



HAL
open science

PHYSIQUE AVEC LES ANNEAUX DE COLLISIONS A ELECTRONS ET POSITRONS

J. Bizot

► **To cite this version:**

J. Bizot. PHYSIQUE AVEC LES ANNEAUX DE COLLISIONS A ELECTRONS ET POSITRONS.
Journal de Physique Colloques, 1970, 31 (C5), pp.C5-165-C5-180. 10.1051/jphyscol:1970509 . jpa-00213902

HAL Id: jpa-00213902

<https://hal.science/jpa-00213902>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PHYSIQUE AVEC LES ANNEAUX DE COLLISIONS A ELECTRONS ET POSITRONS

J.C. Bizot

Ecole Normale Supérieure
 Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
 Faculté des Sciences
 91-Orsay (France)

Résumé.- Les résultats obtenus durant ces dernières années avec les anneaux de collisions à électrons et positrons sont présentés. Ces résultats portent, d'une part sur les tests de l'Electrodynamique Quantique et, d'autre part sur la production de hadrons, principalement par l'intermédiaire des mésons vecteurs ρ , ω et ϕ . Les études envisagées avec les anneaux à forte luminosité actuellement projetés sont esquissées.

Abstract.- Results obtained with electron-positron storage rings during the past years are presented. These results cover firstly tests of Quantum Electrodynamics and secondly, production of hadrons, especially vector mesons ρ , ω and ϕ . The projected experiments with high luminosity rings either proposed or under construction are outlined.

Les avantages des anneaux de collisions, en ce qui concerne le domaine d'énergie qu'ils permettent d'explorer, sont bien connus. Pour les anneaux à protons, le gain en énergie est important : un anneau de 20 GeV équivaut à un accélérateur de 850 GeV. S'il s'agit d'électrons, le gain est encore plus important : des anneaux de 500 MeV sont comparables du point de vue énergétique à un accélérateur de 1000 GeV pour étudier les interactions entre électrons et des anneaux de 1,5 GeV équivalent à un accélérateur de 9000 GeV. Mais cette comparaison n'a plus de sens dans le cas des électrons en effet, si des anneaux à protons permettent de faire, dès aujourd'hui, avec des anneaux ce que l'on fera peut être après demain avec des accélérateurs plus puissants, les anneaux à électrons permettent de faire ce que l'on ne pourrait pas faire d'une autre manière : des électrons ou des positrons accélérés peuvent interagir avec les électrons atomiques, mais les résultats de ces interactions seront toujours noyés au milieu de ceux des interactions électron-noyaux. Les anneaux à électrons sont donc le seul moyen d'étudier les interactions entre électrons à haute énergie.

L'intérêt de l'étude de cette interaction est multiple : le premier domaine, mais non le plus important, est l'étude de l'interaction électromagnétique. L'Electrodynamique Quantique résiste bien jusqu'à présent aux tests qu'on lui fait subir, mais il est utile de la vérifier aux transferts les plus élevés possibles. Les anneaux fournissent plusieurs moyens de faire cette vérification.

L'autre intérêt des anneaux consiste en l'étude des hadrons produits. Dans le mécanisme de production, un des éléments, l'interaction électro-

magnétique entre les électrons, est bien connu et toute l'attention peut alors être reportée sur l'autre élément : les interactions fortes. De plus dans les anneaux e^+e^- les réactions qui se font avec les plus grandes sections efficaces sont celles qui procèdent par l'intermédiaire d'un seul photon virtuel du genre temps : dans ces conditions, les produits de désintégration sont dans un état $J^{PC} = 1^{--}$ ce qui simplifie l'étude [1].

Il a été rappelé récemment [2] que des anneaux pouvaient servir à étudier aussi l'interaction $\gamma\gamma$: dans le cas où les deux électrons ont diffusé à petit angle, les deux γ virtuels sont très proches de leur couche de masse. Les sections efficaces peuvent devenir comparables à celles que donne l'annihilation lorsque l'énergie des faisceaux augmente.

Les principes des appareillages utilisés jusqu'ici à Stanford, Orsay et Novosibirsk sont assez semblables : des chambres à étincelles optiques déclenchées par une logique de compteurs à scintillation. Des chambres à plaque minces placées au voisinage de la zone d'interaction permettent de mesurer les trajectoires des particules chargées issues de cette zone, des chambres à plaques plus épaisses placées plus loin permettent de reconnaître la nature des particules : les électrons et les γ développent des gerbes, les étincelles dues aux gerbes produites par les γ n'apparaissent qu'après une certaine épaisseur traversée les π subissent en général une interaction nucléaire avant d'avoir perdu toute leur énergie par ionisation, les μ ont un parcours bien déterminé par la relation énergie parcours. Des compteurs placés au-dessus des appareillages hors d'atteinte

des particules des réactions étudiées permettaient d'interdire les déclenchements dus aux rayons cosmiques.

RESULTATS OBTENUS JUSQU'A PRESENT AVEC
LES ANNEAUX

Les expériences faites sont les suivantes :

Tests de l'électrodynamique quantique

- | | | |
|-----|---------------------------------------|---|
| (1) | $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$ | à Stanford [3] (E = 300 et 556 MeV) |
| (2) | $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ | à Orsay [4] (E = 510 MeV) et Frascati [7] [16]
(E = 0,8 à 1 GeV) |
| (3) | $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ | à Orsay [5] (E = 290 à 352 MeV)
Novosibirsk [6] (E = 510 à 670 MeV)
Frascati [16] (E = 0,8 à 1 GeV) |
| (4) | $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ | à Novosibirsk [8] (E = 500 MeV) |

Etude des mésons vecteurs

- | | | |
|------|---|--|
| (5) | $e^+ + e^- \rightarrow \rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | à Orsay [9] [5] (E = 280 à 510 MeV)
et Novosibirsk [10] (E = 280 à 500 MeV) |
| (6) | $e^+ + e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ | à Orsay [11] (E = 380 à 410 MeV) |
| (7) | $e^+ + e^- \rightarrow \phi \rightarrow K^+ K^-$ | à Orsay [12] (503 à 520 MeV)
et Novosibirsk [13] (508 à 514 MeV) |
| (8) | $e^+ + e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ | à Orsay [14] (503 à 520 MeV)
et Novosibirsk [13] (508 à 514 MeV) |
| (9) | $e^+ + e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ | à Orsay [14] (503 à 520 MeV)
et Novosibirsk [13] (508 à 514 MeV) |
| (10) | $e^+ + e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta \gamma \rightarrow 3\gamma$ | à Orsay [15] à 510 MeV |
| (11) | $e^+ + e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow 3\gamma$ | à Orsay [15] à 510 MeV |

Autres réactions

- | | | | |
|------|---------------------------------------|-------------------------|--|
| (12) | $e^+ + e^-$ | plus de deux particules | à Frascati [7] [16]
(E = 0,8 à 1 GeV) |
| (13) | $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ | | à Frascati [16] (E = 0,8 à 1 GeV) |

Le premier appareillage utilisé à Orsay (fig. 1) a permis d'étudier les réactions (2), (3), (5), (6), (8) et (9). Pour l'étude de la réaction (7), un second appareillage (fig. 2) a été construit, qui ne comportait que des chambres à plaques minces, les K chargés de faible énergie étaient arrêtés dans les compteurs à scintillations, c'étaient les hauteurs des signaux (10 à 15 fois plus grandes que pour une particule au minimum d'ionisation) qui signaient les K. Les hauteurs

des signaux étaient photographiées sous forme digitale en même temps que les étincelles.

Au début, l'appareillage utilisé à Novosibirsk (fig. 3) était semblable au premier appareillage d'Orsay, il a ensuite été modifié pour permettre aux K chargés d'atteindre les premiers compteurs et combine actuellement les avantages des deux premiers appareillages d'Orsay avec un angle solide plus petit cependant.

Pour l'étude des réactions (10) et (11)

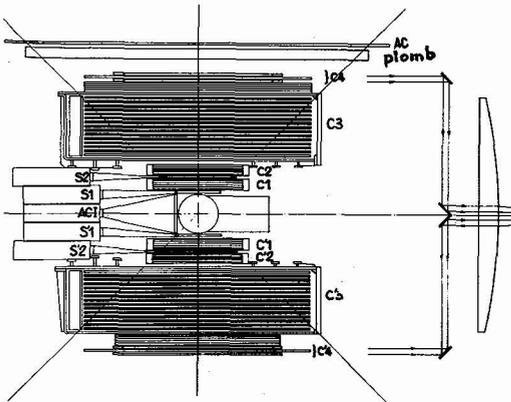


Fig 1 : Appareillage d'Orsay n°1

s1, s2, s'1, s'2, AC : Compteurs à scintillation

c1, c2, c3, c4, c'1, c'2, c'3, c'4 : Chambres à étincelles.

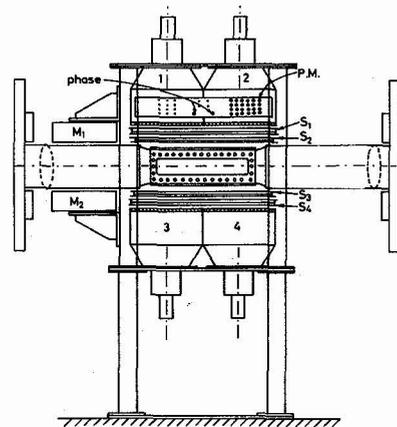


Fig 2 : Appareillage d'Orsay n°2

1 à 4 : Compteurs à scintillation sans guide de la lumière ; S1 à S4 : chambres à étincelles.

M1, M2 : miroirs ; P.M. : hauteurs des signaux des compteurs 1 à 4 sous formes digitales (6 bits)

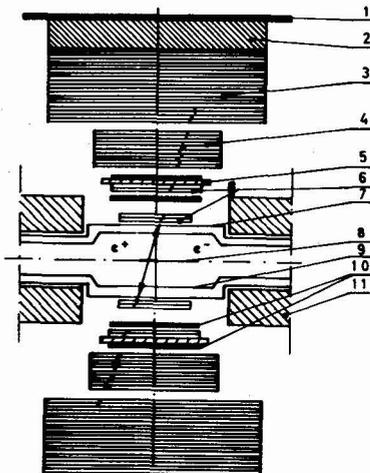


Fig 3 : Appareillage de Novosibirsk

- 1) Compteurs d'anticoïncidence "cosmique"
- 2) Absorbeur de Pb de 20 cm
- 3) Chambre à étincelles "de parcours"
- 4) Chambre à étincelles "de gerbes"
- 5) Absorbeur de Dural 2 cm
- 6) Chambres à étincelles à plaques minces
- 7) Fenêtre de la chambre à vide externe
- 8) Zone d'interaction
- 9) Chambre à vide interne
- 10) Compteurs à scintillation
- 11) Aimant de l'anneau

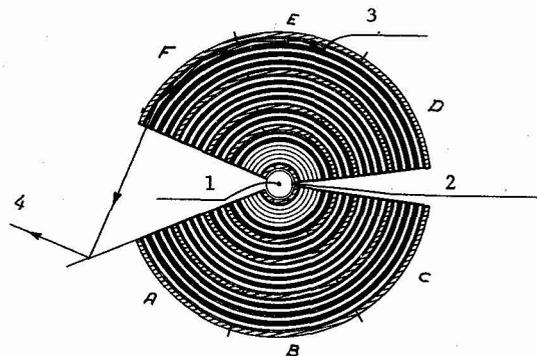


Fig 4 : Appareillage n°3 d'Orsay

- 1) Faisceaux ; 2) Chambres à vide ; 3) Etincelle ; 4) Lumière provenant de l'étincelle 3 ;
- ▨ compteur ■ plomb □ chambre à étincelles

un troisième appareillage (fig. 4) a été construit à Orsay et mis en service il y a quelques mois. Il a été décrit dans une communication présentée à ce congrès et doit permettre de donner prochainement d'autres résultats sur les réactions (3) à (6), (8) et (9). La logique des compteurs permet de déclencher à la fois sur des particules chargées et sur des γ avec une bonne efficacité pour les γ .

Deux appareillages utilisés à Frascati (fig. 5 et 6) ont donné des résultats préliminaires : l'un (réactions (2), (3), (12), (13) est construit suivant des principes semblables à ceux qui ont conduit aux appareillages d'Orsay et de Novosibirsk, mais sa taille est beaucoup plus importante. Beaucoup d'informations en provenance des compteurs sont utilisées au cours du dépouillement. La protection contre le rayonnement cosmique est assurée par mesure de temps de vol et non plus à l'aide de compteurs spéciaux.

L'autre appareillage qui étudie les réactions (2) et (12) comporte des chambres à étincelles magnétostrictives déclenchées par des compteurs à scintillation. Il a l'avantage d'être complètement "en ligne" avec un petit ordinateur mais n'analyse, pour chaque trace détectée, que l'angle que fait le plan contenant la trace et la ligne des faisceaux avec un plan de référence passant par le faisceau (angle azimuthal autour de la ligne des faisceaux). Une seule trace par télescope est enregistrée. Sont enregistrées aussi, des informations concernant les compteurs déclenchés, les hauteurs d'impulsions dans les compteurs C et D ainsi que l'intervalle de temps suivant le déclenchement du passage des paquets.

Les mesures de luminosité (le coefficient de proportionnalité des taux de comptage à la section efficace) sont faites en utilisant soit la réaction de diffusion Bhabha à petit angle (exp. (2) (3), (12), (13) à Frascati), soit la réaction de Bremsstrahlung double à petit angle (réactions (2), (3), (5), (7), (8), (9) à Orsay, (7), (8), (9) à Novosibirsk) soit la réaction de diffusion à grand angle (réaction (1) à Stanford, (6), (10) et (11) à Orsay, (3), (4) et (5) à Novosibirsk). Les deux premières méthodes sont basées sur la validité de l'électrodynamique quantique aux faibles transferts tandis que la troisième méthode suppose l'électrodynamique quantique valable aussi aux transferts élevés.

Les tests d'électrodynamique quantique

demandent des mesures de luminosité du type des 2 premières puisque leur but est justement de vérifier la validité de l'E.D.Q. aux transferts élevés. A Stanford cependant, le test portait sur la distribution angulaire des événements diffusés entre 40° et 90° : en cas de violation de l'E.D.Q., les événements diffusés à angle plus faible correspondant à un transfert plus faible auraient eu une section efficace moins modifiée que ceux diffusés à angles plus grands.

Dans toutes ces expériences, les taux de déclenchements des chambres étaient toujours très supérieurs au taux de comptage des réactions étudiées à cause du bruit de fond dû aux particules perdues par la machine. Les photos ont donc dû être triées et les événements candidats ont été mesurés. Certains principes utilisés pour accepter un événement étaient pratiquement les mêmes dans toutes les expériences : un bon événement devait provenir de la zone d'interaction (qui peut être schématisée par un segment de droite puisque, à Orsay, les faisceaux avaient un diamètre de l'ordre de 1 à 2 mm et que les paquets avaient une longueur de l'ordre de 20 à 30 cm) et devait être en phase avec le passage des paquets dans la section expérimentale. D'autres principes variaient suivant les réactions étudiées : traces alignées pour toutes les réactions donnant deux corps ou au contraire nettement désalignées pour les réactions donnant plus de deux corps etc ... Dans la plupart des cas, un calcul de Monte Carlo a été nécessaire pour déterminer l'efficacité de l'appareillage pour la réaction étudiée.

Parmi les principales corrections qu'ont dû subir les résultats, il faut citer les corrections radiatives dues au fait qu'un électron a une probabilité non négligeable d'émettre un photon durant le processus même de la réaction. Dans l'approximation dite du pic, on ne considère que les photons émis à 0° par rapport à l'électron qui rayonne. Ce phénomène a deux effets lorsque le photon d'énergie k est rayonné par l'électron ou le positron incidents :

- 1) l'énergie dans le système du centre de masse n'est plus $2E$, mais seulement $2\sqrt{E(E-k)}$.
- 2) le système du centre de masse n'est plus confondu avec le système du laboratoire et s'il s'agit de réactions à 2 corps, les traces ne sont plus

alignées. Au cas où une coupure sur l'angle entre les deux traces a été faite, une correction doit donc être appliquée. On en tient compte en considérant que chaque électron a la probabilité $P(k)dk$ d'émettre un γ d'énergie k :

$$P(k)dk = A e^{-\frac{13}{12} A \left(\frac{k}{E}\right) A} \frac{dk}{k}$$

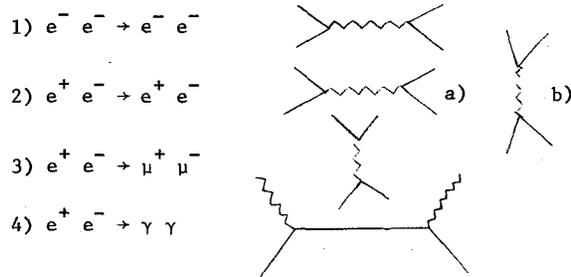
$$A = \frac{4\alpha}{\pi} \left[\text{Log} \frac{2E}{m} - \frac{1}{2} \right]$$

Il faut citer aussi parmi les corrections, l'absorption des particules dans la matière qui précède les compteurs de déclenchement.

Cette correction dépend de la logique de déclenchement et peut être importante : pour éviter un trop grand nombre de déclenchements par le bruit de fond machine (dû aux particules perdues par les faisceaux à la suite de collisions avec le gaz résiduel) on est amené à ne déclencher que sur des particules ayant traversé une certaine épaisseur de matière en éliminant ainsi une grande quantité de particules de faible énergie. Cette correction est surtout importante pour les événements hadroniques : à Orsay pour la réaction (5), la correction était de l'ordre de 20 % (10 % de chaque côté). A Frascati, pour la réaction (13), elle atteignait 50 %.

TESTS DE L'ELECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE

A l'ordre le plus bas et en ne considérant pas les corrections radiatives qui peuvent être prises en compte comme il a été indiqué précédemment, les diagrammes sont les suivants :



Ces réactions peuvent être calculées complètement en supposant que l'électrodynamique quantique est valable à tous les transferts. Pour introduire une violation possible de l'électrodynamique quantique, on introduit des facteurs de forme qui dépendent du transfert et qui proviendraient soit d'une modification des propagateurs, soit d'une modification de la fonction de vertex, soit des deux.

Si l'on introduit cette violation sous la

forme d'une modification du propagateur de la particule virtuelle en remplaçant $1/q^2$ par : $\frac{1}{q^2} + \frac{\epsilon}{q^2 - \Lambda^2}$, à l'approximation $q^2 \ll \Lambda^2$, le facteur de forme s'écrit $(1 + \frac{\epsilon q^2}{\Lambda^2})^{-1}$. Pour la réaction (4), Kroll a montré qu'on ne pouvait modifier le propagateur de l'électron sans modifier aussi les fonctions de vertex si l'on voulait que le courant électromagnétique reste conservé. Dans ces conditions, le facteur de forme pour la réaction (4) devient : $(1 + \frac{q^4}{\Lambda^4})^{-1}$.

La réaction (1) teste le comportement d'un photon du genre espace et la réaction (3) un photon du genre temps. La réaction (2) peut comporter les deux types de photons virtuels, mais comme les expériences faites jusqu'ici ne distinguent pas les charges des particules émises, les sections efficaces mesurées sont dominées par le diagramme (a) c'est à dire par un photon du genre espace.

Voici les résultats qui ont été obtenus (limite à 95 % de confiance) :

Expérience $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ et $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$: test du photon virtuel du genre espace.

A Stanford : $\frac{\epsilon}{\Lambda^2} = (+ 0,06 \pm 0,06) \text{ GeV}^{-2}$ seules les erreurs statistiques ont été indiquées.

$\Lambda > 2,3 \text{ GeV} \quad \epsilon > 0$
 $\Lambda > 4 \text{ GeV} \quad \epsilon < 0$

A Orsay :

$\frac{\epsilon}{\Lambda^2} = (-0,091 \pm 0,051(\text{stat.}) \pm 0,059(\text{syst.})) \text{ GeV}^{-2}$

en ne considérant que les erreurs statistiques :

$\Lambda > 9,5 \text{ GeV} \quad \epsilon > 0$
 $\Lambda > 2,3 \text{ GeV} \quad \epsilon < 0$

en prenant aussi en compte les erreurs systématiques :

$\Lambda > 3,8 \text{ GeV} \quad \epsilon > 0$
 $\Lambda > 2,0 \text{ GeV} \quad \epsilon < 0$

La figure 7 montre une comparaison entre les résultats du groupe des chambres magnétostrictives [7] et la section efficace pour $\Lambda^2 = \infty$ intégrée sur l'appareillage. Le transfert moyen correspond à $0,41 \times (2E)^2$. L'évaluation de la quantité $\frac{\epsilon}{\Lambda^2}$ n'a pas été faite.

La figure 8 montre les résultats du groupe Frascati - Rome - Padoue. Les calculs ont été faits pour $\epsilon > 0$.

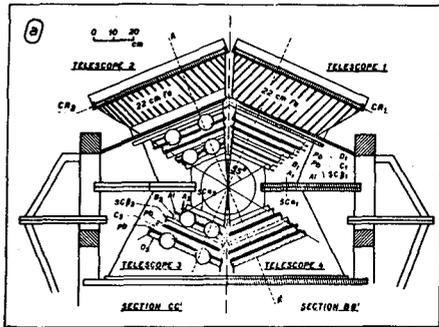


Fig 5 : Appareillage de Frascati Ref. 7
 Coupe perpendiculaire aux faisceaux Ai, Bi, Ci et Di ; compteurs à scintillation ; SC_{αi} et SC_{βi} chambres à fil magnétostrictives ; CR1 et CR2 : anticoincidence "cosmique"

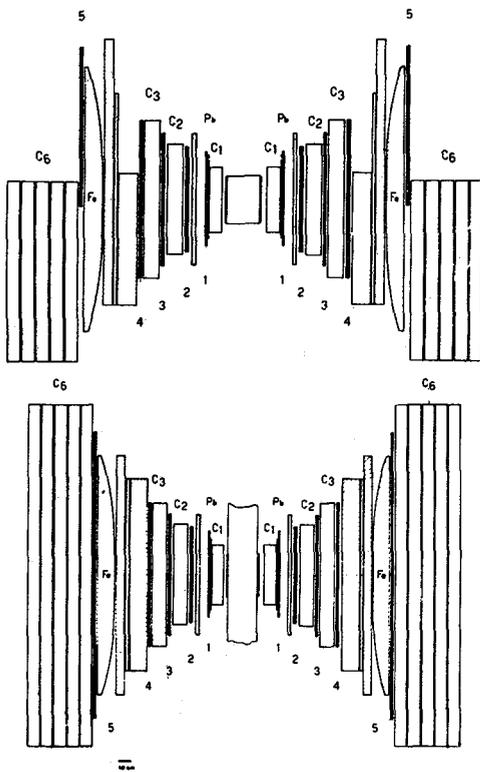


Fig 6 : Appareillage de Frascati Ref.16
 a) Coupe perpendiculaire aux faisceaux
 b) Coupe horizontale
 1 à 5 : compteurs à scintillation ; C₁ à C₆ : chambres à étincelles

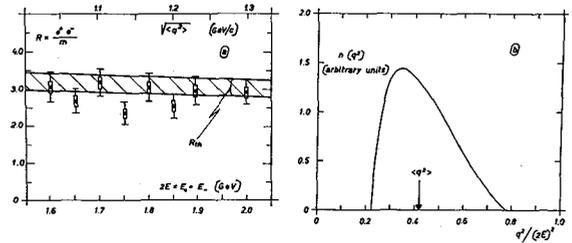


Fig 7 : a) Rapport du nombre de diffusion Bhabha détectées par l'appareillage de la figure 5 au nombre d'événements de "monitorage".
 R_{th} : rapport théorique.
 b) Distribution des transferts pour les événements acceptés par l'appareillage.

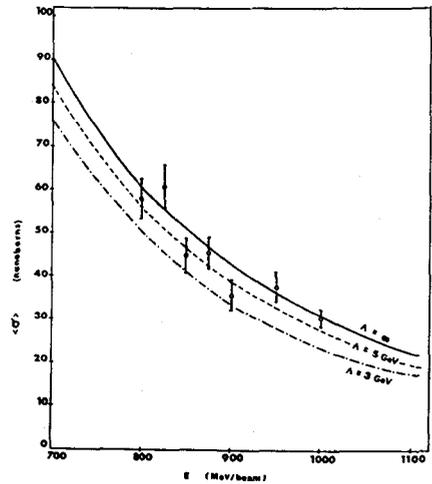


Fig 8 : Section efficace de diffusion Bhabha intégrée sur l'appareillage de la figure 6. Les courbes proviennent des calculs théoriques pour plusieurs valeurs du paramètre λ

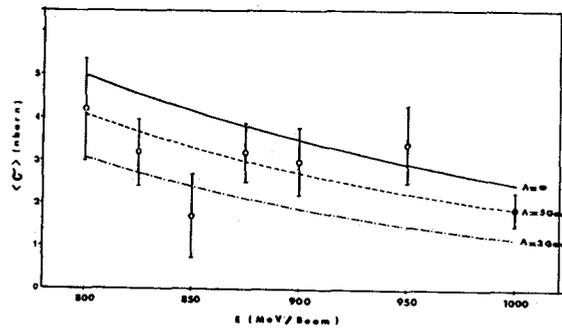


Fig 9 : Section efficace d'annihilation en paires de μ intégrée sur le dispositif de la figure 6. Les courbes proviennent des calculs théoriques pour plusieurs valeurs du paramètre λ

L'évaluation de $\frac{\epsilon}{\Lambda^2}$ n'a pas encore été faite, mais il semble que $\Lambda > 3$ GeV pour $\epsilon > 0$ soit très probable. Cette limite doit être encore bien supérieure pour $\epsilon < 0$.

Expérience $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$: ces expériences testent le comportement d'un photon du genre temps.

A Orsay : $\Lambda > 1,7$ GeV

A Novosibirsk : $\Lambda > 2,7$ GeV

A Frascati : la figure 9 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques dans différentes hypothèses $\epsilon > 0$.

Expérience $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$: cette expérience teste le comportement d'un électron virtuel du genre espace.

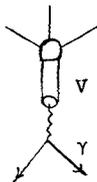
Comme il a été dit plus haut, il faut introduire aussi une modification de la fonction de vertex si l'on veut que le courant électromagnétique reste conservé.

L'expérience de Novosibirsk donne : $\Lambda > 1,3$ GeV
D'autres valeurs viendront sans doute prochainement de Frascati et d'Orsay.

ETUDE DES MESONS VECTEURS

Un anneau de collision est spécialement bien adapté à l'étude des mésons vecteurs : ceux-ci sont au repos dans le laboratoire et les trajectoires de leurs produits de désintégration ont donc une géométrie particulièrement simple.

Les mesures des rapports de branchement principaux peuvent être faites sans contamination d'autres réactions hadroniques. Comme l'énergie des faisceaux est très bien déterminée (quelques 10^{-4}) une courbe de résonance précise peut être tracée d'où l'on peut extraire la largeur de la résonance. Enfin, une mesure absolue de section efficace permet de déterminer la largeur partielle des modes de désintégration $V \rightarrow e^+e^-$ d'où le couplage du champ électromagnétique au champ du vecton : au premier ordre de l'électrodynamique quantique, la réaction a lieu selon le diagramme ci-contre :



La section efficace maximum pour le processus $e^+e^- \rightarrow v \rightarrow f$

$$(1) \sigma_{pic} = \frac{12\pi}{m_V^2} \frac{\Gamma_{vee} \Gamma_{vf}}{\Gamma_V^2} = \frac{12\pi}{m_V^2} B_{vee} B_{vf}$$

où Γ_V est la largeur totale de la résonance, Γ_{vee} , Γ_{vf} , B_{vee} , B_{vf} sont les largeurs et les rapports de branchement des désintégrations de la résonance en e^+e^- et en f . En fonction de l'énergie, la section efficace peut se paramétrer par une Breit et Wigner.

Pour les réactions à deux corps chargés il est possible de mettre aussi la réaction sous la forme d'une section efficace électromagnétique corrigée par un facteur de forme, c'est ce facteur de forme qui rend alors compte des interactions hadroniques :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{32} \frac{\beta^3}{E^2} \sin^2\theta |F_V(4E^2)|^2 \text{ pour } ee \rightarrow 0^-0^-$$

$$(2) \sigma = \frac{\pi\alpha^2}{3} \frac{\beta^3}{4E^2} |F_V(4E^2)|^2$$

Le facteur de forme peut être paramétrisé par une Breit et Wigner :

$$(3) F_V(s) = \frac{\xi m_V^2}{s - (m_V^2 - im_V \Gamma_V)}$$

$$\text{avec : } \xi^2 = \frac{36}{\alpha^2 \beta^3} \frac{\Gamma_{vee} \Gamma_{vp\bar{p}}}{m_V^2}$$

Dans le cas de la réaction (5), Gounaris et Sakurai [17] ont proposé une autre paramétrisation du facteur de forme et ont rendu compte de la normalisation $F\pi(0) = 1$.

$$(4) F_\pi(s) = m_\rho^2 \left(1 + \frac{\Gamma_\rho}{m_\rho} \right) \left[(s - m_\rho^2) + \Gamma_\rho \frac{m_\rho^2}{k_\rho} \left\{ k^2 \left[h(m_\rho^2) - h(s) \right] + k_\rho^2 h'(m_\rho^2) (s - m_\rho^2) \right\} + im_\rho \Gamma_\rho \left(\frac{k}{k_\rho} \right)^3 \frac{m_\rho}{\sqrt{s}} \right]^{-1}$$

$$\text{où } h(s) = \frac{2}{\pi} \frac{k}{\sqrt{s}} \text{Log} \frac{\sqrt{s} + 2k}{2m_\pi} \quad s > 4m_\pi^2$$

$$d = \frac{3}{\pi} \frac{m_\pi^2}{k_\rho^2} \text{Log} \left(\frac{m_\rho + 2k_\rho}{2m_\pi} \right) + \frac{m_\rho}{2\pi k_\rho} - \frac{m_\pi^2 m_\rho}{\pi k_\rho^3} \approx 0.48$$

k est la quantité de mouvement des π émis;
 k_ρ est la quantité de mouvement des π émis au sommet des ρ .

Il faut remarquer que ce facteur de forme ne dépend que de deux paramètres : m_ρ et Γ_ρ .

La réaction (5) a été étudiée au voisinage du ρ et à plus haute énergie à Orsay et à Novosibirsk jusqu'à 2×510 MeV.

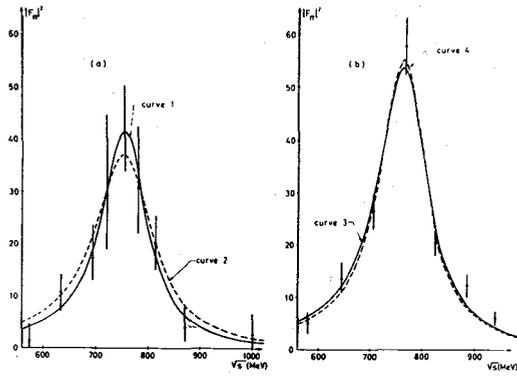


Fig 10 : Facteur de forme du π . a) Analyses des résultats de Novosibirsk ; b) Analyse des résultats d'Orsay. Les courbes en trait plein représentent le meilleur fit par une Breit-Wigner simple (Eq.3), les courbes en pointillé le meilleur fit par l'Eq(4)

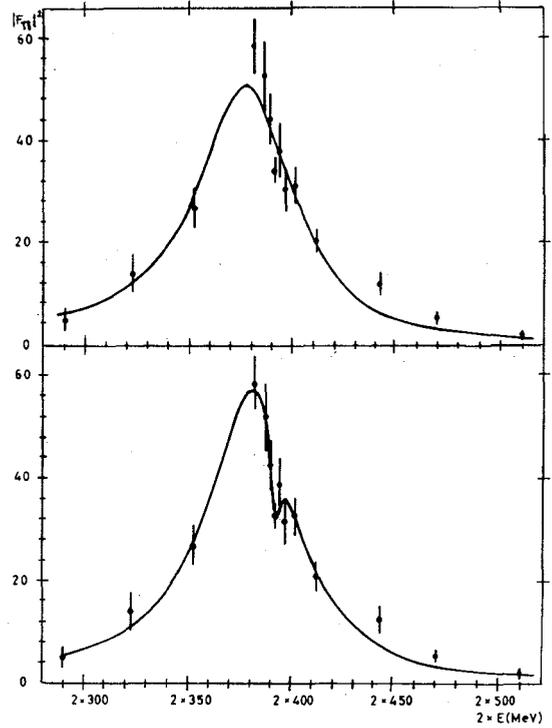


Fig 11 : Analyse du facteur de forme du π au voisinage du ω

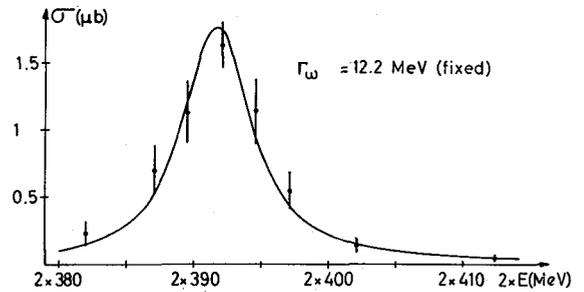
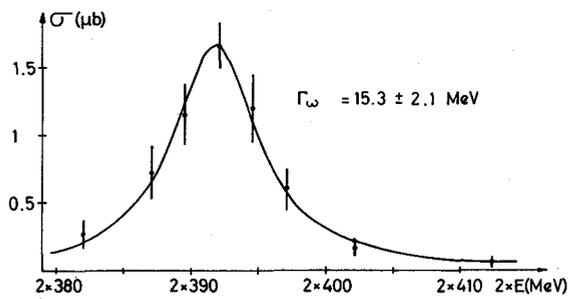


Fig 12 : Courbe d'excitation de la réaction :
 $e^+ e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Le facteur de forme expérimental a été analysé suivant une Breit-Wigner pour déterminer les trois paramètres : position du maximum, amplitude du maximum et largeur de la résonance. Il a été aussi analysé suivant la formule de Gounaris et Sakurai pour déterminer deux paramètres seulement, la masse et la largeur du ρ , en utilisant la normalisation $F_\pi(0) = 1$. Pour les mesures d'Orsay les deux analyses donnent pratiquement les mêmes résultats. Les mesures de Novosibirsk sont statistiquement compatibles avec les deux analyses mais donnent des résultats différents (Fig. 10). La table I indique les résultats de chaque analyse pour Novosibirsk.

Au voisinage du ω , le facteur de forme du π obtenu à Orsay semble indiquer une interférence due à la désintégration de $\omega \rightarrow 2\pi$ (Fig. 11). Le facteur de forme est alors paramétrisé par :

$$F_\pi(s) = |F_{\rho\pi\pi}(s) + e^{i\psi} F_{\omega\pi\pi}(s)|$$

où $F_{\rho\pi\pi}$ a la forme (4) et $F_{\omega\pi\pi}$ la forme (3). L'analyse permet de déterminer la valeur de ψ et de ξ et en connaissant Γ_{vee} par la réaction : $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ de déduire $\Gamma_{\omega\pi\pi}$. La table I donne les valeurs de $\Gamma_{\omega \rightarrow 2\pi}^{1/2}$ et de l'angle d'interférence. Il faut signaler cependant que $\Gamma_{\omega \rightarrow 2\pi} = 0$ n'est pas exclu par ces mesures. L'analyse du facteur de forme des π en imposant $\Gamma_{\omega\pi\pi} = 0$ donne un χ^2 de 18,29 pour 11 degrés de liberté (probabilité 8 %) et l'analyse en incluant la possibilité de $\omega \rightarrow 2\pi$ donne un χ^2 de 8,66 pour 9 degrés de liberté (47 %). D'autres mesures plus précises sont actuellement en cours.

L'analyse des π alignés détectés en même temps que les réactions 8 et 9 permet de fixer une limite supérieure à la désintégration du ϕ en $\pi^+\pi^-$. L'analyse qui doit tenir compte de la possibilité d'interférence avec le ρ comme dans le cas du ω donne deux solutions, l'une compatible avec 0 et l'autre exigeant une valeur d'environ -90° pour l'angle d'interférence. Les résultats de Novosibirsk donnent une valeur également compatible avec 0 au cas où il n'y a pas d'interférence entre ρ et ϕ . La courbe du 2π dans cette région n'indique pas non plus de forme de courbe différente de celle due au ρ dans cette région. Il est intéressant de parler ici même des résultats obtenus à Frascati pour la réaction (13) bien que le domaine d'énergie soit très éloigné du ρ .

Les résultats de Frascati sont encore très préliminaires : 14 événements ont été détectés desquels il faut soustraire les événements de bruits

de fond donnant ainsi $11,6 \pm 3,8$. Le facteur de forme ainsi obtenu pour le π est de l'ordre de 0,5 alors que l'extrapolation du ρ donnerait 0,05. Il semble donc que les mésons vecteurs ρ ω ϕ ne suffisent pas pour rendre compte des facteurs de forme du π à haute énergie.

L'analyse des mesures faites à Orsay (Figure 12) - les seules actuellement - de la réaction (6) ne permettent pas de déterminer la masse du ω (la mesure absolue de l'énergie des faisceaux n'est pas assez précise pour cela) qui a donc été prise dans les tables mondiales et qui a servi avec la masse du ϕ à étalonner l'énergie de la machine. Cette analyse permet de mesurer la largeur du ω mais avec une précision inférieure à celle donnée par la moyenne mondiale. Pour améliorer la précision des autres résultats, les auteurs ont donc préféré imposer la largeur du ω dans l'analyse. Les mesures actuellement en cours permettront sans doute de donner une valeur plus précise de la largeur du ω .

Les mesures faites sur le ϕ (réactions 7 à 11) - figures 13 à 15 - permettent de déterminer expérimentalement les rapports de branchement des désintégrations du ϕ en supposant que les seuls modes de désintégration sont $\phi \rightarrow K^+K^-$, $\phi \rightarrow K_S^0\bar{K}_S^0$, $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\phi \rightarrow \eta\gamma$, $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ et $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$, pour les deux derniers modes, seules des limites supérieures avaient été données précédemment, ces limites se trouvent maintenant sensiblement réduites (on a choisi la solution $B_{\phi\pi\pi} \approx 0$). Elles permettent également de déterminer la largeur totale du ϕ et comme pour le ρ et le ω , la largeur partielle et le rapport de branchement $\phi \rightarrow e^+e^-$.

Des largeurs partielles $\Gamma_V \rightarrow e^+e^-$, on peut déduire la constante de couplage des mésons vecteurs au photon :

$$\Gamma_V \rightarrow e^+e^- = \frac{\alpha^2}{3} m_V \frac{4\pi}{g_V^2}$$

en négligeant la largeur des mésons vectoriels. Les g_V apparaissent dans l'expression du courant électromagnétique hadronique en fonction des champs du ρ^0 , du ω et du ϕ :

$$J_\mu^{\text{em}} = \frac{m_\rho}{g_\rho} \rho_\mu + \frac{m_\omega}{g_\omega} \omega_\mu + \frac{m_\phi}{g_\phi} \phi_\mu + \dots$$

Gounaris et Renard ont montré qu'il convenait de tenir compte des largeurs finies des mésons vectoriels en remplaçant Γ_{vee} par $\frac{\Gamma_{\text{vee}}}{a_V}$ et ont calculé les a_V . La table 2 donne les valeurs des $\frac{g_V^2}{4\pi}$ avec et sans les corrections de largeurs finies. Dans l'hypothèse de la dominance des mésons vectoriels, ces expériences permettraient de vérifier les rè-

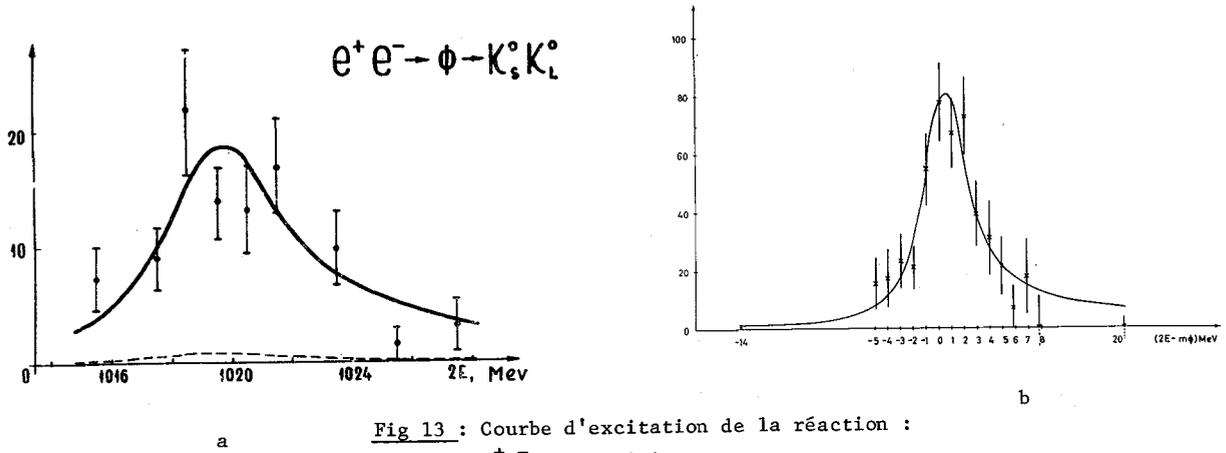
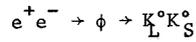


Fig 13 : Courbe d'excitation de la réaction :



- a) Résultats de Novosibirsk
- b) Résultats d'Orsay

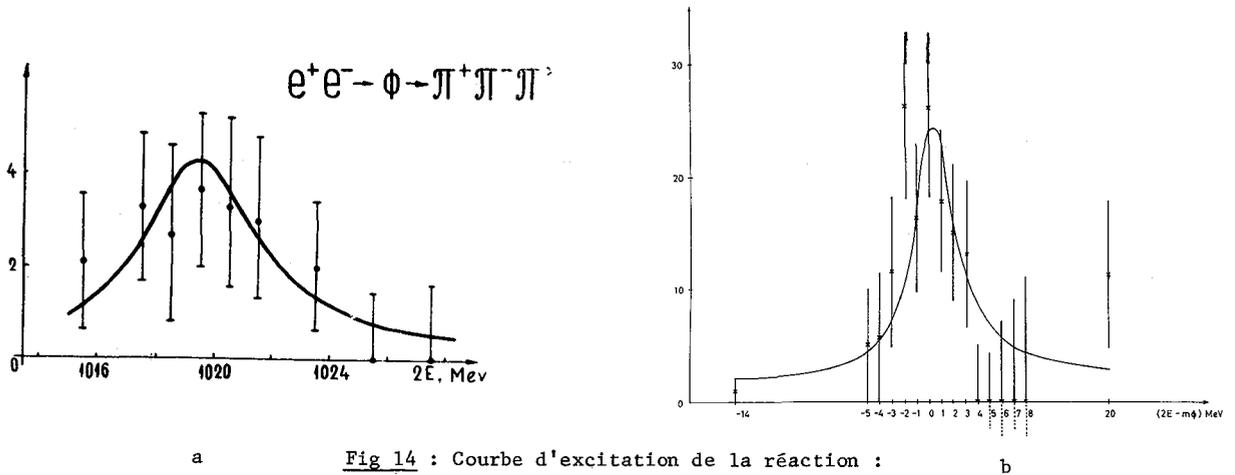
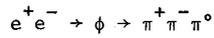


Fig 14 : Courbe d'excitation de la réaction :



- a) Résultats de Novosibirsk
- b) Résultats d'Orsay

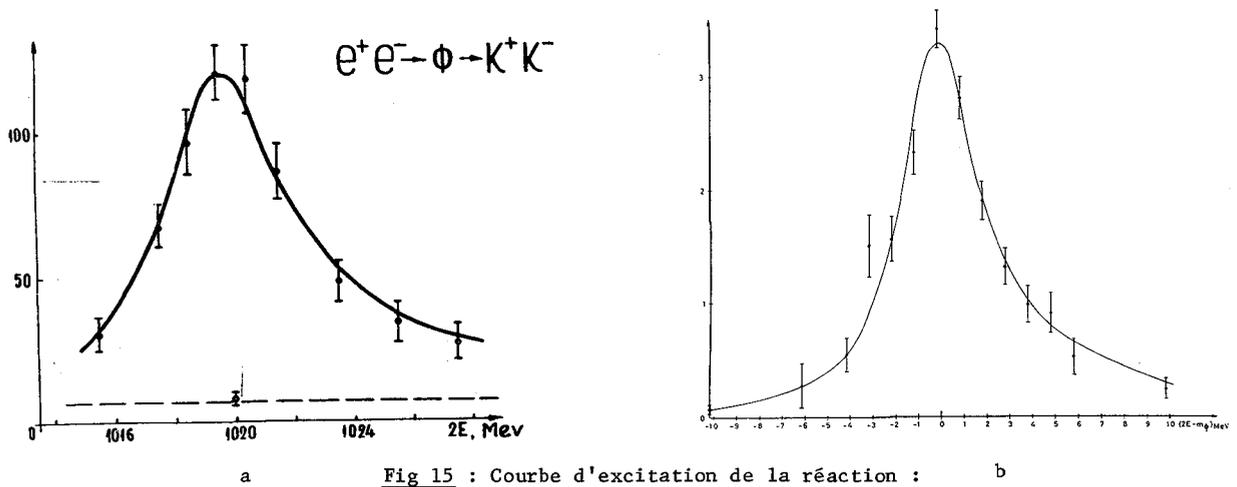
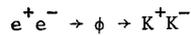


Fig 15 : Courbe d'excitation de la réaction :



- a) Résultats de Novosibirsk
- b) Résultats d'Orsay

gles de somme obtenues par intégration des fonctions spectrales : Das, Mathur et Okubo [33] avaient montré que l'on devrait avoir :

$$\frac{1}{3} \Gamma_{\rho ee} = m_{\omega} \Gamma_{\omega ee} + m_{\phi} \Gamma_{\phi ee}$$

Sugawara [37] a proposé une modification de cette règle en utilisant un modèle de violation de SU3 :

$$\frac{1}{3} \frac{4m_K^2 - m_{\rho}^2}{3m_{\rho}} \Gamma_{\rho ee} = \left[m_{\omega} \Gamma_{\omega ee} + m_{\phi} \Gamma_{\phi ee} \right]$$

Gourdin [38] et Cremmer [39] ont proposé une autre règle, indépendante de la précédente :

$$\frac{1}{3} \frac{\Gamma_{\rho ee}}{m_{\rho}} = \left[\frac{\Gamma_{\omega ee}}{m_{\omega}} + \frac{\Gamma_{\phi ee}}{m_{\phi}} \right]$$

En appliquant les corrections des largeurs finies, comme il a été indiqué plus haut, les résultats d'Orsay donnent pour Das, Mathur et Okubo :

$$\frac{1}{3} \Gamma_{\rho ee} = 1.78 \pm .16 \text{ MeV}^2$$

$$\left[m_{\omega} \Gamma_{\omega ee} + m_{\phi} \Gamma_{\phi ee} \right] = 2.47 \pm .21 \text{ MeV}^2$$

Pour Sugawara :

$$\frac{1}{3} \frac{4m_K^2 - m_{\rho}^2}{3m_{\rho}} \Gamma_{\rho ee} = 2.57 \pm .20 \text{ MeV}^2$$

$$\left[m_{\omega} \Gamma_{\omega ee} + m_{\phi} \Gamma_{\phi ee} \right] = 2.47 \pm .21 \text{ MeV}^2$$

Pour Gourdin et Cremmer :

$$\frac{1}{3} \frac{\Gamma_{\rho ee}}{m_{\rho}} = (2.98 \pm .30) 10^{-6}$$

$$\frac{\Gamma_{\omega ee}}{m_{\omega}} + \frac{\Gamma_{\phi ee}}{m_{\phi}} = (2.74 \pm .26) 10^{-6}$$

Ces règles devront cependant être modifiées par la suite puisque, d'après les résultats de Frascati, les mésons vecteurs ρ , ω et ϕ ne suffisent pas pour rendre compte du courant électromagnétique hadronique.

AUTRES REACTIONS

Nous avons déjà parlé des résultats obtenus sur la réaction (13). Il faut aussi signaler les résultats préliminaires de Frascati et de Novosibirsk sur les réactions du type (12). La section efficace totale est assez délicate à calculer car l'efficacité de l'appareillage dépend du nombre de corps émis et celui-ci est pour le moment inconnu. Les événements ont été sélectionnés sur la base de plus de 2 chargés vus ou de 2 chargés

franchement désalignés et non coplanaires avec le faisceau (pour éviter les 2 corps apparaissant comme multicorps à cause des corrections radiatives). L'information obtenue sur chaque événement n'est pas très riche du fait qu'il n'y a pas de mesure d'énergie des particules émises, mais seulement des limites maximales données par les parcours observés. L'ordre de grandeur des sections efficaces peut cependant être donné et il a été trouvé de l'ordre de $2 \times 10^{-32} \text{ cm}^2$ par le groupe de Frascati-Rome-Padoue et égal à $(3,3 \pm 0,3_{\text{st}} \pm 0,8_{\text{syst}}) 10^{-32}$ par le groupe des chambres magnétostrictives. Rappelons que la section efficace pour la production d'une paire de particules antiparticules de spin 1/2 est $2 \times 10^{-32} \frac{\beta}{E^2} |F|^2$ et pour une paire de pseudo scalaires : $5 \times 10^{-33} \frac{\beta^3}{E^2} |F|^2$. F étant le facteur de forme. Les expériences faites à Novosibirsk indiquent également un nombre de multicorps important, à peu près 2 fois autant que de μ mais à des énergies plus basses qu'à Frascati. Les erreurs statistiques sont très importantes

Aucune interprétation sérieuse ne peut être donnée actuellement, des hypothèses ont été émises en relation avec la théorie des partons : une paire de parton antiparton serait créée avec une section efficace de fermions ponctuels et n'auraient ensuite rien de plus pressé à faire que de s'annihiler en plusieurs π .

	RESULTATS D'ORSAY		RESULTATS DE NOVOSIBIRSK	
			Analysés par Ref.17	Analysés par une simple Breit et Wigner
$\sigma_{pic}(e^+e^- \rightarrow \rho)$	$1.64 \pm .20 \mu b$		$1.05 \pm .2$	$1.3 \pm .2$
m_ρ	$773.6 \pm 5.3 \text{ MeV}$		768 ± 10	754 ± 9
Γ_ρ	$110.7 \pm 5.3 \text{ MeV}$		140 ± 14	105 ± 20
$\Gamma_{\rho ee}$	$7.4 \pm .6 \text{ KeV}$		$6.05 \pm .50$	$5.25 \pm .9$
$B_{\rho ee}$	$(6.4 \pm .8)10^{-5}$		$(4.2 \pm .8)10^{-5}$	$(5. \pm 1.1)10^{-5}$
$\sigma_{pic}(e^+e^- \rightarrow \omega)$	$1.95 \pm .34 \mu b$			
$\Gamma_{\omega ee}$	$1.0 \pm .18 \text{ KeV}$			
$B_{\omega ee}$	$(.82 \pm .15)10^{-4}$			
$\Gamma_{\omega \pi \pi}^{1/2}$	$.63 \pm .23 \text{ MeV}^{1/2}$			
ψ	$(164 \pm 28)^\circ$			
$\sigma_{pic}(e^+e^- \rightarrow \phi)$	$4.99 \pm .40 \mu b$		$3.96 \pm .35$	
Γ_ϕ	$4.09 \pm .29 \text{ MeV}$		$4.67 \pm .42 \text{ MeV}$	
$\Gamma_{\phi ee}$	$1.44 \pm .12 \text{ KeV}$		$1.31 \pm .12 \text{ MeV}$	
$B_{\phi ee}$	$(3.52 \pm .27)10^{-4}$		$(2.81 \pm .25)10^{-4}$	
$B_{\phi K^+ K^-}$	$(48.3 \pm 4.4) \%$		$(54.0 \pm 3.4) \%$	
$B_{\phi K_0 K_0}$	$(29.5 \pm 4.1) \%$		$(25.7 \pm 3.0) \%$	
$B_{\phi \pi^+ \pi^- \pi^0}$	$(20.2 \pm 3.6) \%$		$(20.3 \pm 4.2) \%$	
$B_{\phi \eta^0 \gamma}$	$(2.0 \pm .75) \%$			
$B_{\phi \pi \pi}$	$< .5 \%$ (95 % de confiance)		$< .8 \%$ (95 % de confiance)	
$B_{\phi \pi^0 \gamma}$	$< .24 \%$ (95 % de confiance)			

- TABLE 1 -

Résultats des expériences sur les mésons vectoriels

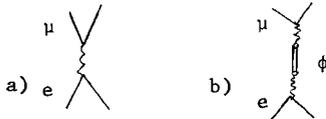
	Résultats calculés avec les corrections de largeur finie		Résultats sans correction de largeur finie	
	Valeur	Corrections (18,19)		
$\frac{g_\rho^2}{4\pi}$	$= 1.99 \pm .16$	$a_\rho = 1.07$		$1.86 \pm .15$
$\frac{g_\omega^2}{4\pi}$	$= 14.0 \pm 2.8$	$a_\omega = 1.00$		14.0 ± 2.8
$\frac{g_\phi^2}{4\pi}$	$= 11.0 \pm .9$	$a_\phi = .85$		12.9 ± 1.1

- TABLE 2 -

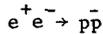
Valeurs des constantes de couplage déduites des résultats d'Orsay

PROGRAMME FUTUR

Dans un proche avenir l'étude des mésons vecteurs doit être poursuivie à Orsay pour obtenir une meilleure précision sur les sections efficaces. Une expérience mesurant la section efficace de production d'une paire de μ doit être entreprise prochainement au voisinage de l'énergie du ϕ . Elle doit permettre de vérifier la valeur du terme d'interférence entre les deux diagrammes suivants, terme qui peut atteindre 20 % d'après les calculs faits suivant la méthode de Bouchiat et Michel. [34]



A Frascati, l'étude des réactions (12) et (13) va certainement se poursuivre ainsi que la mesure de la section efficace de la réaction :



Dans un avenir plus lointain, ce que nous avons vu jusqu'ici permet de se faire une idée des tâches qui attendent les anneaux à électrons et positrons : les tests de l'E.D.Q seront évidemment poursuivis pour reculer encore les limites des cut off ou pour mettre en évidence ces cut off. Le "By Pass" de Cambridge et VEPP3 de Novosibirsk avec leur 3 ou 3,5 MeV d'énergie maximum sont en bonne position pour faire ces tests après Frascati. Mais les résultats les plus intéressants sont sans doute à attendre des études des réactions hadroniques.

L'étude des facteurs de forme des baryons dans la région temps et d'une manière plus générale l'étude des productions baryon anti-baryon pourra peut-être être ébauchée par Frascati, le "By Pass" et VEPP3, mais ne pourra être entreprise que lorsque des anneaux à plus forte luminosité seront en opération (Stanford, Desy, peut-être DCI à Orsay) à moins que les facteurs de forme ne soient très supérieurs à ce qui est attendu comme pour celui du π ; mais déjà les expériences $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$ [26,28] ont permis de mettre des limites sur le facteur de forme du proton pour des transferts de 5,1 et 6,8 (GeV)² correspondant à des énergies de faisceau de 1,1 et 1,3 GeV : $F^2 \leq 10^{-2}$.

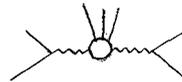
Cette étude des facteurs de forme des baryons ouvre un domaine inexploré actuellement : les modèles existants [20-24] et qui tentent d'extrapoler les résultats obtenus pour le proton dans la région espace sont très divergents, des résonances nouvelles 1^{--} existent peut-être ; on peut dire que tout est pratiquement inconnu dans cette étude qui pour-

ra s'étendre à presque tous les baryons accessibles énergétiquement, contrairement à ce qui peut se faire pour les facteurs de forme du genre espace : seuls ceux du proton et du neutron ont pu être mesurés.

L'étude des facteurs de forme des mésons qui a déjà été entreprise par ACO et VEPP2 s'est déjà poursuivie, loin des mésons vecteurs connus, à Frascati où elle a donné des résultats inattendus. Les modèles [29] prévoyaient un carré des facteurs de forme de l'ordre de quelques pour cent, les résultats de Frascati indiquent une valeur de l'ordre de 50 %, ce qui semble montrer que le ρ , le ω et le ϕ ne sont pas suffisants pour rendre compte du comportement du courant électromagnétique hadronique dans cette région. Un travail important sera vraisemblablement nécessaire pour que les résultats expérimentaux soient assez abondants pour suggérer de nouvelles théories ou de nouveaux modèles et pour les vérifier. Il ne faut pas oublier que le nombre de π n'est que 1,5 % du nombre des diffusions Bhabha et que par conséquent là aussi les anneaux à plus forte luminosité seront utiles.

L'étude des réactions multicorps promet d'être intéressante. Mais cette étude ne pourra être faite proprement sans des mesures plus précises de la cinématique de la réaction. Un détecteur magnétique est d'ailleurs en construction à Frascati ; il permettra de mesurer les quantités de mouvement des particules émises et non plus seulement leur direction. Il faudra faire également une mesure aussi exhaustive que possible des produits de réaction, ce qui implique en particulier un détecteur entourant pratiquement complètement le faisceau.

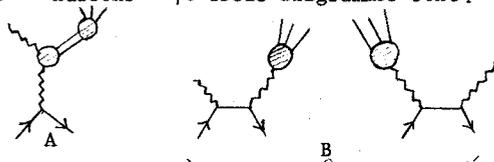
Outre l'étude des hadrons produits par annihilation, des propositions sont actuellement faites [2], [30], [31] pour étudier l'interaction $\gamma\gamma$ par l'intermédiaire des diagrammes de Kessler. Lorsque l'électron et le positron sont diffusés à faible angle, les γ sont pratiquement réels. Les sections efficaces de ces réactions augmentent avec l'énergie (comme les sections efficaces de Brems-



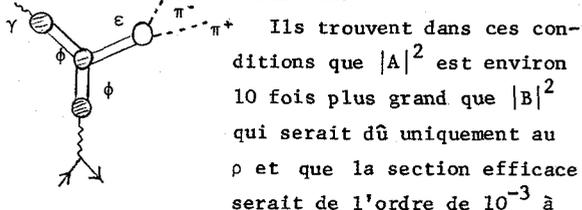
strahlung) et peuvent dépasser les sections efficaces ponctuelles vers 1.3 GeV ; mais évidemment les événements ne correspondent pas à une masse unique puisque électrons et positrons diffusés peuvent avoir n'importe quelle énergie, le système du labo-

ratoire n'est pas non plus le système du centre de masse de la réaction $\gamma\gamma$. Les distributions angulaires des particules produites ainsi sont très différentes de celles qui proviennent de l'annihilation : elles sont assez piquées à 0° et 180° à cause de l'entraînement du centre de masse. Les problèmes expérimentaux seront ardues : il faudra ou bien détecter les électrons et les positrons diffusés et mesurer leur énergie, ou bien signer les particules émises. La détection des électrons et des positrons diffusés à l'avant risque d'être difficile à cause du grand nombre d'électrons et de positrons ayant donné une réaction de Bremsstrahlung simple ou double sur les atomes de gaz résiduel ou sur le faisceau antagoniste. A cause des fortes intensités circulant dans les anneaux à grande luminosité, ces événements seront très nombreux et noieront peut-être les compteurs placés après le premier aimant suivant la section expérimentale (aimant servant de spectromètre). Une analyse des particules émises au cours de la réaction sera également nécessaire.

L'intérêt de ces réactions $\gamma\gamma$ provient du fait que l'on peut étudier ainsi sans bruit de fond hadronique les résonances $C = +1$ qui se désintègrent en 2γ . Une autre manière d'étudier les résonances $C = +1$ a été suggérée par Renard [35], Creutz et Einhorn [36], en étudiant les réactions $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons} + \gamma$. Trois diagrammes sont possibles



Le diagramme A correspond à $C = +1$ pour les hadrons émis tandis que les diagrammes B correspondent à $C = -1$, ce sont d'ailleurs des généralisations des diagrammes de correction radiative de la réaction d'annihilation. Dans le cas où l'on ne distingue pas les charges des particules émises, la section efficace est proportionnelle à $|A|^2 + |B|^2$. Le terme d'interférence peut être obtenu si l'on distingue les charges. Les auteurs ont calculé les sections efficaces pour la production d'un e à l'aide d'un modèle basé sur VDM.



Ils trouvent dans ces conditions que $|A|^2$ est environ 10 fois plus grand que $|B|^2$ qui serait dû uniquement au ρ et que la section efficace serait de l'ordre de 10^{-3} à

10^{-2} μb .

Les détecteurs prévus autour de ces anneaux futurs comporteront vraisemblablement une analyse magnétique des quantités de mouvement des particules émises. En effet, si jusqu'ici on a pu se contenter de signer les particules par leur comportement lors de la traversée des plaques épaisses des chambres à étincelles ou par les hauteurs des signaux de scintillateur, il n'en sera plus de même à haute énergie ; d'une part, les sections efficaces de diffusion élastique sont beaucoup plus importantes que les autres et il faudra rejeter les événements e^+e^- avec une très bonne efficacité pour ne pas contaminer les autres productions de 2 particules chargées, d'autre part l'étude des réactions multicorps exigera une reconstruction cinématique très complète ; tant qu'il n'y a que 3 corps émis, les mesures d'angles suffisent à reconstruire la cinématique mais au-delà ce n'est plus possible, il faut une mesure de l'énergie des particules.

Ces détecteurs projetés sont formés d'un solénoïde ayant pour axe le faisceau et rempli de détecteurs. Les chambres à fils du type Charpak et les chambres magnétostriatives ont actuellement la préférence à cause de leur possibilité de mise en ligne et pour éviter d'avoir à prendre des photographies à travers un blindage magnétique important.

Pour conclure, on peut dire que les anneaux de collisions à électrons qui ont déjà permis d'étudier de manière approfondie les mésons vecteurs ρ , ω et ϕ , joueront certainement un rôle très important dans l'étude des hadrons à l'avenir. La simplicité de l'interaction électromagnétique et l'absence de hadron spectateur permettent d'avoir des réactions beaucoup plus pures.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] N. CABIBBO, R. GATTO, Phys.Rev. 124,1577 (1961)
- [2] N. ARTEAGA-ROMERO, A. JACCARINI et P.KESSLER Comptes rendus à l'Académie des Sciences 269 B, 153 et 269 B, 1129 (1969)
- [3] W.C BARBER, B. GITELMAN, G.K O'NEILL and B. RICHTER, Phys.Rev.Letters 16,1127(1966) et Conférence de Vienne (1968)
- [4] J.E AUGUSTIN, J.BUON, B.DELCOURT, J.JEANJEAN-D.LALANNE, H.NGUYEN NGOC, J. PEREZ-Y-JORBA

- P. PETROFF, F. RICHARD, F. RUMPF,
et D. TREILLE, *Physics Letters* 31B, 673
(1970) - Voir aussi la thèse de D. LALANNE
L.A.L. 1235 (Juin 1970) Accélérateur Liné-
aire d'Orsay.
- [5] J.E AUGUSTIN, D. BENAKSAS, J. BUON, F.FULDA
V. GRACCO, J. HAISSINSKI, D. LALANNE,
F. LAPLANCHE, J. LEFRANCOIS, P. LEHMANN,
P.C MARIN, J. PEREZ-Y-JORBA, F. RUMPF,
E. SILVA, *Lett. al Nuovo Cimento Série I*,
2, 214 (1969)
- [6] V.E BALAKIN, G.I BUDKER, L.M KURDADZE,
H.P ONUCHIN, E.V PAKHTUSOVA,
C.I SEREDNYAKOV, V.A SIDOROV, A.N SKRINSKY,
A.G KHABAKHPASHEV, Experiment on Muon Pair
Production on VEPP2, présenté à la Confé-
rence de Kiev (1970)
- [7] B. BARTOLI, B. COLUZZI, F. FELICETTI,
G. GOGGI, G. MARINI, F. MASSA,
D. SCANNICCHIO, V. SILVESTRINI, F. VANOLI,
LNF 70/36 et 70/37, Lab. Nat. de Frascati,
présenté à Kiev.
- [8] V.E BALAKIN, G.I BUDKER, E.V PAKHTUSOVA,
V.A SIDOROV, A.N SKRINSKY, G.M TUNAIAKIN,
A.G KHABAKHPASHEV, Experiment on 2γ -Quan-
tum Annihilation on the VEPP2, présenté à
Kiev.
- [9] J.E AUGUSTIN, J.C BIZOT, J. BUON,
J. HAISSINSKI, D. LALANNE, P. MARIN,
H. NGUYEN NGOC, J. PEREZ-Y-JORBA, F. RUMPF,
E. SILVA, SJ TAVERNIER, *Physics Letters*,
28B, 508 (1969)
- [10] V.L AUSLENDER, G.I BUDKER, E.V PAKHTUSOVA,
Yu.N. PESTOV, V.A SIDOROV, A.N SKRINSKY,
A.G KHABAKHPASHEV, *Soviet Journal of Nuc-
lear Physics* 9, 69 (1969)
- [11] J.E AUGUSTIN, D. BENAKSAS, J. BUON, V.GRACCO
J. HAISSINSKI, D. LALANNE, F. LAPLANCHE,
J. LEFRANCOIS, P. LEHMANN, P. MARIN, F.RUMPF
E. SILVA, *Physics Letters* 28B, 513 - Voir
aussi la thèse de F. LAPLANCHE L.A.L 1229,
(Janvier 1970)
- [12] J.C BIZOT, J. BUON, Y. CHATELUS, J.JEANJEAN
D. LALANNE, H. NGUYEN NGOC,
J. PEREZ-Y-JORBA, P. PETROFF, F. RICHARD,
F. RUMPF, D. TREILLE, *Physics Letters* 32B,
416, (1970)
- [13] V.E BALAKIN, G.I BUDKER, E.V PAKHTUSOVA,
V.A SIDOROV, A.N SKRINSKY, G.N TUMAIAKIN,
A.G KHABAKHPASHEV, Investigation of ϕ -Meson
Resonance by Electron-Positron Colliding
Beams, présenté à la Conférence de Kiev.
- [14] J.E AUGUSTIN, J.C BIZOT, J. BUON,
B. DELCOURT, J. HAISSINSKI, J. JEANJEAN,
D. LALANNE, P.C MARIN, H. NGUYEN NGOC,
J. PEREZ-Y-JORBA, F. RICHARD, F. RUMPF,
D. TREILLE, *Phys. Letters*, 28B, 517,
(1969) - Voir aussi la thèse de F.RICHARD
L.A.L 1231 (Mai 1970)
- [15] D. BENAKSAS, G. COSME, B. JEAN-MARIE,
S. JULLIAN, F. LAPLANCHE, J. LEFRANCOIS,
A.D LIBERMAN, G. PARROUR, J.P REPELLIN,
G. SAUVAGE, Measurement of the Radiative
Decay Modes of the ϕ^0 Meson $\phi^0 \rightarrow \eta^0 \gamma$,
 $\phi^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ with the Orsay Storage Ring,
présenté à la Conférence de Kiev et à
cette conférence.
- [16] Frascati-Roma-Padova Collaboration ; Re-
lazioni presentate al "15th International
Conference on High Energy Physics" Kiev,
LNF 70/38, Laboratori Nazionali di
Frascati.
- [17] G.J GOUNARIS et J.J SAKURAI, *Phys. Rev.*
Letters 21, 244 (1968)
- [18] G.J GOUNARIS, *Phys. Rev.* 181, 2066 (1969)
- [19] F.M RENARD, *Nucl. Physics* B15, 267 (1970)
- [20] T. MASSAM, A. ZICHICHI, *Nuovo Cimento*
43A, 1137 (1966)
- [21] N.G KING-YUEN, *Phys. Rev.* 170, 1435,
(1968)
- [22] V. WATAGHIN, *Nuovo Cimento* 54A, 805
(1968)
- [23] A. JENGO, E.REMIDDI, *Lett. al Nuovo*
Cimento 1, 922 (1969)
- [24] P. DI VECCHIA, F. DRAGO, *Lett. al Nuovo*
Cimento 1, 917 (1969)
- [25] **Projet d'Anneaux de Collisions Electron-
Positron d'énergie maximale 3 GeV à char-
ge d'espace compensé - Laboratoire de
l'Accélérateur Linéaire (Septembre 1969)**
- [26] M. CONVERSI, T. MASSAM, TH. MULLER et
A. ZICHICHI, *Nuovo Cimento* 40A, 690
(1965)
- [27] B. BARISH, D. FONG, R. GOMEZ, D. HARTILL
J. PINE, P.V TOLLESTRUP, A. MASCHKE et
T. F ZIPF, *Phys. Rev. Letters* 17, 720
(1966) et 19, 142 (E) (1967)
- [28] D.L HARTILL, B.C BARISH, D.G FONG,
R. GOMEZ, J. PINE, P.V TOLLESTRUP,
A.W MASCHKE et T.F ZIPF, *Phys. Rev.*

- 184, 1415 (1969)
- [29] S.Y LO, Phys. Rev. 148, 1431 (1966)
- [30] N. ARTEAGA-ROMERO, A. JACCARINI et P. KESSLER, Preprint PAM 7002 - Collège de France (1970)
- [31] S.J BRODSKY, T. KINOSHITA et H. TERAZAWA Phys. Rev. Letters 25, 972 (1970)
- [32] N.M JIROLL, Nuovo Cimento 45, 65 (1966)
- [33] T. DAS, V. MATHUR, S. OKUBO, Phys.Rev.Lett. 19, 470 (1967) - Voir aussi R.J OAKES et J.J SAKURAI, Phys.Rev.Lett. 19, 1266 (1967)
- [34] C. BOUCHIAT, L. MICHEL, J. Phys. Rad. 22, 121 (1961) - Voir aussi L.M BROWN et F. CALOGERO, Phys.Rev.Letters 4, 315 (1960)
- [35] F.M RENARD, Preprint PM/69/2 Physique Mathématique Montpellier
- [36] M.J CREUTZ et M.B EINHORN, Phys. Rev.Lett. 24, 341 (1970) et Phys.Rev.1D, 2537 (1970)
- [37] H. SUGAWARA, Phys.Rev.Lett. 21, 772 (1968)
- [38] M. GOURDIN, Physique Théorique Orsay 69/12 (Février 1969)
- [39] E. CREMMER, Nucl.Phys. 15B, 131 (1970)