----	----

### III - Application au cas d'une échelle de cent

Suivant les mêmes principes et avec les mêmes notations, on obtient le tableau suivant :

$nT_1$	600	700	800
0,10	10 + 0,003	10 + 0,1	10 + 2,3
0,11	11 + 0,12	11 + 2,1	11 + 13,5
0,12	12 + 2	12 + 13	12 + 33
0,14	14 + 13	14 + 43	14 + 74

### IV - Conclusion

Les résultats précédents nous permettent de conclure que si le temps de résolution de la première décade est T, celui de la décade suivante peut être 30 T, et celui de la troisième peut être 600 T.



Dans ce cas, si l'on ne dépasse pas un taux de comptage de  $1/10 T$  (100 000 c/s pour un temps de résolution à l'entrée de  $1 \mu s$ ) la perte à l'entrée est 10 pour cent, celle sur la deuxième décade est 0,1 pour cent, celle sur la troisième décade est 0,003 pour cent.

#### PERTE DE COMPTAGE DANS UN SELECTEUR RAPIDE D'AMPLITUDE A UN CANAL

Supposons que nous mesurons l'activité d'un "pic" d'un radioélément à l'aide d'un détecteur à scintillation. La largeur minimum du pic à mi-hauteur peut être calculée (résolution théorique) en analysant les phénomènes statistiques qui se présentent dans le scintillateur et dans le photomultiplicateur. En principe, cette résolution théorique ne devrait pas être altérée quand le taux de comptage augmente.

Nous allons mettre en évidence une autre cause de distorsion du spectre. En effet, étudions le cas théorique où toutes les impulsions lumineuses auraient exactement la même amplitude. Nous aurions donc une suite d'impulsions électriques identiques, mais se présentant de manière statistique. En somme, cela revient à porter notre attention sur toutes les impulsions qui ont eu la même amplitude "lumineuse".

Si la constante de temps de décroissance du scintillateur n'est pas trop faible, et si le taux de comptage est relativement élevé, nous aurons une certaine quantité d'impulsions qui s'empileront dans le scintillateur, donnant naissance à de fausses impulsions qui seront comptées dans un autre canal et donc perdues dans le canal sur lequel on est centré, et ceci

même si le temps mort de l'électronique est négligeable et les amplificateurs parfaits.

Supposons donc que nous ayons un sélecteur dont la gamme d'analyse varie de un à cent volts, la largeur du canal étant de un volt et que nous comptons dans le canal 50/51 des impulsions d'amplitude 50,5 volts. Une impulsion sera alors perdue si elle se présente dans le scintillateur quand il existe encore 1 pour cent des photons lumineux non encore émis. Si le scintillateur utilisé à une constante de temps de  $0,25 \mu s$  (cas du NaITl), il y a encore 1 pour cent de photons non émis,  $0,25 \times 4,65 \mu s = 1,16 \mu s$ , après l'arrivée d'une impulsion.

Si le temps mort est cumulatif et s'il est supérieur à  $1,16 \mu s$ , il n'y aura pratiquement pas de distorsion : une impulsion sera comptée dans le canal, ou bien sera définitivement perdue.

Si le temps mort est fixe, il y a une certaine probabilité pour qu'une impulsion ait été précédée d'une autre impulsion à moins de  $1,16 \mu s$ , et cela quelle que soit la durée du temps mort. Cette probabilité vaut approximativement :  $1,16 \times 10^{-6}$  x le taux de comptage. A 50 000 c/s la perte due à ce phénomène vaut 5,8 pour cent, alors que si le sélecteur rapide a un temps de résolution fixe de  $2 \mu s$ , il produit une perte de comptage "classique" de 9,50 pour cent.

En toute rigueur, la solution la plus efficace pour se prémunir contre ces difficultés est de prévoir un temps mort cumulatif.

Si le taux de comptage est assez faible (de l'ordre du

dixième de l'inverse du temps mort) un temps mort non cumulatif est acceptable ; il est cependant souhaitable de le rendre proportionnel à l'amplitude de l'impulsion analysée.

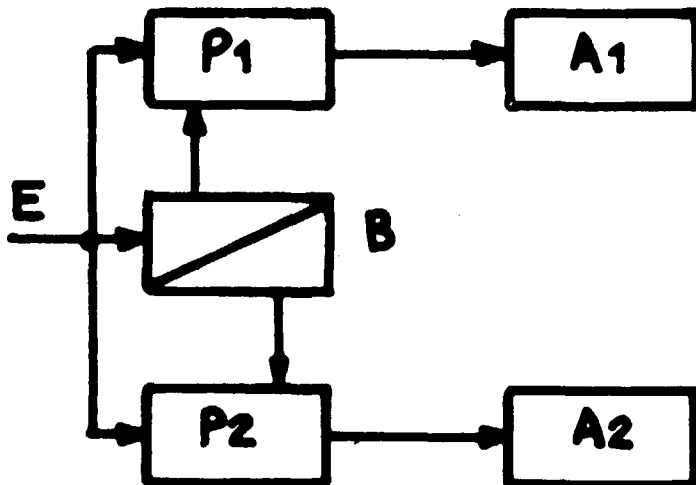
Dans le cas d'un spectre complet, on peut chercher quelle est l'impulsion moyenne (son amplitude est celle de l'abscisse du centre de gravité de l'histogramme). En première approximation, on peut lui affecter un taux de comptage égal au taux de comptage global et chercher quelle est la perte par empilement pour un canal particulier. Il suffit de connaître la constante de temps de décroissance, soit du scintillateur, soit plus généralement de la mise en forme, et la largeur du canal.

Insistons, pour terminer ce paragraphe, sur un fait banal mais essentiel : les taux de comptage considérés sont ceux qui existent sur le photomultiplicateur et qui sont bien supérieurs au taux de comptage dans le canal.

#### DIMINUTION DU TEMPS MORT D'UN SELECTEUR D'AMPLITUDE

Nous avons jusqu'à présent, vu les difficultés inhérentes au fait que les impulsions arrivaient statistiquement. Si nous avons une fréquence moyenne de 10 000 c/s, il nous faut des circuits d'analyse de  $1 \mu s$  de temps mort, pour ne pas avoir de pertes supérieures à 1 pour cent.

Or, certaines opérations d'analyse demandent un temps plus long, par exemple  $10 \mu s$ . Etudions les possibilités du schéma page 25 : supposons une commutation rapide par l'intermédiaire des portes P 1 et P 2, tantôt sur A1 et tantôt sur A2.



Les portes sont commandées par une bascule B qui change d'état à chaque impulsion entrante.

Nous nous retrouvons, pour calculer les pertes sur  $A_1$  et  $A_2$ , dans le cas d'une attaque d'une échelle par une bascule rapide. Le circuit  $A_1$  ne perd que 0,5 pour cent des coups qui sortent de la porte  $P_1$ . Si la bascule et la porte ont un temps de commutation de  $0,5 \mu s$ , la perte totale sur l'ensemble du système n'est que de 1 pour cent.

Nous avons donc multiplié par 5 le rendement d'un circuit d'analyse.

Mais il n'est pas nécessaire de mettre en service le deuxième circuit d'analyse. En effet, si le taux de comptage est suffisant, il suffit de doubler le temps de l'expérience et de doubler le nombre contenu dans l'échelle de comptage  $C_1$  pour obtenir le même résultat que précédemment. Ceci est applicable aussi bien aux sélecteurs à un canal que multicanaux. Dans ce dernier cas, les blocages étant prévus, l'opération est réalisable par l'adjonction d'un circuit extérieur.

## APPLICATIONS AU TRAITEMENT DES INFORMATIONS

### 1° - Augmentation de la capacité de sélecteurs à bande magnétique

Le temps minimum qui doit séparer deux phénomènes inscrits sur une bande magnétique à plusieurs pistes utilisées dans les applications de calcul digital est de  $50 \mu s$ <sup>1)</sup>. Pour 1 pour cent de perte sur une seule piste il ne faut pas dépasser 200 c/s ; avec commutation sur deux pistes nous pouvons monter, toujours pour 1 pour cent de perte, à 3000 c/s et, avec quatre pistes, à 14 000 c/s. La quantité d'information que l'on peut emmagasiner sur une piste à qualité égale (1 pour cent de perte) varie comme les nombres :

$$1 - 7,5 - 17,5$$

### 2° - Généralisation

Le tableau suivant donne, en fonction du taux de travail imposé à une voie d'analyse et du nombre de ces voies travaillant en parallèle, le pourcentage d'information originale perdue au total.

Nous supposons que la commutation apporte une perte négligeable par rapport à la perte sur la voie d'analyse et que, de plus, le temps nécessaire pour traiter une information est constant :

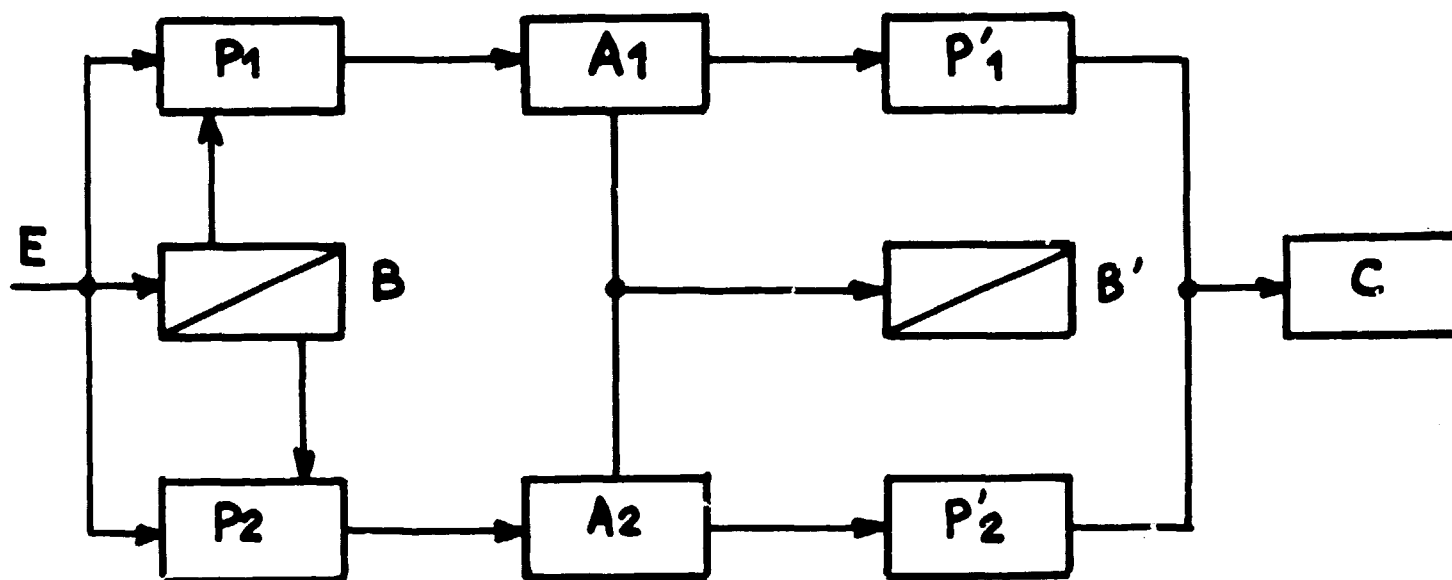
---

1) Dans les derniers modèles de dérouleurs de bandes magnétiques, ce temps a été réduit à  $15 \mu s$ .

taux de travail de chaque voie	nombre de voies d'analyse en parallèle				
	1	2	4	8	10
0,002	0,2				
0,005	0,5				
0,01	1	0,25			
0,05	5	0,45			
0,1	<u>10</u>	1,6	0,08		
0,2	20	6	0,9	0,026	
0,3	30	<u>12</u>	3,2	0,3	0,075
0,4	40	21	8	1,2	0,65
0,5	50	30	<u>15</u>	5	2,7
0,6	60	45	26	<u>13</u>	8
0,7	70	57	40	26	<u>18</u>
0,8	80	70	57	45	36

3° - Commutation avec mémoire-tampon

Pour terminer ces applications, nous analyserons le cas suivant :



Les opérations d'analyse  $A_1$  et  $A_2$  sont supposées longues vis-à-vis du temps d'accès du canal  $C$  dans lequel on emmagasine les informations. On peut commuter ce canal sur l'une ou l'autre des voies d'analyse à condition de doter ces dernières d'une mémoire-temporaire, ou tampon. On peut alors utiliser une mémoire centrale  $C$ , dans laquelle se vide rapidement, en fin d'analyse, la voie  $A_1$ , tandis que l'autre est prête à recevoir une deuxième information. Le rendement de la mémoire  $C$  est alors décuplé par rapport au schéma initial qui aurait consisté à mettre simplement bout à bout le circuit  $A_1$  et la mémoire centrale  $C$ .

## CONCLUSION

En définitive, toutes les remarques précédentes reposent sur une observation simple. Le taux de comptage d'un événement n'est pas le taux de comptage des impulsions auxquelles il donne naissance, ceci à cause du rendement physique des détecteurs et de leur géométrie. On admet de multiplier le nombre de chocs observés par un certain facteur, ou plus généralement on admet qu'il y a une certaine relation constante entre les coups observés et les événements réels.

Pourquoi ne pas envisager, après cet "échantillonnage" dans l'espace, un échantillonnage dans le temps ? Par exemple, on peut faire le parallèle entre la réduction par deux de l'angle solide de détection et la division par deux, suivant la méthode proposée, du nombre de coups à analyser. Sur le circuit d'analyse les taux de comptage seront identiques apparemment mais dans le premier cas, la perte sera divisée par deux, dans le deuxième par dix.

Manuscrit reçu le 6 janvier 1960



BIBLIOGRAPHIE

- [ 1 ] HALLIDAY  
Introduction à la Physique Nucléaire - Détection des  
particules chargées et des photons  
190, 1, 2.
- [ 2 ] LABEYRIE, VALLADAS  
Cours d'Electronique Physique - Les fluctuations dans  
les mesures de physique nucléaire  
213 - 223.
- [ 3 ] GATTI, SVELTO  
Nuclear Instruments and Methods - Theory of time reso-  
lution in scintillation counters  
1959, 4, 189.
- [ 4 ] PRYOR, KLEIN  
Nuclear Instruments and Methods - Regularisation action  
of scalers  
1959, 4, 2.
- [ 5 ] SANDSTAD  
Nuclear Instruments and Methods - Letter to the editor  
1959, 4, 243.
- [ 6 ] SICARD  
Rapport DE/EI - R-205 - Caractéristiques des échelles  
de comptage  
31.10.1958.

**FIN**