

Imagerie des rayonnements ionisants à l'aide des avalanches électroniques, limitées, dans les gaz

par Georges CHARPAK
Prix Nobel de physique 1992

Détecter et localiser les rayonnements est la base même de l'activité des physiciens dans des domaines variés, particulièrement la physique nucléaire ou subnucléaire.

Certains instruments ont joué un rôle particulier dans la compréhension des phénomènes fondamentaux et ont marqué des étapes décisives dans l'élaboration des théories actuelles. Leur liste est longue : la chambre à brouillard, les compteurs Geiger-Müller, les compteurs proportionnels, les compteurs à scintillation, les détecteurs semi-conducteurs, les émulsions nucléaires, les chambres à bulles, les chambres à étincelles et à dards, les chambres multifils et à dérive, les calorimètres variés destinés à absorber totalement puis à mesurer l'énergie des particules, les compteurs Cherenkov ou à radiation de transition destinés à identifier ou sélectionner les particules, et beaucoup d'autres détecteurs dont quelques-uns, très importants, sont encore en gestation. Certains de ces appareils ont cependant disparu, en raison de leur inadaptation à l'évolution des problèmes des physiciens. Les chambres à fils et les chambres à dérive, introduites en 1968, ont permis de répondre aux besoins qu'avaient les physiciens à ce moment-là, tandis que les propriétés des détecteurs alors les plus féconds, principalement les chambres à bulles et les chambres à étincelles, ne pouvaient plus répondre entièrement à ces besoins.

Les chambres multifils ont donné lieu à des développements dont certains sont d'une grande originalité. La plupart des expériences de physique des hautes énergies font appel à ces techniques. Mais leur champ d'application s'est élargi à des domaines très différents, comme la biologie, la médecine, ou la radiologie industrielle.

Notre étude des détecteurs multifils proportionnels, débutée en 1967, a été déclenchée par les problèmes que nous avons alors à affronter avec les chambres à étincelles. Celles-ci, introduites en 1959

par Fukui et Myamoto, complétaient admirablement la chambre à bulles. Alors que cette dernière restait sans rivale pour la qualité de l'information qu'elle fournissait, et qui faisait qu'un unique cliché pouvait, à lui seul, conduire à une découverte intéressante, la chambre à étincelles permettait un taux de répétition près de cent fois plus élevé. De plus, comme elle était douée d'une mémoire de près de 1 μ s, on pouvait ne déclencher l'appareil que pour des événements sélectionnés par des compteurs auxiliaires, plus rapides, ce qui permettait d'aborder l'étude de phénomènes produits beaucoup plus rarement dans les interactions à très hautes énergies. Toutefois la nécessité de stocker l'information sur des films photographiques conduisait à un goulet d'étranglement : au-delà de quelques millions de photographies par an ou par expérience, les moyens d'analyse des clichés étaient saturés.

Les physiciens avaient donc dû inventer des méthodes de lecture des étincelles, qui éliminaient le passage par la photographie. Nous avons, pour notre part, introduit deux méthodes nouvelles : l'une était basée sur le retard, mesurable, du signal produit par une étincelle pour arriver à l'extrémité d'une électrode ; la seconde, fondée sur la division du courant produit par une étincelle dans des électrodes planes ou à fils, aux extrémités desquelles les impulsions de courant sont mesurées, permet d'obtenir les coordonnées de l'étincelle, et donc de la particule, par des moyens purement électroniques. Cette dernière méthode a été développée dans plusieurs laboratoires, pour équiper des plans focaux de spectromètres, et nous avons nous-mêmes effectué ainsi des expériences sur les réactions nucléaires induites par des pions.

D'autres approches, parfois meilleures que la nôtre, furent élaborées simultanément : les chambres à étincelles soniques, les chambres à étincelles à fils. Ces dernières donnèrent lieu à des développements très importants. Toutefois, l'impossibilité de déclencher les chambres à étincelles à un rythme supérieur à environ cent fois par seconde réduisait leur champ d'application. Un certain nombre de physiciens furent donc conduits à s'interroger sur la possibilité de limiter la décharge produite à partir des électrons libérés dans un gaz à une valeur beaucoup plus faible que celle atteinte par l'étincelle, de façon à ne pas décharger la capacité constituée par les électrodes ; le gain additionnel rendu ainsi nécessaire serait recherché au moyen de circuits électroniques.

C'est donc en 1967 que j'ai entrepris cette démarche, avec pour bagage une certaine expérience, acquise au Collège de France à partir

de 1948, soit une dizaine d'années avant mon entrée au CERN. J'avais alors construit des compteurs proportionnels cylindriques à un fil, mettant en évidence la possibilité d'exploiter les phénomènes lumineux produits dans une avalanche d'électrons dans un gaz. Cette dernière démarche ne m'avait conduit à aucune méthode pratique. Elle fut considérablement élargie plus tard, au cours de travaux entrepris à l'Université de Coimbra, au Portugal, par E. Policarpo. Ces travaux se révélèrent toutefois très précieux pour l'expérience que j'en avais retirée et plus précisément la compréhension des principes qui gouvernent la multiplication des électrons dans le gaz.

La figure 1 montre la construction choisie en 1967 pour aborder l'étude des structures proportionnelles multifils.

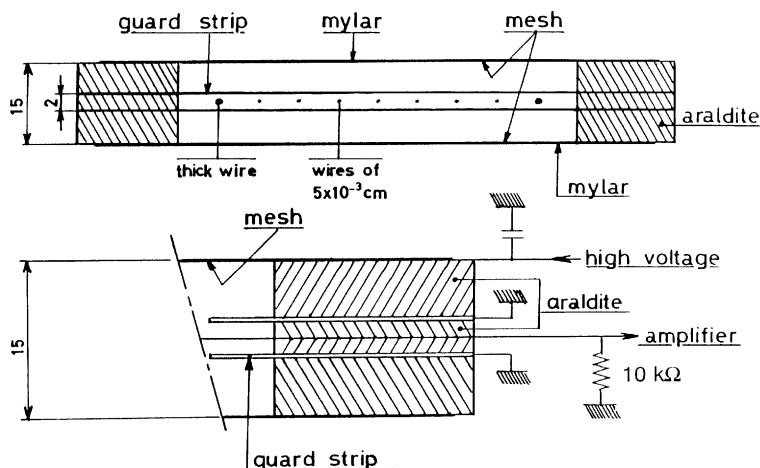


Figure 1 : Quelques détails de la construction de chambres multifils. Les plans de fils sont séparés les uns des autres par des grilles de métal recouvertes de mylar. Les fils sensibles sont dans un gaz, entre deux plaques de protection qui se trouvent à 2 mm l'une de l'autre ; ils ont un diamètre de $50 \mu\text{m}$ et sont encadrés de fils plus épais. Les bords des plans sont noyés dans l'araldite, ne laissant entrer que la haute tension et sortir que les impulsions vers un amplificateur de $10 \text{ k}\Omega$.

Une étude des champs électriques montrait que, dans la région voisine du fil porté à un potentiel positif, où l'on voulait produire une avalanche de taille limitée, le champ électrique était le même que celui qui règne auprès d'un fil tendu dans l'axe d'un tube cylindrique, comme on le voit sur les figures 2 et 3. Avec les paramètres que nous avons choisis, dans un gaz couramment utilisé dans les compteurs proportion-

nels, le libre parcours moyen d'une collision ionisante devait être, à la pression atmosphérique, de l'ordre de $1\text{ }\mu\text{m}$ (figure 4). On pouvait donc s'attendre à un gain voisin de 10^5 pour une avalanche s'étendant sur une distance voisine du diamètre du fil, soit $20\text{ }\mu\text{m}$.

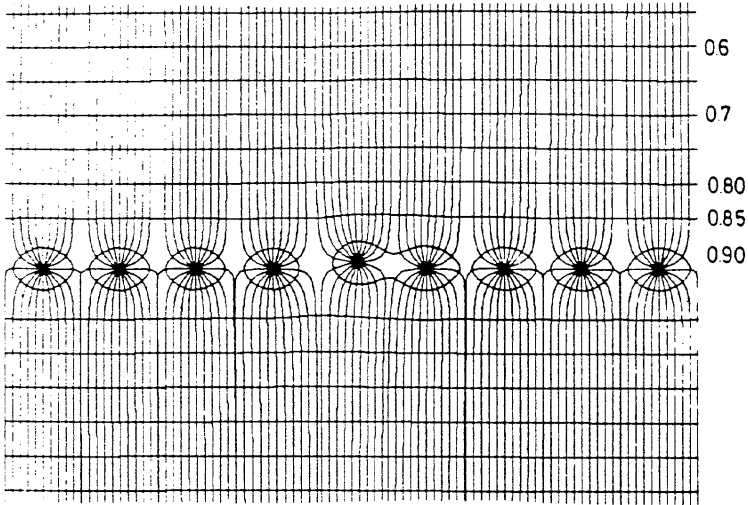


Figure 2 : Équipotentiels et lignes de champ électrique dans une chambre proportionnelle multifils. On peut voir l'effet d'un petit déplacement de l'un des fils.

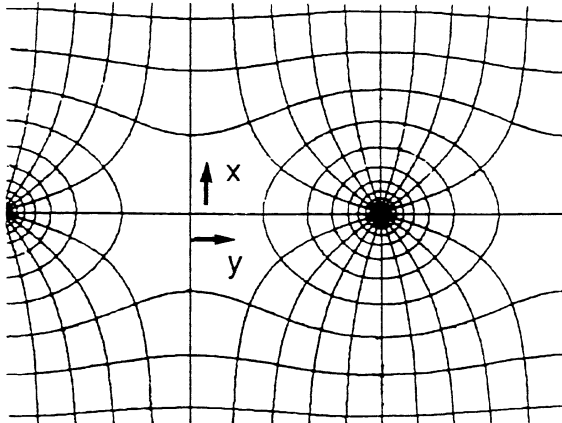


Figure 3 : Détail de la figure 2, montrant le champ électrique autour d'un fil (espacement des fils 2 mm , diamètre $20\text{ }\mu\text{m}$).

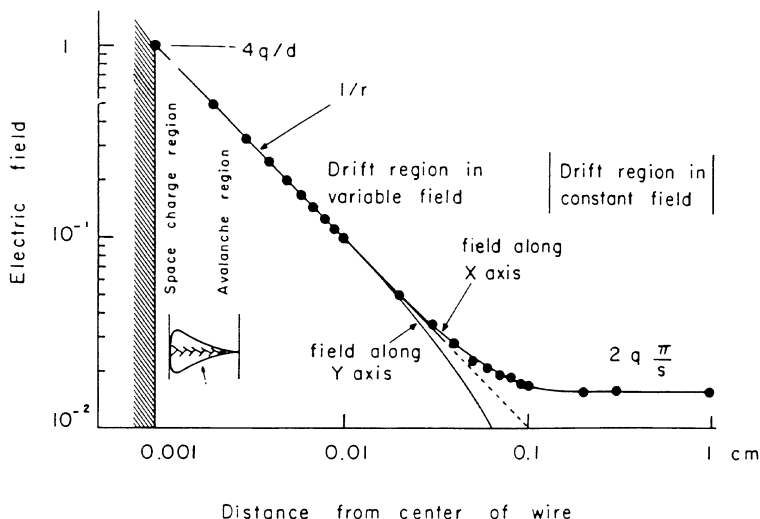


Figure 4 : Développement, dans une chambre proportionnelle, du champ électrique le long de l'axe x perpendiculaire au plan des fils et centré sur l'un d'eux, et dans la direction y parallèle à ce plan. Les différentes régions (d'espace de charge, d'avalanche, de dérive dans un champ variable, puis constant) sont indiquées.

Cependant, un problème restait redouté : c'était celui du couplage capacitif entre les fils. Plus ceux-ci étaient rapprochés, plus on pouvait s'attendre à voir une impulsion induite sur un fil se propager sur les fils voisins. Ceci était vrai pour des impulsions produites par un générateur électrique externe, mais était faux pour le générateur interne, constitué par les ions positifs et négatifs se séparant sous l'effet du champ électrique. On pouvait trouver dans le passé des exemples de compteurs à fils, surtout dans des expériences avec les rayons cosmiques, où cette crainte de couplage avait conduit à isoler chacun des fils positifs amplificateurs par des parois ou des fils épais intermédiaires. Il suffit d'examiner le mécanisme générant les impulsions d'un compteur proportionnel pour voir que, quelle que soit la distance entre les fils, celui qui est le siège d'une avalanche voit se développer un signal négatif, tandis que les fils voisins, et en général toutes les électrodes voisines, voient se développer un signal positif, donc facile à distinguer du premier.

La majorité des électrons produits dans les derniers microns avant le fil parcourent sur leur trajectoire une très faible fraction, ΔV , du potentiel V appliqué entre le fil et la cathode. La charge électronique

Q collectée ne produira, sur le fil porté au potentiel V , qu'une impulsion de charge ΔV telle que $V \cdot \Delta Q = Q \cdot \Delta V$. Avec les paramètres que nous avons choisis, le temps nécessaire pour collecter la charge des électrons était d'une fraction de nanoseconde. En revanche, les ions positifs ont à parcourir la totalité de la chute de potentiel V et induisent donc la quasi-totalité de l'impulsion de charge. Celle-ci se développe en fonction du temps, suivant une loi qui reflète les champs très forts, proches du fil, et le champ décroissant, loin du fil. La croissance initiale, très rapide, de l'impulsion, a donné à certains l'illusion que l'impulsion initiale observée était due à la collection des électrons de l'avalanche. Pour un compteur proportionnel d'un rayon de 1 cm, avec un fil dont le diamètre est de $20 \mu\text{m}$, la contribution des électrons est de 1 % seulement. La figure 5 montre la forme caractéristique du développement d'une impulsion dans un compteur proportionnel, dû au mouvement des ions. Bien que la durée totale de collection des ions soit voisine de $500 \mu\text{s}$ dans l'exemple choisi, près de la moitié du signal se développe en un temps voisin du millièème de cette valeur, ce qui est très favorable à une détection rapide.

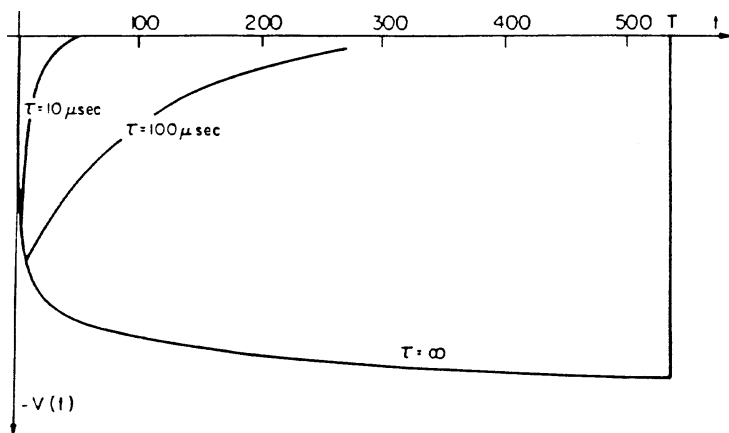


Figure 5 : Développement temporel t d'une impulsion dans une chambre proportionnelle ; T est le temps total de dérive des ions positifs entre anode et cathode. On voit que différentes constantes de temps τ donnent à l'impulsion des formes différentes.

Le phénomène qui compte est le suivant : alors que le signal induit est négatif sur le fil dont les ions positifs s'éloignent, il est positif sur les fils, ou les électrodes voisines.

Ceci a deux conséquences importantes :

- il est aisé de localiser le fil qui est le siège de l'avalanche, quelle que soit la distance entre les fils,
- on peut obtenir la position de cette avalanche le long du fil si la cathode est construite avec des fils ou des bandes perpendiculaires au fil d'anode.

La distribution des signaux induits positifs est alors centrée sur l'avalanche. L'expérience montrera que cette observation était d'une importance capitale pour l'imagerie des rayonnements neutres, photons ou neutrons.

La résolution en temps du détecteur dépend de la distance entre les fils. Les compteurs proportionnels cylindriques avaient été abandonnés dans les expériences de physique des particules, car cette résolution était mauvaise : le temps mis par les électrons libérés dans le gaz pour arriver dans la région de multiplication, proche du fil, est en effet variable. Il est apparu immédiatement que le temps de retard était aisément mesuré, dans une chambre multifils, et qu'il donnait avec précision la distance de la particule ionisante au fil.

La voie était ainsi ouverte à une classe de détecteurs dérivés des chambres à fils, où les fils de détection sont très distants les uns des autres et où la mesure de la coordonnée se fait en mesurant le temps de dérive des électrons dans le gaz. Dès 1968, nous avons montré qu'il était possible d'obtenir des précisions de l'ordre de 100 μm avec des structures semblables à celle de la figure 6, qui assurent un champ électrique constant sur une grande distance. En 1969, un groupe commençait, à Saclay, la construction de chambres à dérive ayant une longueur de migration de 20 cm, tandis qu'étaient étudiées, à Heidelberg, des chambres construites, comme les chambres à fils ordinaires, avec un fil de champ placé entre les fils d'anode pour repousser les électrons. La chambre à dérive apparaissait comme l'instrument idéal pour les très grands détecteurs ; nombreux furent les groupes qui entreprirent alors d'équiper avec ces détecteurs des surfaces considérables, atteignant par exemple 5 m $\times$ 5 m, permettant d'obtenir une précision de quelques centaines de microns, avec une électronique qui comportait un nombre limité de canaux.

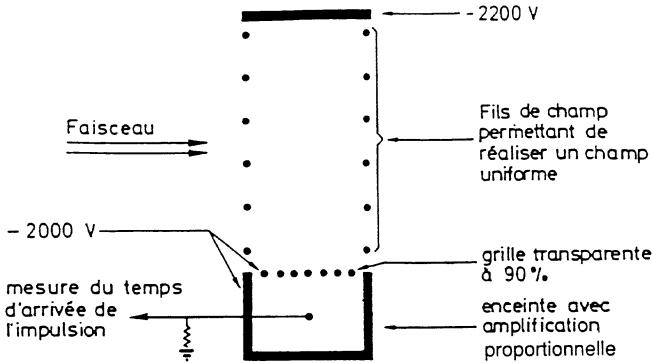


Figure 6 : Principe de fonctionnement d'un détecteur basé sur le temps de dérive des électrons dans un champ électrique constant (1968).

Dès 1969, nous soulignons que l'exploitation de la dérive des électrons dans de grands volumes, combinée à la mesure du centroïde des avalanches induites dans une chambre à fils ouvrait la voie à des détecteurs tridimensionnels. Mais ce fut D. Nygren qui sut, en combinant les effets de champs magnétiques et électriques parallèles, et en résolvant les problèmes de saisie des informations, créer un instrument qui donne les plus belles images des configurations les plus complexes obtenues dans les collisionneurs ; il faut pour cela que le taux de répétition soit suffisamment bas pour s'accommoder d'une dérive des électrons sur de grandes distances. Ce furent en fait les demandes de la physique, très différentes suivant la nature des expériences et celle des accélérateurs, qui dictèrent les structures des détecteurs gazeux, en exploitant les propriétés que nous avons mises en évidence en 1968.

Le développement de l'électronique à transistors rendait toutefois concevable la construction de systèmes nécessitant de dizaines de milliers de canaux. L'avantage des chambres à fils sur les chambres à dérive était leur capacité à accepter des taux de comptage très élevés. Les temps de résolution de l'ordre de 30 ns , les taux de comptage possibles de 10^5 impulsions par seconde, donnaient la possibilité de s'attaquer à l'étude de phénomènes rares, qui étaient hors de portée des chambres à étincelles car ils nécessitaient des taux de comptage très élevés.

C'est en 1970 que fut mis à l'étude, au CERN, un détecteur géant, le SFM (pour l'anglais «split-field magnet», l'aimant à champs alternés), pour une expérience aux anneaux de stockage à intersections.

Ce détecteur comportait soixante-dix mille fils, dont certains avaient une longueur de deux mètres. Un autre groupe, dirigé par J. Steinberger, entreprit la construction d'un détecteur visant à recueillir un grand nombre d'événements violant la parité conjuguée de charge, dans l'étude de la désintégration du kaon. Pour passer de la chambre de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ à ces grandes surfaces, beaucoup de problèmes ardues durent être résolus. L'intensité des impulsions recueillies sur les fils d'une chambre était proportionnelle à l'énergie déposée dans le volume délimité par les lignes de champ électrique aboutissant à un fil. Dans un compteur cylindrique, des considérations simples montraient que le logarithme du gain était proportionnel à un facteur $f = V^{1/2} \left[(V^{1/2}/V_s^{1/2}) - 1 \right]$, où V est la tension appliquée et V_s la tension de seuil. Le comportement de la chambre à fils est exactement le même que celui d'un compteur cylindrique.

Pour réduire le coût de l'électronique nécessaire, des mélanges gazeux furent trouvés, comportant jusqu'à quatre composants. Ils permettaient d'obtenir de grandes impulsions saturées indépendantes de l'énergie déposée dans le gaz, et demandaient une électronique moins sensible et moins chère que dans le régime proportionnel.

Il fut montré que ces impulsions étaient produites par une succession d'avalanches qui s'arrêtaient à la zone de champ uniforme faible, loin du fil. Une étude systématique des chambres remplies à de très basses pressions, menée en Israël par A. Breskin, montra que les chambres fonctionnaient à des pressions aussi basses que un Torr, avec des résolutions temporelles étonnantes : le champ d'application des chambres à fils s'étendait. Des études plus fines, faites par plusieurs groupes et par nous-mêmes, montrèrent que dans le mode proportionnel les avalanches peuvent s'étendre de manière très limitée autour du fil, et qu'en mesurant le centroïde des signaux induits on peut déterminer l'azimut d'une avalanche. Par ce procédé, la chambre à fils cessait d'être un détecteur discontinu dans la direction perpendiculaire aux fils. Ce raffinement dans l'exploitation des intensités des signaux induits est toutefois peu utilisé : pour le cas où une réponse continue bidimensionnelle est nécessaire, d'autres procédés sont apparus plus pratiques.

Alors que les chambres à fils et à dérive s'imposaient dans toutes les expériences de physique des particules, éliminant rapidement les chambres à étincelles, complétant dans certains cas les chambres à bulles dans des structures extérieures à celles-ci, divers groupes

exploitaient les possibilités nouvelles offertes à l'imagerie de divers rayonnements ionisants. Les applications principales apparurent dans le domaines des rayons X d'énergie voisine de 10 keV. Sous l'impulsion de V. Perez-Mendez, des chambres furent construites pour étudier la structure des protéines par l'imagerie des rayons X diffractés par leurs cristaux. Les détecteurs gazeux présentent l'inconvénient d'une grande transparence aux rayons X et les solutions adoptées pour la réduire faisaient appel à des remplissages de xénon sous pression.

Nous avons, pour notre part, tenté de résoudre le problème en construisant une chambre à dérive sphérique, centrée sur le cristal de macromolécules. Les lignes radiales du champ électrique éliminent toute parallaxe, et les électrons dérivant sur 15 cm sont transférés dans une chambre multifils de 50 cm $\times$ 50 cm dans laquelle les avalanches sont mesurées avec une précision de 0,5 mm. Il s'avère en outre que la réponse est continue dans les deux dimensions, car la diffusion assure un élargissement du nuage d'électrons d'ionisation qui couvre toujours deux fils, ce qui permet d'interpoler entre eux la position de l'avalanche.

L'avantage de l'appareil est considérable par rapport à la photographie, en vitesse de prise de données et par le rapport signal sur bruit de fond. Employé en routine avec les faisceaux de rayons X produits par le rayonnement de synchrotron d'un anneau de stockage d'électrons à Orsay, il donne une moisson de résultats importants. Pour des énergies de rayons X ou γ plus élevées, l'imagination de divers groupes a permis d'étendre le champ d'application des chambres à fils.

Ainsi, un groupe de Novosibirsk a mis au point une chambre permettant de faire la radiographie du corps humain avec un gain de dose d'un facteur au moins égal à dix sur les appareils les plus performants existant sur le marché.

Un groupe de la Société Schlumberger a réalisé un système pour radiographier des conteneurs géants à l'aide de rayons X allant jusqu'à 5 MeV. A. Jeavons a réalisé des caméras à positons qui permettent de détecter des rayons γ de 0,511 MeV avec une précision de l'ordre de 1 mm. Ces caméras, dont l'efficacité est insuffisante pour que la méthode soit appliquée à la médecine nucléaire, ont permis une avancée remarquable dans le domaine de la physique de l'état solide. Enfin, la firme Xenox commercialise aujourd'hui une caméra pour les rayons γ , concurrente de la caméra Anger, spécialement adaptée aux enfants. Son

principe repose sur une chambre à fils remplie de xénon pressurisé. Elle permet une réduction importante des doses infligées, et aussi un gain de précision.

Ces quelques exemples suffisent à montrer que nous sommes à l'aube de l'exploitation généralisée de détecteurs de rayonnement qui avaient été inventés pour la physique des particules. Elle est appelée à se développer au fur et à mesure des progrès réalisés dans les laboratoires de recherche en physique des particules.

Une étape importante dans l'élargissement du champ d'application des détecteurs gazeux a été faite avec l'introduction, par J. Séguinot et T. Ypsilantis, de vapeurs photosensibles. Celles-ci permettent de localiser, avec une résolution inférieure au millimètre, des photons de l'ultraviolet lointain, d'énergie supérieure à 5,3 eV environ. Des instruments importants, destinés à identifier les particules grâce au rayonnement de Cherenkov, équipent aujourd'hui certains détecteurs géants auprès des collisionneurs. D. Anderson explora les possibilités offertes par la détection des photons émis par les scintillateurs. La figure 7 montre un spectre de photon de 9 GeV, obtenu avec une chambre contenant une vapeur de TMAE (pour tétrakis-diméthylamino-éthylène). La suite des recherches montra aussi qu'il est possible d'utiliser des photocathodes condensées compatibles avec une amplification gazeuse.

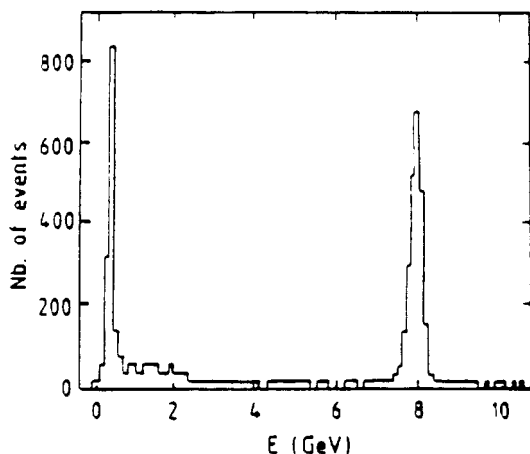


Figure 7 : Spectre de l'énergie mesurée, pour des particules de 9 GeV (électrons et pions), avec des cristaux de BaF_2 couplés à des chambres à fils.

Avec la montée en intensité des accélérateurs, il apparut que les chambres à fils elles-mêmes ne pouvaient accepter les taux de comptage prévus. Au-delà de flux de particules allant de 10^4 à 10^5 coups par seconde et par millimètre de fil, la charge d'espace provoquée par l'accumulation des ions positifs compensait le champ appliqué et annulait le gain.

Pour surmonter ce problème, nous avons imaginé de séparer l'amplification gazeuse en deux étapes : un gain entre deux grilles parallèles, une extraction des électrons de l'avalanche dans un espace de dérive muni d'une grille d'interdiction, puis le transfert dans une chambre à fils qui n'aurait plus qu'à amplifier les électrons acceptés par la grille (figure 8). Cette dernière pouvait, avec une précision temporelle de 30 ns environ, accepter ou refuser un événement, avec un retard défini par la durée de dérive des électrons. Cette approche, que nous avons mise au point avec de nombreux collaborateurs, mais principalement avec F. Sauli et S. Majewski, s'avéra d'une grande fécondité. Elle permettait d'amplifier sans difficulté des photoélectrons uniques, libérés par un photon ultraviolet dans un gaz photosensible. En effet, l'espace de dérive élimine en grande partie les rayonnements ou atomes excités produits dans une avalanche, qui sont responsables d'effets secondaires en émettant des électrons au voisinage de la position initiale des électrons. Nous avons construit de grands détecteurs de ce type pour obtenir les images des anneaux de Cherenkov dans une expérience effectuée aux États-Unis, auprès de Tevatron, au Laboratoire Fermi. C'est cependant dans un domaine d'applications particulier à la biologie que ce développement s'avéra le plus fructueux. Il existe de nombreux domaines de recherche dans lesquels il est utile d'obtenir l'image de la distribution de produits marqués avec des corps radioactifs. Plusieurs entreprises commerciales ont tenté d'exploiter les chambres à fils pour réaliser cette imagerie. La difficulté principale résulte du trajet, en général considérable, que les électrons émis par les corps radioactifs peuvent parcourir dans le gaz. Nous avons observé qu'une structure amplificatrice basée sur des grilles parallèles ne souffrait pas de ce défaut. En effet, la multiplication d'un électron par une avalanche de Townsend favorise de façon exponentielle les électrons d'ionisation libérés dans le gaz, près de la cathode, qui est la fenêtre d'entrée. Des précisions de l'ordre de 0,3 mm ont pu ainsi être obtenues pour des rayons β émis par le phosphore-32 par exemple.

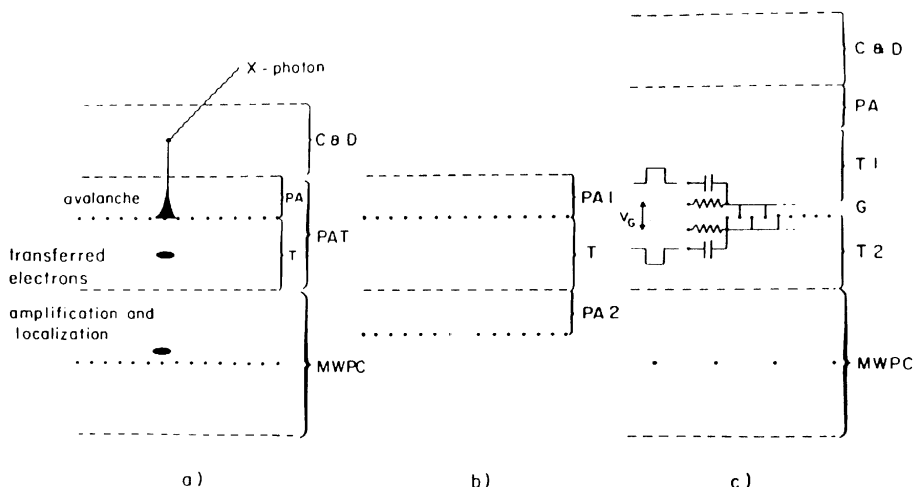


Figure 8 : Diverses structures multi-étages. En (a), un élément de préamplification (PA) et de transfert (T) est suivi d'une chambre proportionnelle multifils (MWPC) ; l'espace de conversion et de dérive permet l'injection, dans les régions d'amplification, d'une quantité de charge constante (rayons X,...). Dans le diagramme (b), on voit deux éléments à plaques parallèles, avec transfert de la charge de PA1 à PA2. C'est avec cette configuration que les meilleures résolutions temporelles ont été obtenues. Le diagramme (c) montre une chambre multi-étages avec porte : les fils de la grille G sont ici à des potentiels alternés de ± 70 V. Les électrons sont transmis de l'élément PA + T à MWPC, ou bien ils sont transférés lorsque les fils sont amenés au même potentiel par des impulsions courtes, de 30 ns, ce qui permet de sélectionner des événements rares dans un environnement à taux élevé.

Nous avons alors franchi une étape de plus en couplant un tel espace de multiplication à une méthode de lecture de la position des avalanches, exploitant la lumière qui y est émise. Nous avons développé cette méthode en vue de l'étude de phénomènes très rares, comme la double radioactivité β ou les collisions des atomes d'un gaz avec certaines espèces de matière cachée. Nous pensions que seule la redondance permise par les méthodes photographiques pouvaient caractériser un événement rare. Un groupe anglais s'était également lancé, de façon indépendante, dans cette méthode de détection des photons de Cherenkov. Ils utilisèrent aussi les chambres multi-étages que nous avons introduites et arrivèrent à la même conclusion : il était possible, avec des vapeurs appropriées, d'obtenir une émission de photons suffisamment copieuse pour détecter, avec une optique simple, la lumière émise par les avalanches.

L'avantage considérable de la méthode réside dans la simplicité de lecture qu'elle permet dans l'utilisation des centaines de milliers de canaux qui constituent aujourd'hui le CCD (pour l'anglais «charge-coupling device»), qui est l'élément de base des caméras vidéo. De plus, le fait que l'image d'une avalanche lumineuse couvre plusieurs pixels permet d'interpoler le centre de l'avalanche et de multiplier par près de dix le nombre de canaux réels. Nous avons pu ainsi réaliser un appareil qui permet de visualiser la distribution des électrons émis par du tritium dans une tranche de rein de rat, permettant l'observation de détails d'environ 100 μm . Le fait que les mêmes données (figure 9) ont été obtenues en une seule journée, au lieu des trois mois nécessaires jusque là par la méthode photographique, a suscité un intérêt immédiat chez certains biologistes et a engendré un développement important.

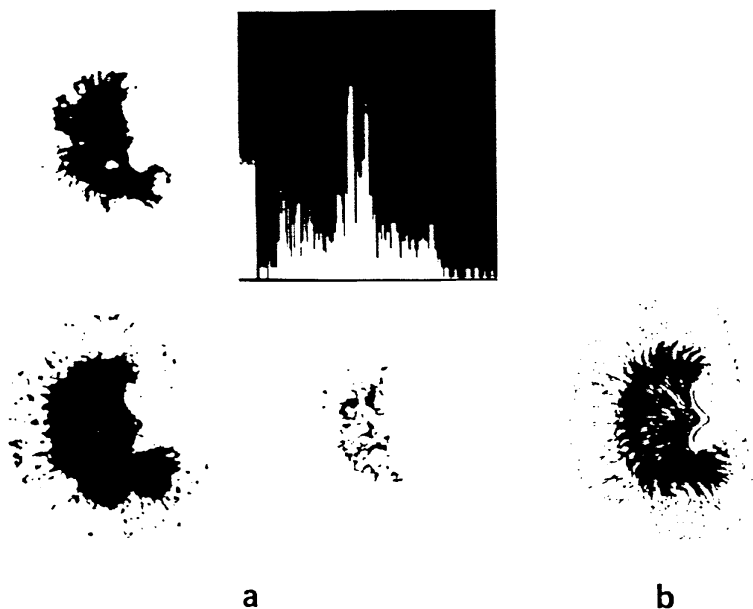


Figure 9 : Images d'échantillons pris sur un rein de rat marqué au tritium. Les quatre parties de la figure (a) sont obtenues avec un détecteur gazeux : la fenêtre, centrée à trois niveaux différents, à une échelle de gris égale à deux cent cinquante-six. Le spectre d'intensité est relevé le long de la ligne oblique tracée sur la première vue, avec des pixels de 40 μm dans le plan d'échantillon. Le mélange gazeux est du xénon, avec 2,5 % de triéthylamine. On voit des détails des conduits rénaux qui mesurent 50 μm . Cette image peut être obtenue en vingt heures. (b) Autoradiographie montrant la tranche de rein de rat adjacente à la précédente, sur laquelle a été apposée, pendant trois mois, une émulsion photographique.

Notre dernière expérience avec les détecteurs gazeux comportant des structures à grilles parallèles a contribué à nous convaincre que la multiplication contrôlée des avalanches dans les gaz, dans des structures aussi variées que les fils ou les faces parallèles, avec des gaz spécifiques à certaines applications, en choisissant des photocathodes compatibles avec l'amplification gazeuse, est encore une source de développements : dans de nombreux domaines, cette multiplication peut encore faire progresser les outils dont nous disposons dans tous les domaines où il faut localiser un rayonnement, depuis les photons ultraviolets jusqu'aux rayons γ et aux particules les plus énergétiques. Mais dans la phase actuelle de la physique des hautes énergies, la simple exploitation de la localisation des électrons libérés près des fils de chambres proportionnelles et du temps de dérive des électrons permet d'obtenir l'image de configurations qui rivalisent en complexité avec celles offertes par les chambres à bulles. C'est ce que montre la figure 10, image d'un événement généré dans le détecteur ALEPH, qui est installé à l'une des intersections du LEP, le grand collisionneur e^+e^- exploité au CERN.

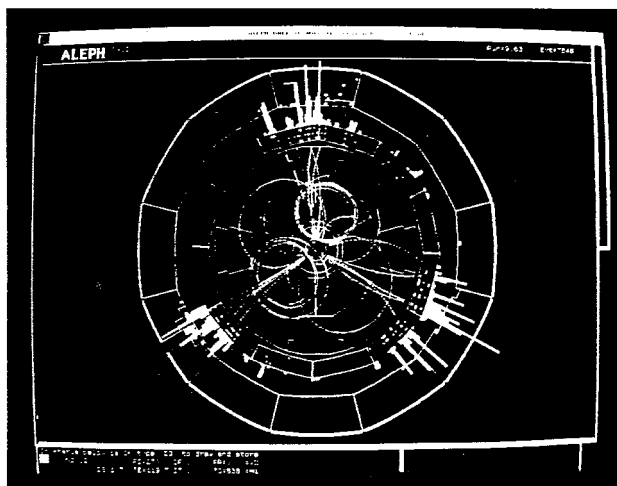


Figure 10 : Image d'une collision e^+e^- obtenue dans l'expérience ALEPH, au LEP, à l'aide d'un instrument qui exploite le temps de dérive dans un grand volume et la lecture de coordonnées en projection dans une chambre à fils. Des détecteurs auxiliaires extérieurs donnent l'information sur l'énergie des particules dont la trajectoire a été visualisée.

BIBLIOGRAPHIE

En raison du caractère personnel de cet exposé, nous nous référons seulement à notre premier article de 1968, où sont décrits les principes généraux gouvernant les chambres multifils et les chambres à dérive :

– G. CHARPAK, R. BOUCLIER, T. BRESSANI, J. FAVIER, et C. ZUPANCIC : «*The use of multiwire proportional chambers to select and localize charged particles*», Nuclear Instruments and Method, **62**, (1968), 202-26,

et à un article qui décrit les progrès que nous avons accomplis au cours de la première année de recherches sur ces détecteurs :

– G. CHARPAK, D. RAHM, H. STEINER : «*Some developments in the operation of multiwire proportional chambers*», Nuclear Instruments and Methods, **80**, (1970), 13-35.

Nous renvoyons le lecteur à une étude historique très complète :

– I. GAMBARO : *The development of electron detectors at CERN (1966 - late 1970's)*, CERN History Study n° CHS-39, janvier 1992,

ou bien à des ouvrages très détaillés comme :

– P. RICE-EVANS : *Spark, streamer, proportional and drift chambers* (Richelieu, London, 1974), ou,

– T. FERBEL : *Techniques and concepts of high energy physics* (Plenum Press, New York, 1983).