

ORGANISATION EUROPEENNE POUR LA RECHERCHE NUCLEAIRE

CERN/SPS/81-21 (ABM)
30 octobre 1981

MESURE DE PROFILS PAR RAYONNEMENT ONDULATEUR
DES FAISCEAUX DE PROTONS ET D'ANTIPROTONS*)

F. Méot

RESUME

Une première expérience de mesures de profils utilisant le rayonnement synchrotron par effet de bord au SPS, à hautes intensités et hautes énergies, a montré l'intérêt de cette méthode d'analyse non interceptive.

Pour le fonctionnement du SPS en mode de stockage de protons et d'antiprotons, l'énergie est fixée à 270 GeV, et l'intensité est de deux ordres de grandeur inférieure à celle utilisée pour la physique sur cible fixe. Dans ces conditions, l'utilisation d'un onduleur s'avère nécessaire pour obtenir une émission lumineuse suffisante pour les mesures de profils et de luminosité d'interaction des faisceaux de protons et d'antiprotons.

Ce rapport décrit les études menées pour l'élaboration de cette expérience, ainsi que la réalisation des différents appareillages mis en jeu et leur implantation dans le SPS. La dernière partie contient les premiers résultats expérimentaux, concernant les caractéristiques géométriques et spectrales du rayonnement onduleur des protons.

G E N E V E
1981

*) Ce rapport fait l'objet d'une thèse de docteur-ingénieur à l'Institut national polytechnique de Grenoble (France).

REMERCIEMENTS

M. G. Chartier, Responsable du D.E.A. d'Instrumentation optique de l'Institut national polytechnique de Grenoble, m'a encouragé et soutenu dans mes travaux, en tant que directeur de cette thèse. Je l'en remercie ici.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à M. L. Burnod, chef du groupe "Contrôle du faisceau" (ABM) du SPS, et M. B. de Raad, chef de la division SPS du CERN, qui ont réuni les conditions matérielles et d'environnement nécessaires à la réalisation du projet qui constitue le fondement de cette thèse.

M. J. Bosser a eu le triste privilège d'être mon chef direct, pour le meilleur et (souvent) pour le pire. Je lui exprime toute ma gratitude pour l'aide et le soutien incessants qu'il m'a apportés, et le souvenir que je garde de notre collaboration fructueuse.

Je suis très honoré de pouvoir remercier ici M. A. Hofmann, qui m'a apporté aide et conseils sur tant de problèmes théoriques rencontrés pendant ces travaux.

MM. P. Actis, J. Camas, J. Donnier, G. Férioli et J. Mann sont les collaborateurs directs de ce projet; qu'ils reçoivent ici mes remerciements sincères, et qu'ils soient assurés de la satisfaction que j'ai de travailler avec eux.

MM. E.T. d'Amico et R. Coisson, professeur à l'Institut de physique de Parme, m'ont apporté leur collaboration sans réserve. Je les remercie pour l'aide qu'ils m'ont ainsi fournie si souvent. J'adresse aussi mes remerciements à Mme I. Moussali et à tous mes autres collègues du groupe ABM.

Ma gratitude va aussi à MM. U. Jansson, R. Keizer, M. Mottier avec qui ont été menés à bien les calculs et la construction de l'aimant, ainsi qu'à M. A. Riche, D. Lehm et aux nombreuses autres personnes dont l'aide a rendu possible la réalisation de ce projet. Je pense en particulier au personnel de la bibliothèque du CERN dont j'ai eu l'honneur de pouvoir apprécier la gentillesse et l'efficacité.

Je remercie D. Péron pour la réalisation des dessins.

Ces dernières lignes vont tout naturellement aux membres du service dactylographique. Je ne vanterai pas les mérites qui font leur renommée au CERN, simplement je tiens à les remercier pour la présente réalisation.

TABLE DES MATIERES

	Page
REMERCIEMENTS	iii
NOTATIONS	vii
CHAPITRE I: INTRODUCTION	1
CHAPITRE II: GENERALITES	3
II.1 HISTORIQUE DU RAYONNEMENT SYNCHROTRON	3
II.2 PHYSIQUE DU RAYONNEMENT SYNCHROTRON ET FORMULATION GENERALE	5
II.2.1 Quelques considérations qualitatives	5
II.2.2 Equations générales du rayonnement synchrotron	6
II.3 LE RAYONNEMENT SYNCHROTRON AU SPS	10
II.3.1 Historique et situation actuelle	10
II.3.2 Mesures de profils	11
II.3.3 Limites du système - Projet pp̄	11
II.4 LE RAYONNEMENT ONDULATEUR	12
II.4.1 Bref historique	12
II.4.2 Définition	12
II.4.3 Particule relativiste dans un champ magnétique	13
II.4.4 L'interaction champ-particule; longueur d'onde des photons diffusés	14
II.4.5 Section efficace de l'interaction	14
II.4.6 Energie du rayonnement diffusé	15
II.4.7 Trajectoire de la particule dans l'ondulateur	17
II.5 ASPECTS GENERAUX DU PROJET D'ONDULATEUR AU SPS	18
CHAPITRE III: CONCEPTION DE L'ONDULATEUR ET DU SYSTEME DE MESURES DE PROFILS	25
III.1 PREMIERE APPROCHE	25
III.2 DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE L'AIMANT	26
III.3 LE PROJET DEFINITIF	27
III.4 CALCUL DU CHAMP MAGNETIQUE DANS L'ONDULATEUR	29
III.4.1 Calcul numérique du champ	29
III.4.2 Approximation analytique du champ	29
III.5 CALCUL THEORIQUE DU RAYONNEMENT	30

III.6	PERTURBATION DE L'ORBITE	31
III.6.1	Tolérances de la machine	31
III.6.2	Déflexion et translation dues au terme dipolaire $\int B_y dz$ de l'aimant onduleur	31
III.6.3	Effet focalisant de la composante B_z du champ magnétique	33
III.6.4	Perturbation de la trajectoire d'une particule entrant dans l'aimant sous incidence non nulle	33
III.7	LE SYSTEME OPTIQUE DE DETECTION	34
III.8	L'ELECTRONIQUE DE DETECTION ET LE TRAITEMENT DE L'IMAGE	35
III.8.1	Le détecteur	35
III.8.2	L'électronique de traitement du signal	35
III.9	IMPLANTATION DANS LE SPS	36
CHAPITRE IV:	FORMATION DE L'IMAGE	43
IV.1	CORRECTION DE L'INHOMOGENEITE TRANSVERSE DU CHAMP MAGNETIQUE DANS L'AIMANT	43
IV.1.1	Description du problème	43
IV.1.2	Analyse des profils lumineux	44
IV.2	DIFFRACTION ET PROFONDEUR DE CHAMP	46
IV.2.1	Diffraction	46
IV.2.2	Profondeur de champ	48
CHAPITRE V:	MISE AU POINT DE L'EXPERIENCE	51
V.1	TRAVAUX PRELIMINAIRES	51
V.1.1	Essais et mesures magnétiques, et analyse	51
V.1.2	Mesures de profondeur de champ	54
V.1.3	La gestion du système	56
V.2	RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE RAYONNEMENT ONDULATEUR DES PROTONS	57
V.2.1	Stabilité de l'orbite	57
V.2.2	Puissance rayonnée selon le courant d'alimentation de l'aimant. Polarisation du rayonnement	57
V.2.3	Gain par rapport à l'effet de bord	58
V.2.4	Mesures spectrales du rayonnement	58
V.2.5	Mesure de l'inhomogénéité transverse du rayonnement	59
CHAPITRE VI:	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	71
REFERENCES		73
ANNEXE A		75
ANNEXE B		79

NOTATIONS

Les expressions et valeurs numériques sont en MKSA

$\vec{B}$	champ magnétique
B_0	valeur crête du champ magnétique sinusoïdal de l'ondulateur
c	vitesse de la lumière
$d\Omega$	différentielle de $\Omega = \sin \theta \, d\phi \, d\theta$
e	charge de l'électron ($= 1,602 \times 10^{-19}$)
E	énergie d'une particule
$\vec{E}$	champ électrique
h	constante de Planck $\approx 6,625 \times 10^{-34}$
$\hbar$	$h/2\pi \approx 1,054 \times 10^{-34}$
I_p	intensité d'un faisceau de protons
k	$2\pi/\lambda$
K	paramètre de déflexion de l'ondulateur
m_0	masse au repos d'une particule
m_p	masse au repos du proton
$p\bar{p}$	proton-antiproton
R	rayon de la trajectoire d'une particule
r_0	rayon élémentaire $= e^2/(4\pi\epsilon_0 m_0 c^2)$
$\vec{\beta}$	$\vec{v}/c$ (avec $\vec{v}$ = vitesse d'une particule)
γ	$E/m_0 c^2$
ϵ_0	$1/(36\pi \times 10^9)$
λ	longueur d'onde
λ_u	période de l'ondulateur
μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$
ν	fréquence
ω	$2\pi\nu$
Ω	angle solide

CHAPITRE I

INTRODUCTION

L'Organisation européenne pour la Recherche nucléaire, le CERN, située près de Genève, comprend plusieurs accélérateurs de particules, dont le dernier en date est le Super Synchrotron à Protons (SPS). Celui-ci a été construit pour accélérer jusqu'à 400 GeV des protons qui sont utilisés dans des expériences de physique des particules sur cible fixe¹⁾. De nouveaux projets sont à l'étude²⁾ tels que l'augmentation de l'énergie de la machine³⁾. D'autre part, des modifications sont actuellement en cours, afin de transformer le SPS en anneau de stockage protons-antiprotons⁴⁾. Les expériences sur les collisions entre les faisceaux stockés commenceront prochainement.

C'est dans le cadre de ce dernier projet que le groupe Contrôle du faisceau (ABM) de la division SPS a été chargé de mettre au point un système d'analyse des faisceaux circulants.

Après une première expérience d'exploitation du rayonnement synchrotron, réservée jusqu'à présent aux faisceaux de protons de hautes intensité et énergie, le groupe ABM a donc décidé de réaliser un système basé sur l'utilisation de la lumière émise par les particules lorsqu'elles traversent le champ magnétique périodique d'un onduleur, pour obtenir de meilleures performances. Il convient en effet de souligner que les interactions entre protons et antiprotons auront lieu à l'énergie fixe de 270 GeV. En outre, les intensités des faisceaux seront inférieures de deux ordres de grandeur à celles mises en jeu pour les expériences avec des cibles fixes.

L'objet de cette thèse est d'exposer le contexte et la nature de ce projet, ainsi que les détails de son élaboration et de sa réalisation. Pour conclure, les premiers résultats expérimentaux sur le rayonnement émis par des protons traversant un onduleur seront présentés.

N.B.: Ce travail ayant été effectué dans une organisation internationale, nous n'avons pu éviter certains anglicismes lors de la rédaction de la thèse.

CHAPITRE II

GENERALITES

II.1 HISTORIQUE DU RAYONNEMENT SYNCHROTRON

A la fin du XIX^e siècle, A. Liénard a montré qu'un électron en mouvement accéléré émet un rayonnement électromagnétique⁵⁾; ces investigations théoriques ont été poursuivies au début du XX^e siècle par G.A. Schott dans le cadre de ses recherches sur la nature discrète du spectre atomique⁶⁾.

Restées par la suite du domaine de la théorie, ces recherches ont connu un nouveau développement avec la réalisation des accélérateurs à hautes énergies, en particulier les synchrotrons, qui ont donné son nom à ce rayonnement. Dans ces machines, les électrons relativistes deviennent des sources intenses de rayonnement, perdant ainsi une partie de l'énergie consacrée à les accélérer; cette question a fait l'objet d'une première publication (1944) par D. Ivanenko et I.Ya. Pomeranchuk⁷⁾, montrant que l'électron accéléré dans un bêtatron atteint son énergie limite lorsque la perte d'énergie par rayonnement (en MKSA)

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{3} e^2 c \frac{\gamma^4}{R^2}$$

atteint l'augmentation d'énergie due à son accélération. (La notation est expliquée dans la liste des symboles, p. vii.)

Ces théories ont été confirmées indirectement par J.P. Blewett (1946), qui observa une diminution de l'orbite électronique due au rayonnement, dans le bêtatron de 100 MeV de la General Electric Company⁸⁾. La première observation visuelle a eu lieu sur le synchrotron à électrons de 75 MeV de la GEC⁹⁾.

Ces observations expérimentales ont relancé les développements théoriques ultérieurs par D. Ivanenko et A.A. Sokolov (1948) et par J. Schwinger (1949), sur les distributions spectrales et angulaires, puis A.A. Sokolov et I.M. Ternov (1956) sur la polarisation.

Par la suite, ces distributions furent étudiées expérimentalement dans plusieurs laboratoires, au cours des années 50. C'est dans cette même période

Tableau 1
Sources de rayonnement synchrotron

Lieu	Nom	Type (synchrotron ou anneau de stockage)	Energie (GeV)	Intensité circulante (mA)
Etats-Unis				
NBS, Washington, DC	SURF I	Synchrotron	0,18	5
Madison, Wisc.	TANTALUS I	AS	0,24	40
Stanford, Cal.	SPEAR	AS	4,2	70
Cornell, NY		Synchrotron	12	2
BNL, NY	NSLS	AS	2	1000
France				
Orsay	ACO	AS	0,54	35
Orsay	DCI	AS	1,8	400
Grande-Bretagne				
Daresbury	NINA (arrêté)	Synchrotron	5,0	60
Daresbury	SRS	AS	2,0	1000
Italie				
Frascati	(arrêté)	Synchrotron	1,1	100
Frascati	ADONE	AS	1,5	60
Japon				
Tokyo	INS-SOR	Synchrotron	1,3	60
Tokyo	SOR-RING	AS	0,3	100
Rép. Féd. d'Allemagne				
Bonn		Synchrotron	2,5	20
Hambourg	DESY	Synchrotron	7,5	80
Hambourg	DORIS	AS	3,5	900
Suède				
Lund		Synchrotron	1,2	40
URSS				
Novosibirsk	VEPP 2	Synchrotron	0,7	
Novosibirsk	VEPP 3	AS	3,5	500
Moscou	FIAN	Synchrotron	0,7	
Moscou	RAKNVA	AS	1,3	
Yeveran	ARUS	Synchrotron	6,1	22
Tomsk	SYRIUS	Synchrotron	1,3	

que l'intérêt se porta sur les applications possibles du rayonnement synchrotron, alors qu'il avait été analysé jusque-là du seul point de vue de son influence sur le fonctionnement des accélérateurs. C'est ainsi que plusieurs laboratoires de spectroscopie ont été créés dans les années 60, le premier à l'accélérateur de 180 MeV du National Bureau of Standards.

Parallèlement, des recherches ont débuté sur l'aspect quantique du phénomène (V. Vladimírski, 1948, et J. Schwinger, 1949), mais c'est en 1952 seulement que l'expression exacte de ces effets a été établie par A.A. Sokolov et ses collaborateurs, montrant que la théorie classique du rayonnement synchrotron reste valable pour autant que l'énergie E des électrons vérifie:

$$E \ll m_0 c^2 \left(\frac{m_0 c R}{\hbar} \right)^{1/2}.$$

C'est à cette époque qu'a été découvert le principe du rayonnement onduleur: nous en donnons un historique à la section II.4.

Les années 70 ont connu un développement des applications dans nombre de domaines: biologie, spectroscopie, cristallographie aux rayons X, diagnose du faisceau [c'est au CERN en 1979 qu'a eu lieu la première application à la mesure de profils de faisceaux de protons¹⁰⁾].

Le rayonnement synchrotron connaît un développement rapide, dû au vaste champ des utilisations¹¹⁾. Citons en particulier le projet européen de rayonnement synchrotron, actuellement à l'étude. Des expériences ont lieu actuellement sur une vingtaine de machines dans le monde, mais de manière parasite dans la plupart des cas. Les principales sources de rayonnement sont données au tableau 1 (d'après réf. 12).

II.2 PHYSIQUE DU RAYONNEMENT SYNCHROTRON ET FORMULATION GÉNÉRALE

II.2.1 Quelques considérations qualitatives

Nous décrivons ici une approche qualitative des distributions spectrale et angulaire du rayonnement synchrotron.

Un électron en mouvement circulaire rayonne parce qu'il est accéléré. Dans un référentiel R' en mouvement rectiligne uniforme arrivant tangentiellement à la trajectoire circulaire à la même vitesse que l'électron, celui-ci décrit la trajectoire schématisée à la figure 1a et rayonne dans tout l'espace à la manière d'un dipôle oscillant. Si l'on revient dans le référentiel R du laboratoire, de par les contractions relativistes, ce rayonnement est contenu dans un cône d'angle $\sim 1/\gamma$ (voir table des symboles, p. vii) dont l'axe est tangent à la trajectoire au point d'émission (fig. 1b). Par ailleurs, l'accélération étant contenue dans le plan de l'orbite, le rayonnement aura une forte polarisation dans ce plan.

Un observateur ponctuel fixe, observant cette émission le long d'une ligne de visée tangente à la trajectoire ne la verra que pendant l'intervalle de temps correspondant à la portion de trajectoire $\ell_c \sim 2R/\gamma$, donc pendant la durée

$$\Delta t = t_2 - t_1 ,$$

où t_2 (t_1) est le temps de parcours d'un électron (photon) entre M_1 et M_2 (fig. 2). Soit, si la vitesse de l'électron v est voisine de celle de la lumière,

$$\Delta t = \frac{2}{\gamma} R \frac{1}{v} - \frac{2}{\gamma} R \frac{1}{c} = \frac{R}{\gamma^3 c} ,$$

en tenant compte des simplifications dues au caractère relativiste du mouvement.

L'analyse de Fourier de la densité spectrale d'énergie du rayonnement fera donc apparaître une fréquence caractéristique

$$\nu_c \sim \frac{1}{\Delta t} = \frac{\gamma^3 c}{R} \quad (\text{II.1})$$

dans le spectre étendu du rayonnement.

II.2.2 Equations générales du rayonnement synchrotron

Comme nous l'avons vu, cette théorie a déjà été développée dans plusieurs publications^{13,14}). Nous en rappelons ici une démarche classique et, sans développement, les principales équations qui en découlent.

La résolution des équations de Maxwell dans le vide:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \frac{\vec{B}}{\mu_0} &= \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} ; & \text{div } \vec{B} &= 0 \\ \text{rot } \vec{E} &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; & \text{div } \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \end{aligned} \right\}$$

montre que la charge $\rho(x_0, y_0, z_0, t')$ et le courant $\vec{j}(x_0, y_0, z_0, t')$ en un point $M_0(x_0, y_0, z_0)$ à l'instant t' , sont en un point M à l'instant t (fig. 2), à l'origine des potentiels:

$$\left. \begin{aligned} V(M, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint \frac{\rho(M_0, t')}{r} d\tau' , & \text{potentiel scalaire} \\ \vec{A}(M, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{j}(M_0, t')}{r} d\tau' , & \text{potentiel vecteur} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.2})$$

avec $r = |\vec{M}_0 M|$ et $t = t' + [r(t')/c]$

où $r(t')/c$ est le temps mis par la lumière pour parcourir la distance $M_0 M$.

Les potentiels, mesurés à l'instant t par l'observateur situé en M , sont donc dus à un phénomène qui a eu lieu en M_0 au temps $t' = t - [r(t')/c]$; on les dénomme potentiels retardés.

Dans le cas d'une charge ponctuelle, e , en déplacement à vitesse constante, $v = c\beta$, ces intégrales s'expriment sous la forme des potentiels retardés de Liénard-Wiechert:

$$\left. \begin{aligned} V(M,t) &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{r(1-\vec{n}\cdot\vec{\beta})} \right]_{t'=t-[r(t')/c]} \\ \vec{A}(M,t) &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c} \left[\frac{\vec{\beta}}{r(1-\vec{n}\cdot\vec{\beta})} \right]_{t'=t-[r(t')/c]} \end{aligned} \right\} \quad (II.3)$$

$[\vec{n} = \vec{r}/r$ est le vecteur unitaire de la droite (M_0M)], qui sont à l'origine des champs électrique et magnétique:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}(M,t) &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{r^2(1-\vec{n}\cdot\vec{\beta})^3} + \frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{cr(1-\vec{n}\cdot\vec{\beta})^3} \right\}_{t'=t-[r(t')/c]} \\ \vec{B}(M,t) &= \frac{1}{c} (\vec{n} \times \vec{E}) \end{aligned} \right\} \quad (II.4)$$

Où $\dot{\vec{\beta}} = \dot{v}/c$ représente l'accélération de la particule. Par ailleurs, l'énergie de cette onde s'écrit:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \oint_S \vec{\mathcal{P}} \cdot d\vec{S} = \oint_S \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0} \cdot d\vec{S}$$

($\vec{\mathcal{P}}$ étant le vecteur de Poynting de l'onde et S une surface fermée). Dans cette intégrale, le terme en $1/r^2$ de l'équation (II.4) est négligeable à grande distance; nous nous intéresserons donc aux équations réduites:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}(M,t) &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c} \left\{ \frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{r(1-\vec{n}\cdot\vec{\beta})^3} \right\}_{t'=t-[r(t')/c]} \\ \vec{B}(M,t) &= \frac{1}{c} (\vec{n} \times \vec{E}) \end{aligned} \right\} \quad (II.5)$$

Le spectre de fréquence au point d'observation M s'obtient par l'analyse de Fourier de $\vec{E}$:

$$\vec{F}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(t) e^{+i\omega t} dt \quad (II.6)$$

$[\vec{F}(\omega)$ est la transformée de Fourier de $\vec{E}(t)$] et la distribution spectrale d'énergie par unité d'angle solide est donnée par (en considérant r comme constant):

$$\frac{\partial P}{\partial \omega \partial \Omega} = 4\pi r^2 \epsilon_0 c |\vec{F}(\omega)|^2 \quad (II.7)$$

Cas d'un électron en mouvement circulaire
de courbure instantanée R (fig. 3)

Après substitution de $\vec{F}(\omega)$ par sa valeur (II.6), et en exprimant $\vec{E}(t)$ au moyen de sa définition (II.5), le calcul de (II.7) donne:

$$\frac{\partial P}{\partial \omega \partial \Omega}(\psi, \omega) = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^3 P_0 \frac{\gamma}{\omega_c} \frac{\xi^2}{(1 + \gamma^2 \psi^2)} \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right], \quad (\text{II.8})$$

indépendante de l'angle ϕ contenu dans le plan de l'orbite balayé par le faisceau de photons. Ici

$$P_0 = \frac{2}{3} \frac{r_0 c \gamma^4 m_0 c^2}{R^2} \quad (\text{II.9})$$

est la puissance totale rayonnée par une particule;
 ϕ et ψ sont donnés à la figure 3;

$$\xi = \frac{\omega}{2\omega_c} (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2} \quad (\text{II.10})$$

$$\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \text{fréquence critique} = \frac{3}{2} \frac{\gamma^3 c}{R} \quad (\text{II.11})$$

[à rapprocher de ν_c définie en équation (II.1)];

$K_{1/3}$ et $K_{2/3}$ sont des fonctions de Bessel modifiées.

Le premier terme dans le crochet de (II.8) désigne la composante de polarisation parallèle au plan de l'orbite, le deuxième terme désigne la composante de polarisation orthogonale. Le spectre intégré sur tout l'espace

$$\frac{\partial P/P_0}{\partial \omega/\omega_c} = \int_{\gamma\psi=0}^{\gamma\psi=+\infty} \frac{\partial P}{\partial \omega \partial \Omega} d\Omega = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \int_{\omega/\omega_c}^{+\infty} K_{5/3}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) d\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad (\text{II.12})$$

est donné en figure 4. Ce spectre est partagé par ω_c en deux régions d'égales surfaces.

La distribution angulaire intégrée sur toutes les fréquences est donnée par (fig. 5)

$$\frac{\partial P}{\partial \Omega} = \frac{P_0}{2\pi} \frac{21}{32} \frac{\gamma}{(1 + \gamma^2 \psi^2)^{5/2}} \left[1 + \frac{5}{7} \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} \right], \quad (\text{II.13})$$

où le premier et le deuxième termes du crochet désignent encore, respectivement, les composantes de polarisation parallèle et orthogonale au plan de l'orbite. L'intégration de cette dernière équation donne la répartition du rayonnement suivant les composantes de polarisation:

$$P_{\parallel} = \frac{7}{8} P_0 \quad \text{et} \quad P_{\perp} = \frac{1}{8} P_0 .$$

L'énergie rayonnée au cours d'une révolution complète est:

$$W = \int_0^{2\pi R} \frac{P_0}{c} d\ell = \frac{2}{3} r_0 \gamma^4 m_0 c^2 \int_0^{2\pi R} \frac{d\ell}{R^2(\ell)}$$

où ℓ est l'abscisse curviligne. Dans le cas d'une trajectoire de courbure R constante, on obtient

$$W = \frac{2}{3} r_0 \gamma^4 m_0 c^2 \frac{2\pi}{R} .$$

La puissance rayonnée au cours d'une révolution par un courant de particules d'intensité I est (addition des contributions individuelles incohérentes):

$$P_t = \frac{IW}{e} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_0 \gamma^4 m_0 c^2 I}{Re} . \quad (\text{II.14})$$

Exemple:

Le rayonnement synchrotron dans le SPS du CERN

La fréquence critique du spectre est, à $E = 270 \text{ GeV}$ [éq. (II.11)]:

$$\nu_c = \frac{3}{2} \frac{\gamma^3 c}{R} \approx \frac{3}{2} \frac{288^3 \times 3 \times 10^8}{741} \approx 14,5 \text{ THz} ,$$

soit

$$\lambda_c \approx 20 \text{ } \mu\text{m} \text{ (IR lointain).}$$

La puissance totale d'émission, au cours d'une révolution, par un faisceau d'intensité I et d'énergie E est [éq. (II.14)]:

$$P_t = \frac{4\pi}{3} r_0 \gamma^3 \frac{E}{R} I \approx 5,7 \text{ mW}$$

avec $I = 0,1 \text{ A}$, $E = 270 \times 10^{+9} \text{ eV}$ et $R = 741 \text{ m}$. Dans le domaine visible, on a

$$\nu \approx 600 \times 10^{12} \text{ Hz} \gg \nu_c ,$$

et la puissance rayonnée peut être écrite, après développement asymptotique de $K_{5/3}$ dans l'équation (II.12):

$$\frac{\partial P}{\partial \omega} = \frac{9}{8} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sqrt{\frac{\omega}{\omega_c}} \exp\left(-\frac{\omega}{\omega_c}\right) .$$

Le calcul donne:

$$\frac{\partial P}{\partial \omega} \approx 10^{-5} \text{ pW/THz} \quad \text{à} \quad \nu = 450 \text{ THz ou } \lambda = 660 \text{ nm} ,$$

donc un rayonnement infime dans le domaine spectral du visible.

II.3 LE RAYONNEMENT SYNCHROTRON AU SPS

II.3.1 Historique et situation actuelle

On a vu que la puissance lumineuse émise dans les aimants de courbure du super synchrotron à protons du CERN (SPS) est infime, et ne se prête pas à une exploitation.

Mais en fait, au SPS une caractéristique particulière concourt à augmenter la puissance émise dans le visible. Il s'agit de l'effet de bord.

Considérons la figure 6 qui représente une période magnétique du SPS. Sur les bords des aimants de courbure, le champ magnétique passe de sa valeur maximale à zéro sur une distance ℓ , comme décrit à la figure 7, très inférieure à la "longueur caractéristique de la particule", $\ell_c = 2R/\gamma$ (voir section II.2.1). Par conséquent, si l'on reprend le raisonnement qualitatif de la section II.2¹⁵), il existe une durée caractéristique au cours de laquelle un proton traverse cette discontinuité à la vitesse c , et qui a pour valeur, dans le référentiel du laboratoire:

$$\tau_c \approx \frac{1}{c} \frac{\ell}{\gamma} \frac{1}{2\gamma} ,$$

d'où l'existence d'une fréquence caractéristique du rayonnement:

$$\nu_c = \frac{2}{\ell} \gamma^2 c ,$$

très supérieure à la fréquence caractéristique du rayonnement synchrotron "normal" [éq. (II.1)]:

$$\nu_c \approx \frac{\gamma}{R} \gamma^2 c .$$

Application numérique:

Au SPS, à 270 GeV ($\gamma \approx 300$) on a:

$$\nu_c = \frac{2 \times (300)^2 \times 3 \times 10^8}{0,1} = 540 \text{ THz} ,$$

où $\ell = 0,1$ m est la distance de la discontinuité du champ magnétique, soit, en longueur d'onde:

$$\lambda_c \approx 550 \text{ nm} ,$$

à comparer à la longueur d'onde caractéristique du SPS à 270 GeV:

$$\lambda_c \approx 20 \text{ } \mu\text{m} ,$$

correspondant à la "longueur caractéristique" des protons:

$$\ell_c = 2R/\gamma \approx 6 \text{ m} .$$

Cet effet de bord favorise donc les fréquences du spectre visible.

Des calculs numériques¹⁶⁾ ont permis d'établir le spectre du rayonnement, qui est représenté à la figure 8 à 270 et 400 GeV. La quantité de lumière émise reste faible (~ 200 pW entre 400 et 800 nm) et sa détection nécessite des caméras très sensibles du type SIT ou ISIT (voir annexe B), dont la bande passante est aussi donnée à la figure 8. L'exploitation de ce principe a permis l'observation de l'émission de rayonnement synchrotron par des protons¹⁷⁾.

II.3.2 Mesures de profils

Conformément à l'équation (II.14), chaque point d'une section transversale du faisceau de particules émet en proportion avec l'intensité du faisceau en ce point. Ceci permet l'utilisation du rayonnement des protons pour la mesure non destructive de la densité transverse du faisceau circulant dans la machine¹⁰⁾.

La lumière émise est extraite dans une zone dite "à aimants manquants" (fig. 6), à une distance du point d'émission où les faisceaux de protons et de photons sont suffisamment séparés pour qu'on puisse intercaler un miroir MI (fig. 9); l'image du faisceau est ensuite focalisée sur la caméra à travers un télescope du type Herschel. La trajectoire des particules étant pratiquement rectiligne dans la zone d'émission (leur déflexion est $\ll 1/\gamma$), l'image n'est pas déformée par la courbure.

Un dispositif de traitement de l'image permet de visualiser le profil du faisceau après digitalisation du signal (fig. 10). Cette application permet des expériences et des contrôles très variés (figs. 10 et 11). [L'émittance est l'intégrale $\iint_S dy(dy/d\ell)$, où $dy/d\ell$ est l'inclinaison de la trajectoire en un point de la section S du faisceau. Elle caractérise la dimension et la dispersion angulaire du faisceau.]

II.3.3 Limites du système - Projet $p\bar{p}$

Les limites du système sont liées au faible niveau de l'émission lumineuse par effet de bord. L'étude du spectre de rayonnement de l'effet de bord montre que l'intensité lumineuse dans le domaine visible varie grossièrement, entre 200 et 400 GeV, selon la loi

$$\frac{I}{I_0} \sim \gamma^{10} I_p,$$

compte tenu de la réponse spectrale des caméras utilisées (fig. 8). Il en résulte que le niveau de rayonnement décroît très vite avec l'énergie et, à 270 GeV, la limite inférieure correspond à un faisceau de protons d'intensité $I_p \approx 0,7$ mA (10^{11} protons dans la machine).

Dans ces conditions, l'effet de bord est suffisant pour le contrôle en physique sur cible fixe, ou en stockage à haute intensité.

Ce n'est plus le cas pour le projet d'anneau de stockage $p\bar{p}$ où l'intensité prévue est

$$I_p \approx 7 \mu A (10^9 \text{ protons}) .$$

Devant cette limite intrinsèque, et l'attrait de cette méthode non interceptive de contrôle, deux méthodes ont été proposées:

- L'introduction au bord de l'aimant d'un *shutter* (plaque magnétique) qui augmente le gradient de la discontinuité du champ B et, par suite, le niveau d'émission dans les hautes fréquences (visibles)¹⁸);
- L'utilisation d'un onduleur dont le principe sera décrit ultérieurement, et qui fait l'objet de ce travail.

Une application complémentaire de la mesure de profils à faible intensité sera la mesure, au moyen du rayonnement onduleur, de la quantité d'événements se produisant aux points de collision protons-antiprotons, quantité définie sous le terme de "luminosité" de l'interaction, paramètre qui intéresse tout particulièrement les expérimentateurs.

II.4 LE RAYONNEMENT ONDULATEUR

II.4.1 Bref historique

Contemporaines du développement des masers, les premières études sur le rayonnement onduleur ¹⁹⁻²¹) ont été un temps occultées par le développement du laser dans les années 1960. Le regain d'intérêt est lié à l'apparition des anneaux de stockage d'électrons à très hautes énergies, qui permettent d'obtenir des rayonnements dans les domaines spectraux des rayons X, interdits aux lasers. Parallèlement, l'utilisation de l'onduleur pour la surveillance du faisceau a été envisagée très tôt^{20,22}). L'intérêt de l'onduleur par rapport au rayonnement synchrotron "normal" réside dans sa distribution spectrale, et sa brillance plus grande.

Actuellement, l'onduleur fait partie des domaines de pointe, avec les recherches sur les lasers à électrons libres, sources d'émission stimulée de rayonnement par des électrons relativistes (cf. par exemple réf. 11).

II.4.2 Définition

On appelle onduleur une structure magnétique périodique, constituée d'une alternance de pôles de signes contraires, et à l'intérieur de laquelle le champ magnétique est sinusoïdal (fig. 12):

$$B_y(z) = B_0 \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z \right) . \quad (II.15)$$

Une particule ultrarelativiste traversant cette structure magnétique suivant son axe Oz émet un rayonnement dont la distribution spectrale est liée à la période λ_u du champ sinusoïdal. En particulier, elle est très étroite si λ_u est très inférieur à la "longueur caractéristique de la particule" qui a pour valeur $\ell_c = 2R/\gamma$. Plus de 75% de l'énergie émise est contenue dans le cône d'axe Oz et d'angle $1/\gamma$ (fig. 13).

Nous proposons d'éviter la démarche classique suivie dans la section II.2 pour considérer le rayonnement onduleur comme résultant d'une interaction du type effet Compton entre la particule en mouvement et les quanta du champ créé par l'aimant²³).

II.4.3 Particule relativiste dans un champ magnétique

Soit $\mathcal{R}'$ le référentiel de la particule relativiste, en translation rectiligne à la vitesse $\vec{v}_z$ par rapport au référentiel $\mathcal{R}$ de l'aimant onduleur produisant le champ magnétique (fig. 14).

Soient $\vec{E}(E_x, E_y, E_z)$ et $\vec{B}(B_x, B_y, B_z)$ les champs électrique et magnétique dans le référentiel $\mathcal{R}$, et $\vec{E}'(E'_x, E'_y, E'_z)$ et $\vec{B}'(B'_x, B'_y, B'_z)$ leurs transformées de Lorentz dans le référentiel $\mathcal{R}'$. $(\vec{E}, \vec{B})$ et $(\vec{E}', \vec{B}')$ sont liés par:

$$\begin{aligned} E'_x &= \gamma(E_x - v_z B_y) & B'_x &= \gamma\left(B_x - \frac{v_z}{c^2} E_y\right) \\ E'_y &= \gamma(E_y + v_z B_x) & B'_y &= \gamma\left(B_y - \frac{v_z}{c^2} E_x\right) \\ E'_z &= E_z & B'_z &= B_z \end{aligned} \quad \text{et}$$

Si l'on considère, dans le référentiel du laboratoire, un champ de nature purement magnétique $\vec{B}(0, B_y, 0)$ (champ de l'aimant onduleur), alors ces équations sont ramenées à:

$$\left. \begin{aligned} E'_x &= -\gamma v_z B_y & (v_z < 0 \text{ dans } \mathcal{R}') \\ B'_y &= \gamma B_y \end{aligned} \right\}$$

les autres composantes de $\vec{E}'$ et $\vec{B}'$ étant nulles. Pour les particules ultrarelativistes on a:

$$|\vec{v}| \simeq c$$

et le comportement de la particule se déduit de l'interaction entre celle-ci et le champ électromagnétique du référentiel $\mathcal{R}'$:

$$\left. \begin{aligned} E'_x &= \gamma c B_y \\ B'_y &= \gamma B_y \end{aligned} \right\}$$

B_y étant sinusoïdal [éq. (II.15)] ce champ est assimilable à une onde plane.

II.4.4 L'interaction champ-particule; longueur d'onde des photons diffusés

Dans le référentiel $\mathcal{R}'$ lié à la particule relativiste (fig. 14), cette interaction est un effet Compton entre celle-ci et les photons du champ $(\vec{E}'_x, \vec{E}'_y)$.

A partir des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, on montre que, dans le référentiel $\mathcal{R}$, les longueurs d'onde λ et λ_u des photons respectivement incidents et diffusés sont liées par (annexe A):

$$\lambda = 2\lambda_u \frac{1 - \beta \cos \theta + (hc/\lambda_u E)(1 - \cos \theta_2)}{1 - \beta \cos \theta_1}; \quad (\text{II.16})$$

les angles sont spécifiés à la figure 15 et E est l'énergie des particules dans le référentiel $\mathcal{R}$.

Comme le montre le calcul de la distribution angulaire du rayonnement (section II.4.7), plus de 75% des photons diffusés dans $\mathcal{R}$ sont contenus dans le cône d'angle $\theta < 1/\gamma$ (fig. 13 et 16), ce qui permet d'écrire, pour les valeurs de $\gamma \gg 1$:

$$\begin{aligned} \theta_1 &\approx \pi \\ \theta_2 &\approx \pi \\ 1 - \beta &\approx \frac{1}{2\gamma^2}. \end{aligned}$$

Par ailleurs le terme en $hc/\lambda E$ est négligeable dans le cas des protons.

L'équation (II.16) se réduit donc à:

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + \gamma^2 \theta^2) \quad \text{ou} \quad \nu = \frac{2\gamma^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} \nu_u. \quad (\text{II.17})$$

Les photons d'énergie maximale sont émis dans l'axe du cône de diffusion ($\theta = 0$), avec la longueur d'onde:

$$\lambda_0 = \lambda_u / 2\gamma^2, \quad \text{soit } \nu_0 = 2\gamma^2 \nu_u. \quad (\text{II.18})$$

II.4.5 Section efficace de l'interaction

Considérons tout d'abord l'interaction dans le référentiel $\mathcal{R}'$ de la particule au repos (fig. 14).

La section efficace de l'effet Compton peut s'écrire (réf. 24, p. 682):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2r_0^2 \left(\frac{k''}{k'} \right)^2 |\vec{\epsilon}' \cdot \vec{\epsilon}''|^2, \quad (\text{II.19})$$

où $\vec{\epsilon}'$ = vecteur de polarisation de l'onde incidente de vecteur d'onde $\vec{k}'$,
 $\vec{\epsilon}''$ = vecteur de polarisation de l'onde diffusée de vecteur d'onde $\vec{k}''$.

Par convention, on prendra $\vec{\epsilon}' || \vec{E}' || O'_x$. On peut décrire les composantes de $\vec{\epsilon}''$ dans $\mathcal{R}'$ par:

$$\vec{\epsilon}'' = \begin{bmatrix} \cos \theta' \cos \phi' \\ \cos \theta' \sin \phi' \\ -\sin \theta' \end{bmatrix} \quad (\text{II.20})$$

(Les angles θ et ϕ de $\mathcal{R}$, définis à la figure 15, sont obtenus par transformation de Lorentz de θ' et ϕ'). Les nombres d'onde $|\vec{k}''|$ et $|\vec{k}'|$ sont liés par la relation de Compton [c'est-à-dire la relation de l'équation (II.16) ramenée au référentiel de la particule au repos]:

$$\frac{1}{k''} - \frac{1}{k'} = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta') .$$

Les sections efficaces des deux composantes de polarisation s'écrivent, d'après le calcul de (II.19):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\sigma}{d\Omega} &= 2r_0^2 \left(\frac{v''}{v'} \right)^2 \cos^2 \theta' \cos^2 \phi' , \\ \frac{d\sigma_\pi}{d\Omega} &= 2r_0^2 \left(\frac{v''}{v'} \right)^2 \sin^2 \phi' , \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

où les indices σ et π définissent les composantes respectivement parallèle et orthogonale au plan du mouvement de la particule heurtée. Par transformation de Lorentz dans le référentiel du laboratoire, on obtient, avec les coordonnées définies précédemment:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\sigma}{d\Omega} &= 2r_0^2 \gamma^2 \frac{(1 - \gamma^2 \theta^2 \cos 2\phi)^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^4} \\ \frac{d\sigma_\pi}{d\Omega} &= 2r_0^2 \gamma^2 \frac{\gamma^4 \theta^4 \sin^2 2\phi}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^4} . \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

II.4.6 Energie du rayonnement diffusé

Nous utiliserons ici:

n = nombre de photons incidents,

N = nombre de photons diffusés,

$\langle B^2 \rangle$ = moyenne quadratique du champ magnétique de l'ondulateur,

P = énergie du rayonnement diffusé.

On peut écrire, avec ces notations:

$$\text{énergie diffusée} = \frac{dP}{d\Omega} = Nh\nu = n \frac{d\sigma}{d\Omega} h\nu .$$

ν est liée à ν_u par la relation (II.17) et, de plus, $nh\nu_u$ = norme du vecteur de Poynting du champ magnétique = $\langle B^2 \rangle c / 2\mu_0$.

On en déduit la distribution angulaire des composantes de polarisation du rayonnement émis dans l'ondulateur (fig. 16):

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\sigma}}{d\Omega} &= \frac{2r_0 e^2 c^3 \langle B^2 \rangle \gamma^4}{\pi m_0 c^2} \frac{(1 - \gamma^2 \theta^2 \cos 2\phi)^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^5}, \\ \frac{dP_{\pi}}{d\Omega} &= \frac{2r_0 e^2 c^3 \langle B^2 \rangle \gamma^4}{\pi m_0 c^2} \frac{\gamma^4 \theta^4 \sin^2 2\phi}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^5}. \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

En intégrant sur tout l'angle solide, on obtient l'énergie totale:

$$\int \frac{d(P_{\sigma} + P_{\pi})}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{dP}{d\Omega} d\Omega = P_0 = \frac{2r_0 e^2 c^3 \langle B^2 \rangle \gamma^2}{3m_0 c^2}, \quad (\text{II.24})$$

répartie de la manière suivante:

$$P_{\sigma} = \frac{7}{8} P_0 \quad \text{et} \quad P_{\pi} = \frac{1}{8} P_0. \quad (\text{II.25})$$

Le cône d'angle $\theta = 1/\gamma$ contient $(25/32)P_0$.

En intégrant chacune des expressions (II.23) par rapport à l'angle ϕ , et en remplaçant θ par sa valeur déduite de l'équation (II.17) en fonction de v (compte tenu de ce que $d\Omega \approx \theta d\theta d\phi$, puisque $\theta \ll 1$), on obtient la distribution spectrale des composantes de polarisation:

$$\frac{dP_{\sigma}/P_0}{dv/v_0} = \frac{3}{2} \frac{v}{v_0} \left(1 - \frac{2v}{v_0} + \frac{3v^2}{v_0^2} \right) \quad (\text{II.26})$$

$$\frac{dP_{\pi}/P_0}{dv/v_0} = \frac{3}{2} \frac{v}{v_0} \left(1 - \frac{2v}{v_0} + \frac{v^2}{v_0^2} \right) \quad (\text{II.27})$$

(avec $v/v_0 < 1$). La distribution spectrale totale a donc pour expression:

$$\frac{dP/P_0}{dv/v_0} = 3 \frac{v}{v_0} \left[1 - 2 \frac{v}{v_0} + 2 \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \right]. \quad (\text{II.28})$$

Si l'on observe une partie du cône de rayonnement d'angle $\theta < 1/\gamma$, on élimine alors la partie basse fréquence du spectre de rayonnement, comme le montre la figure 16.

La composante parallèle au plan du mouvement de la particule, dP_{σ}/dv a son maximum en $v = v_0$. La composante orthogonale dP_{π}/dv a un maximum au point $v = v_0/3$; elle recouvre donc principalement les basses fréquences du spectre de rayonnement.

Les expressions ci-dessus concernent le rayonnement émis par une particule. Dans le cas d'un faisceau de particules d'intensité I émettant de manière incohérente (il suffit pour cela que les particules soient distribuées longitudinalement

sur une distance grande devant la longueur d'onde du rayonnement, ce qui est généralement le cas), les puissances émises par chaque particule s'additionnent et le facteur P_0 devient:

$$P_0(I) = \frac{2r_0 e c^2 \langle B^2 \rangle}{3m_0 c^2} \gamma^2 I L_u \quad (\text{II.29})$$

où L_u est la longueur de l'ondulateur.

II.4.7 Trajectoire de la particule dans l'ondulateur

Elle peut être déduite classiquement des équations du mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique.

Pour une particule incidente de vitesse v_z suivant l'axe z , traversant un champ sinusoïdal:

$$B_y = B_0 \sin k_u z ,$$

le développement limité au premier ordre en K/γ des solutions des équations du mouvement donne^{25,26}):

$$\left. \begin{aligned} z &= v_z t \\ x &= \frac{K}{\gamma} \frac{1}{k_u} \sin k_u v_z t \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.30})$$

soit

$$x = \frac{K}{\gamma} \frac{1}{k_u} \sin k_u z , \quad (\text{II.31})$$

où

$$\frac{K}{\gamma} = \frac{1}{\gamma} \frac{e B_0 \lambda_u}{2\pi m_0 c} \quad (\text{II.32})$$

est l'angle maximal entre la vitesse de la particule et l'axe z (fig. 17); K est appelé "paramètre de déflexion". Cette solution du mouvement au premier ordre en K/γ suppose le mouvement transverse non relativiste, soit

$$\frac{K}{\gamma} \ll \frac{1}{\gamma} \quad (\text{où } K \ll 1) , \quad (\text{II.33})$$

ce qui justifie l'hypothèse de deux référentiels $\mathcal{R}$ et $\mathcal{R}'$ en translation uniforme l'un par rapport à l'autre.

Application numérique au SPS:

Supposons $B_0 \approx 0,3 \text{ T}$, $\lambda_u \approx 0,1 \text{ m}$, $\gamma \approx 288$ ($E = 270 \text{ GeV}$). Alors, $K \approx 1,5 \times 10^{-3}$ (MKSA) et donc les protons ne seront pratiquement pas déviés dans un onduleur de champ crête $0,3 \text{ T}$ et de période 10 cm .

II.5 ASPECTS GENERAUX DU PROJET D'ONDULATEUR DU SPS

Nous avons montré l'intérêt du rayonnement synchrotron pour la surveillance du faisceau circulant dans l'accélérateur, et les limites du système utilisant l'effet de bord.

Le projet d'ondulateur pour le SPS est destiné avant tout au fonctionnement de celui-ci en mode stockage protons-antiprotons, où l'énergie des particules est 270 GeV et l'intensité $\sim 10^9$ p ($\bar{p}$), pour une diagnose non destructive du faisceau et pour une mesure de la luminosité de la collision protons-antiprotons avec un niveau d'émission lumineuse sensiblement supérieur à celui de l'effet de bord.

Pour expliquer ce gain de lumière par rapport à l'effet de bord, considérons la distribution spectrale du rayonnement ondulateur (fig. 16); le pic en est situé à la fréquence

$$\nu = \nu_{\max} = \frac{2\gamma^2 c}{\lambda_u};$$

la période de l'ondulateur, λ_u , peut être définie de façon à ce que ce pic de distribution soit situé dans le domaine spectral des caméras SIT et ISIT (fig. 8), soit:

$$\lambda_u \approx \frac{2\gamma^2 c}{\nu_{\max}} \approx 10 \text{ cm}$$

avec $\gamma = 288$ ($E = 270$ GeV) et $\nu_{\max} = 500$ THz. La puissance rayonnée peut alors être estimée à partir de l'équation (II.28); nous l'avons calculée plus précisément avec un programme numérique et mis en évidence l'intérêt du projet.

Cet ondulateur peut être placé dans une zone de l'accélérateur telle qu'il soit possible d'extraire la lumière émise au moyen d'un télescope du type utilisé pour l'effet de bord.

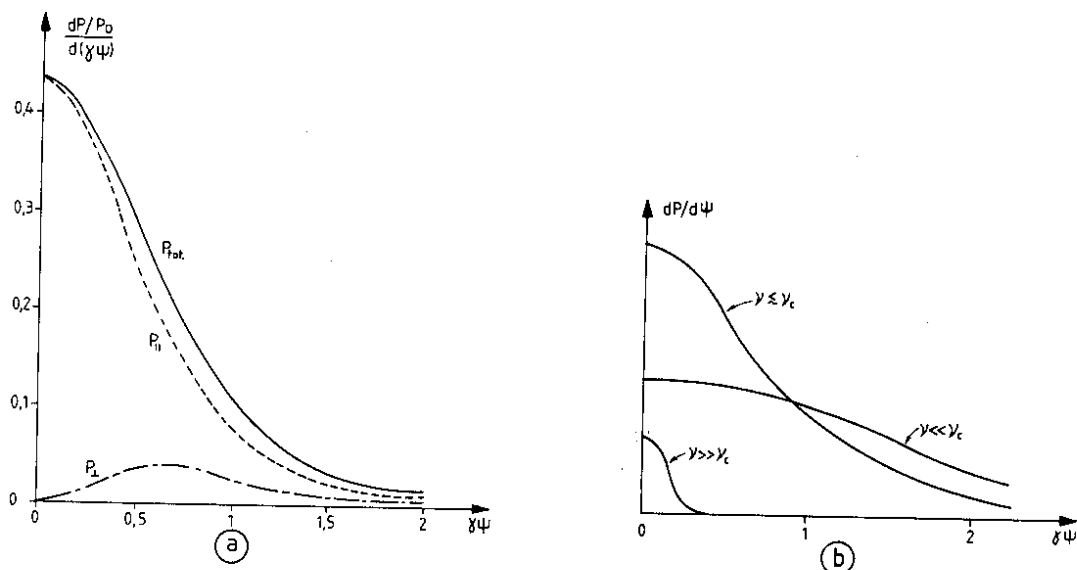


Fig. 5 Distribution angulaire du rayonnement synchrotron. a) $P_{||}$ = polarisation parallèle, $P_{\perp}$ = polarisation orthogonale. b) Distribution selon la fréquence observée, ν .

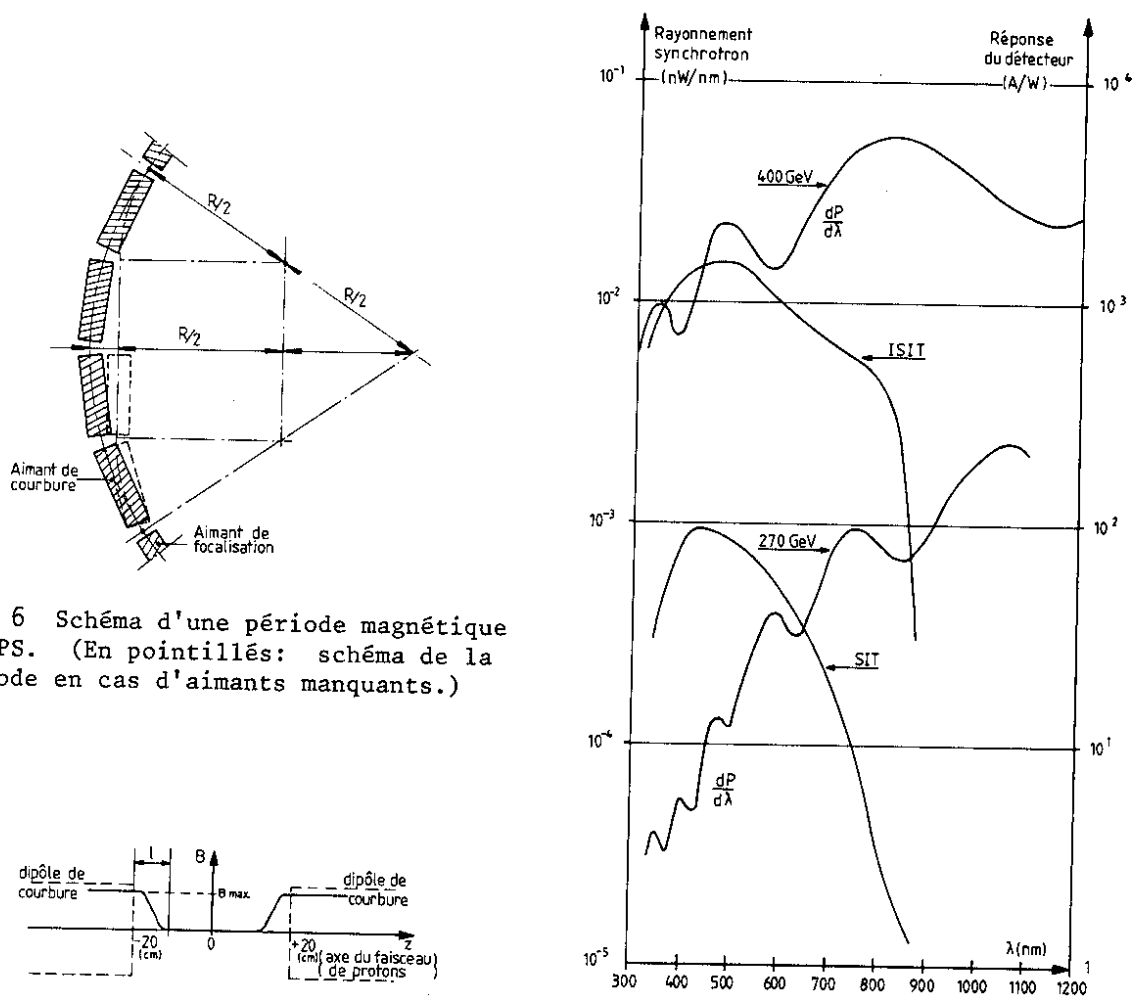


Fig. 6 Schéma d'une période magnétique du SPS. (En pointillés: schéma de la période en cas d'aimants manquants.)

Fig. 7 Discontinuité du champ magnétique entre deux aimants de courbure

Fig. 8 Spectre du rayonnement lumineux des protons, et réponse des intensificateurs d'image

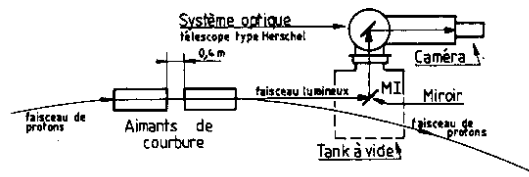


Fig. 9 Configuration de l'expérience

SYNCHROTRON LIGHT HORIZONTAL PROFILE 1980-03-26-10:19:09

T	P	IP	SUM	VMAX	MU	SIG	2X	EM
6500	322.0	1806	54.8	1.7	28.1	7.5	3.3	31.3
6620	335.1	1808	73.8	2.2	27.5	7.4	3.3	32.1
6740	348.4	1808	76.1	2.1	27.2	7.6	3.3	34.7
6860	362.0	1808	130.2	3.8	27.0	7.1	3.1	31.8
6980	375.7	1808	262.9	7.9	26.3	6.7	2.9	29.4

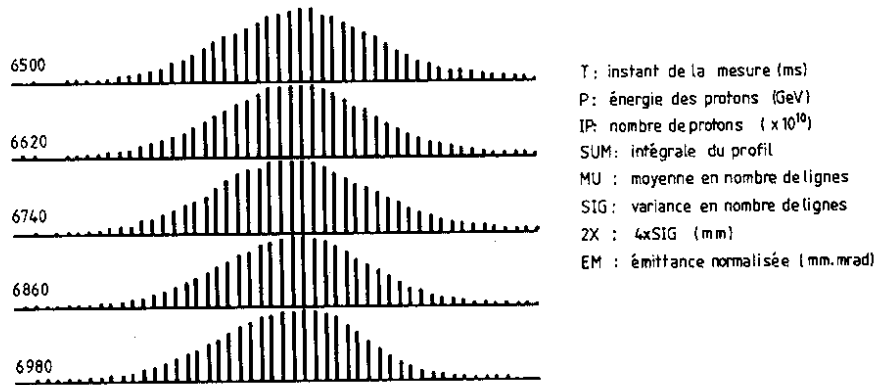


Fig. 10 Mesure d'émittance pendant l'accélération

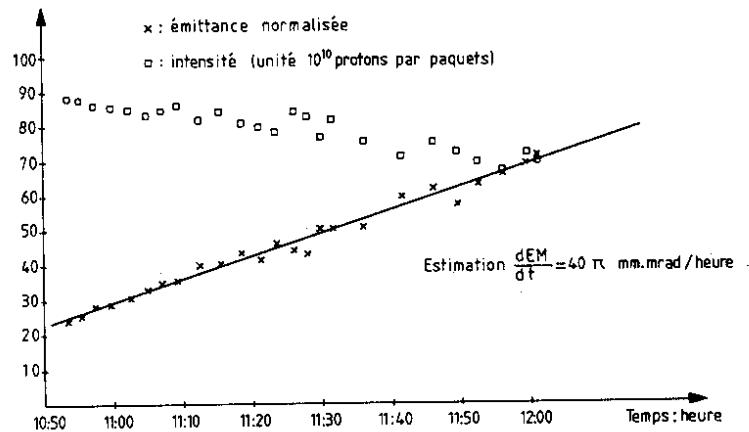


Fig. 11 Gonflement de l'émittance transverse pendant un stockage

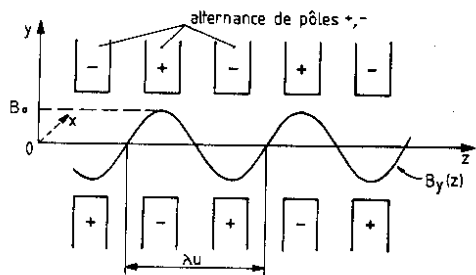


Fig. 12 Schéma d'un onduleur et forme du champ magnétique

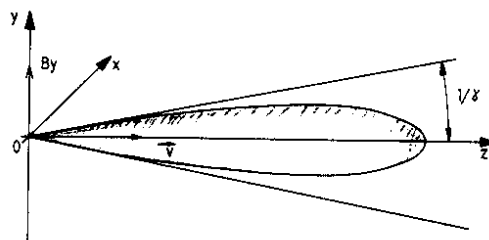


Fig. 13 Cône de rayonnement de la particule relativiste traversant le champ B_y

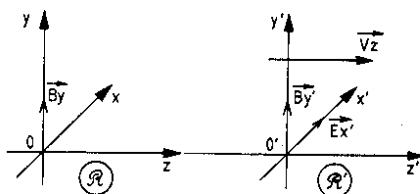


Fig. 14 Référentiels d'espace et champs relatifs

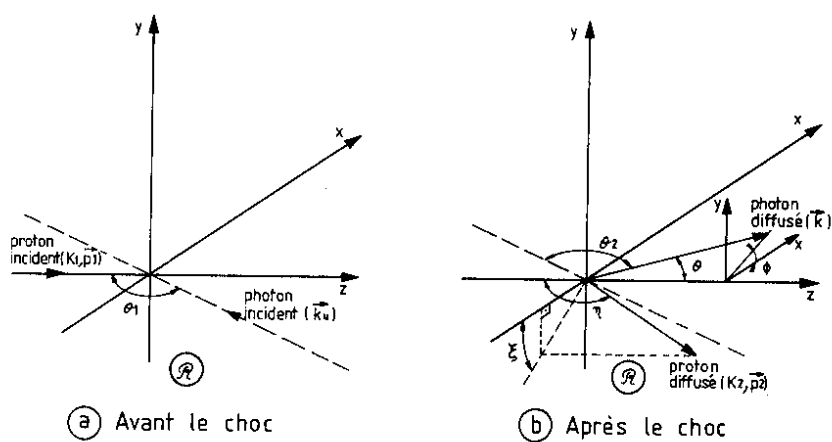


Fig. 15 Effet Compton - coordonnées utilisées.

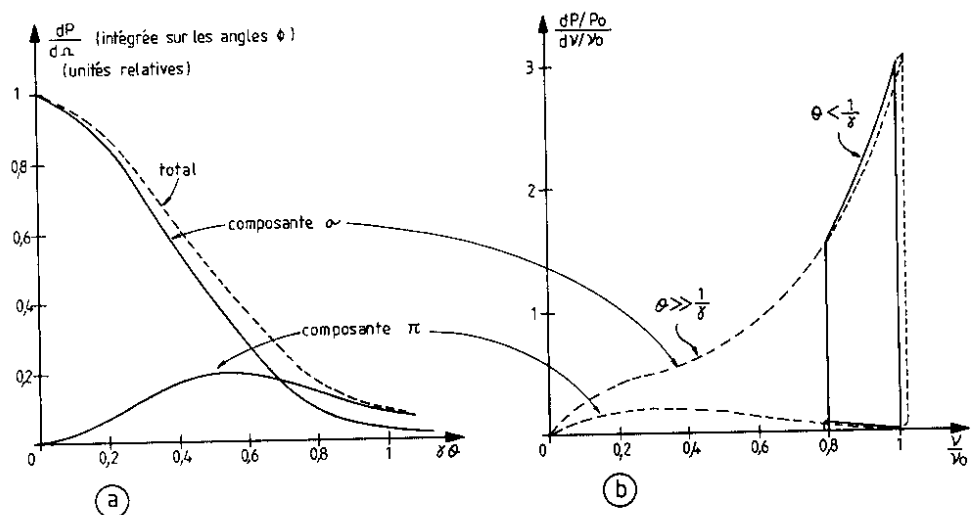


Fig. 16 Distributions angulaire et spectrale du rayonnement onduleur.
a) Distribution angulaire des composantes de polarisation. b) Distribution spectrale, --- cas où l'on observe tout le rayonnement émis dans l'angle $1/\gamma$,
— cas où l'on n'observe qu'une partie de l'angle $1/\gamma$.

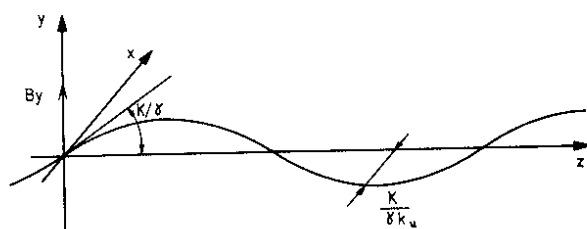


Fig. 17 Trajectoire de la particule dans un onduleur, son amplitude maximale est K/γ , sa déflexion maximale est K/γ .

CHAPITRE III

CONCEPTION DE L'ONDULATEUR ET DU SYSTEME DE MESURES DE PROFILS

La conception de l'aimant onduleur et du système opto-électronique de détection s'est effectuée en plusieurs étapes, à partir d'un cahier des charges définissant les critères fondamentaux constituant le cadre de l'expérience. Dès lors, la structure et le champ magnétique de l'aimant ont pu être définis. A partir de ces résultats, on a calculé le rayonnement émis dans cet onduleur, ainsi que l'influence de l'aimant sur la stabilité du faisceau de particules. Puis on a déterminé les caractéristiques de l'optique de détection, des caméras, et de l'électronique de traitement de l'image.

Ensuite, l'instrumentation ainsi définie a été réalisée, ou acquise, pour être implantée dans le SPS au printemps de 1981.

III.1 PREMIERE APPROCHE

Les critères essentiels qui ont déterminé le choix des paramètres de cet onduleur sont les suivants:

Optimiser le niveau de rayonnement dans le domaine spectral des caméras utilisées pour l'observation (SIT ou ISIT);

Obtenir un gain par rapport à l'effet de bord d'environ 100, à l'énergie de 270 GeV prévue pour l'expérience $p\bar{p}$;

S'adapter à la configuration de l'accélérateur et au standard mécanique et optique déjà en cours d'utilisation.

Nous avons montré, en première approximation, que la période optimale de l'ondulateur se situe au voisinage de $\lambda_u = 10$ cm, à 270 GeV, avec une préférence pour les périodes inférieures, qui déplacent le pic du spectre de rayonnement vers les fréquences plus élevées, recouvrant ainsi tout le domaine visible (fig. 16b).

Nous avons donc calculé numériquement, au moyen d'un programme intitulé WIGGLE, la densité spectrale du rayonnement à différentes énergies des particules (fig. 18) afin d'obtenir un bilan estimatif des régimes de fonctionnement de l'ondulateur dans le SPS, et des paramètres B_0 et λ_u du champ magnétique. La nécessité d'intercaler l'aimant entre deux dipôles de courbure du SPS (seule position à

partir de laquelle il est possible d'extraire la lumière émise) d'une part, et la compatibilité de cette source étendue avec la profondeur de champ de l'instrumentation optique utilisée d'autre part, aboutissent à une longueur maximale de 500 mm pour l'aimant.

III.2 DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE L'AIMANT

- i) En figure 19 sont schématisées les caractéristiques spectrales des détecteurs SIT ou ISIT destinés à cette expérience (photocathodes type S-20 ou S-20R). On peut dès lors affiner le calcul de la période et du champ crête de l'ondulateur. On détermine ainsi:

$$\lambda_u = 88 \text{ mm} ,$$

$$B_0 = 0,35 \text{ T} ,$$

donnant un gain de 100 par rapport à l'effet de bord à 270 GeV avec une photocathode S-20R (ISIT).

- ii) La longueur maximale de l'aimant ($< 500 \text{ mm}$) impose cinq périodes. Ceci est compatible avec le déplacement maximal des aimants de courbure entre lesquels sera inséré l'ondulateur (630 mm, au-delà desquels l'orbite du faisceau circulant serait trop perturbée).
Pour que le champ magnétique soit horizontalement homogène sur toute la largeur de la chambre à vide (80 mm), la largeur des pôles magnétiques doit être au moins de $3 \times 80 = 240 \text{ mm}$.
- iii) Compte tenu des dimensions des faisceaux de protons et antiprotons à l'emplacement prévu pour l'ondulateur, l'entrefer de celui-ci ne peut excéder 46 mm.
- iv) Plusieurs projets ont été envisagés *a priori*, tels un aimant supraconducteur ou à matériaux magnétiques permanents. Toutefois les impératifs de délais et économiques nous ont amenés à la fabrication d'un électroaimant.
- v) La consommation énergétique d'un électroaimant est limitée à 150 kW par les alimentations disponibles.
- vi) Pour des raisons d'efficacité et de simplicité technologique, on a recherché une géométrie simple des culasses et bobines.

Toutes ces considérations, étayées de nombreux calculs^{27,28}), ont conduit au projet définitif²⁹) tel que nous le décrivons à la section suivante. Toutefois, nous avons auparavant calculé de manière estimative les caractéristiques principales de l'électro-aimant.

Nous voulons, dans l'entrefer d'un dipôle de l'aimant (voir fig. 22), un champ magnétique de valeur $B_0 = 0,35 \text{ T}$ sur l'axe. La courbe de la figure 20³⁰) montre que, pour une valeur $\lambda_u/h = 88/46 \approx 1,9$, le champ au pôle aura pour valeur environ

$2B_0 = 0,7 \text{ T}$. En réalité, à cause de la proximité des dipôles adjacents, le champ au niveau d'un pôle sera plus élevé. Nous le supposons égal à environ 1 T .

Le nombre d'ampères-tours nécessaires est donné par

$$NI = \frac{\int B \, dl}{\mu_0} = \frac{Bh}{\mu_0},$$

où, en première approximation, nous attribuons à B la valeur moyenne

$$B = (0,35 + 1)/2 \approx 0,7 \text{ T},$$

d'où

$$NI = \frac{0,7 \times 46 \times 10^{-3}}{4\pi \times 10^{-7}} \approx 25000 \text{ At}.$$

L'encombrement des conducteurs refroidis standard CERN n'autorise pas plus de cinq tours par bobine soit, à raison de deux bobines par dipôle:

$$I \approx 2500 \text{ A}.$$

La résistance d'un tour de conducteur est

$$R = \rho \frac{L}{S}$$

où $\rho = 1,8 \times 10^{-8} \, \Omega \cdot \text{cm}$ pour le cuivre à 20°C ,

$L = 2 \times (\text{profondeur d'un pôle} + \text{largeur d'un pôle}),$

$$\approx 2 \times (240 + 22) = 524 \text{ mm},$$

$$S \approx 7^2 - \pi \times 2^2 \approx 36,4 \text{ mm}^2 \text{ (cf. fig. 22),}$$

d'où

$$R \approx 0,26 \text{ m}\Omega/\text{tour}.$$

Cinq périodes, donc vingt bobines de cinq tours chacune, signifient une résistance totale de $26 \text{ m}\Omega$ à 20°C . Pour fournir 2500 A dans les vingt bobines en série, il faut donc une tension de

$$U = 26 \times 10^{-3} \times 2500 = 65 \text{ V},$$

donc une alimentation de 160 kW environ.

III.3 LE PROJET DEFINITIF

Les caractéristiques en sont données dans la liste ci-après, et dans les figures 21 à 23.

Divers

Longueur de l'aimant, L_u	470	mm
Largeur	624	mm
Hauteur	733	mm
Poids	195	kg

Culasse

Longueur	460	mm
Largeur	240	mm
Hauteur	166	mm
Hauteur de l'entrefer, h	46	mm
Largeur de l'entrefer	184	mm
Nombre de pôles	10	
Nombre de périodes, N	5	
Période, λ_u	88	mm

Bobines

Nombre de bobines	20	
Nombre de tours par bobine	5	
Section du conducteur	$7,0 \times 7,0$	mm ²
Densité de courant	56,22	A/mm ²

Refroidissement

Nombre de circuits en parallèle	20	
Débit total	1,12	ℓ/s
Chute de pression	6×10^5	Pa
Elévation de température	30	°C

Alimentation de l'aimant

Courant nominal	2000	A
Courant maximal	2200	A
Résistance à 20 °C	28,7	mΩ
Résistance à 35 °C	30,4	mΩ
Chute de potentiel	57	V
Puissance	114	kW
Inductance	0,5	mH

Alimentation utilisée

I maximal	2200	A
V maximal	100	V
P maximale	220	kW

Performances prévues

Champ crête sur l'axe, B_0 à I_{nom}	0,32	T
Gain par rapport à l'effet de bord à 270 GeV	≈ 70 à 2000	A
Sensibilité maximale à 270 GeV (à rapport S/B ≈ 2)	2×10^9	protons avec un ISIT

III.4 CALCUL DU CHAMP MAGNETIQUE DANS L'ONDULATEUR

Nous citons ici la méthode numérique suivie pour le calcul du projet définitif et les résultats obtenus concernant le champ $B(B_x, B_y, B_z)$ dans l'aimant; une analyse et un bilan plus complets peuvent être trouvés à la référence 29. En deuxième partie nous décrivons une méthode approximative de détermination analytique du champ dans l'aimant. Elle sera utilisée pour les études théoriques concernant l'imagerie (section IV.1).

III.4.1 Calcul numérique du champ

Ce champ a été calculé au moyen d'un programme en FORTRAN intitulé POISSON (ce programme est une résolution numérique de l'équation de Poisson).

On obtient une carte du champ bidimensionnel $B(0, B_y, B_z)$ dont la composante B_z est périodique et nulle sur le plan de symétrie $y = 0$. La variation de la composante B_y est représentée graphiquement en figure 24 en fonction de z . En réalité B_y n'est pas tout à fait symétrique d'un dipôle à l'autre, comme le montre la figure 25, représentant les lignes de flux dans l'aimant. Ceci est dû aux effets de bord de l'aimant.

III.4.2 Approximation analytique du champ

Nous proposons ici une approche analytique du champ dans l'aimant³⁰⁻³²). Ceci permettra en particulier une simplification de certaines études théoriques menées dans le cadre de notre expérience.

La résolution des équations de Maxwell dans l'entrefer de l'aimant:

$$\left. \begin{array}{l} \vec{\text{rot}} \vec{E} = 0 \\ \vec{\text{div}} \vec{E} = 0 \end{array} \right\} \text{ et } \left. \begin{array}{l} \vec{\text{rot}} \vec{B} = 0 \\ \vec{\text{div}} \vec{B} = 0 \end{array} \right\} \quad (\text{III.1})$$

compte tenu des conditions suivantes:

$$\left. \begin{array}{l} B_y(y=0) = B_0 \sin k_u z \\ B_x = 0 \text{ (bords de l'aimant reportés à l'infini)} \end{array} \right\},$$

donne (démonstration en annexe A2)

$$B_y(y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} B_{m-1} \cosh mk_u y \sin mk_u z \quad (\text{III.2})$$

$$B_z(y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} B_{m-1} \sinh mk_u y \cos mk_u z \quad (\text{III.3})$$

où $m \in (2\mathbb{Z} + 1)$ et les B_{m-1} sont déterminés par la forme du champ $B_y(y, z)$ dans un plan de cote y non nulle.

Supposons que B_y prend la forme d'un trapèze dans un plan de cote $y_p = 16$ mm (fig. 26), ce qui est proche de la réalité comme le montre la figure 24. B_y s'écrit alors (voir annexe A3):

$$B_y(y=y_p, z) = \sum_n \frac{4 B_p}{\pi k_u} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \frac{1}{t_1} \cos \left[(2n+1) k_u t_0 / 2 \right] \sin (2n+1) k_u z . \quad (\text{III.4})$$

La signification des termes est donnée en figure 27. L'expérience montre qu'on peut choisir $B_p = 0,485$, $t_0 = 24$ mm, et $t_1 = 10$ mm. En comparant terme à terme les séries (III.2) et (III.4), on obtient [avec $m \in (2\mathbb{Z} + 1)$]:

$$B_{m-1} = \frac{4B_p}{\pi k_u} \frac{1}{m^2} \frac{(-1)^{m-1/2} \cos (mk_u t_0 / 2)}{\cosh (mk_u y_p)} . \quad (\text{III.5})$$

En réalité, la saturation magnétique dans les pôles provoque une déformation du champ lorsqu'on s'approche de ceux-ci (fig. 24). Ainsi, cette forme limite en trapèze ne pourra pas donner une approximation valable au niveau des pôles. Toutefois, la contribution des harmoniques élevés évolue rapidement lorsque y varie, et cette condition limite donne une bonne approximation du champ B_y aux environs du plan principal de symétrie (xOz) de l'aimant. Le développement de (III.5) au premier ordre est pratiquement identique aux résultats de la section III.4.1 jusqu'à la cote $y = 10$ mm.

La figure 28 donne l'évolution du champ magnétique crête relatif $[B_y(y, z = \lambda_u/4)]/B_0$ dans l'entrefer de l'aimant, d'après les résultats numériques (section III.4.1) et l'approximation analytique à l'ordre 1 en m , soit:

$$B_y(y, z) = B_0 \cosh k_u y \sin k_u z , \quad (\text{III.6})$$

où B_0 est donné par sa valeur calculée numériquement (section III.4.1), ou bien par l'équation (III.6).

III.5 CALCUL THEORIQUE DU RAYONNEMENT

Compte tenu des résultats du calcul numérique du champ magnétique qui précèdent, le programme WIGGLE nous permet à présent de calculer de manière plus précise le spectre du rayonnement émis par un courant de protons de 100 mA traversant l'ondulateur à 270 GeV; ce calcul est limité au domaine spectral des caméras utilisées (photocathode S-20 ou S-20R, ~ 300 nm à 1000 nm). Le résultat est donné en figure 29, conjointement avec le spectre du rayonnement par "effet de bord".

Ces spectres mettent en évidence l'inhomogénéité transverse (suivant y) du rayonnement émis, découlant de celle du champ magnétique. Cette question de l'inhomogénéité du rayonnement sera traitée à la section IV.1.

Par ailleurs, le programme calcule les réponses des photocathodes utilisées. Ces résultats sont donnés dans le tableau 2, qui permet une comparaison immédiate avec l'effet de bord. (Ces valeurs sont obtenues pour $B_0 = 0,32$ T, $I_p = 100$ mA, $E = 270$ GeV.)

Tableau 2
Résultats du programme numérique

	Cote du faisceau de protons dans l'entrefer	Réponses des photocathodes en nA		Valeur relative (pour la S-20R)
		S-20	S-20R	
O n d u l a t e u r	y = 0 mm	0,30	0,32	82
	y = 5 mm	0,34	0,36	92
	y = 9,5 mm	0,47	0,50	128
Effet de bord		$0,28 \times 10^{-2}$	$0,39 \times 10^{-2}$	1

III.6 PERTURBATION DE L'ORBITE

L'introduction d'un aimant dans la structure magnétique de l'accélérateur est susceptible de perturber l'orbite du faisceau. Certains critères de stabilité doivent donc être respectés.

III.6.1 Tolérances de la machine

Les tolérances usuelles concernant les intégrales du champ (effets dipolaire et multipolaires de l'aimant) sont:

$$|\int B \, dz|_{y=0} < 10^{-3} \, \text{T} \cdot \text{m} \quad (\text{tolérance longitudinale}) \quad (\text{III.7})$$

$$\left| (\int B \, dz)_{y=+40\text{mm}} - (\int B \, dz)_{y=-40\text{mm}} \right| \leq 10^{-4} \, \text{T} \cdot \text{m} \quad (\text{tolérance transversale}) \quad (\text{III.8})$$

III.6.2 Déflexion et translation dues au terme dipolaire $\int B_y \, dz$ de l'aimant onduleur

Nous considérons l'expression en première approximation de B, soit, d'après l'équation (III.6):

$$\left. \begin{aligned} B_x &= 0 \\ B_y &= B_0 \sin(k_u z + \phi) \cosh k_u y \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.9})$$

où le terme ϕ représente la phase de la trajectoire à l'entrée de la particule dans l'ondulateur.

Sur la longueur $L_u = N\lambda_u$ de l'aimant, l'intégrale $\int B_y dz$ introduit une déflexion angulaire résultante qui a pour expression (fig. 30)

$$\theta(z) = \frac{p_x}{p_z} = -\frac{e \int_0^z B_y dz}{\gamma m_p c} \quad (\text{III.10})$$

où p_x et p_z sont les quantités de mouvement, soit, d'après l'équation (III.9)

$$\theta(z) = \frac{K}{\gamma} [\cos \phi - \cos(k_u z + \phi)] \cosh k_u y, \quad (\text{III.11})$$

où $K = eB_0\lambda_u/2\pi m_p c$ est le paramètre de déflexion. Il en découle une translation de la trajectoire de valeur (fig. 30):

$$D(z) = \int_0^z \theta(z) dz = \frac{K}{\gamma} \left(z \cos \phi - \frac{1}{k_u} \sin(k_u z + \phi) + \frac{1}{k_u} \sin \phi \right) \cosh k_u y. \quad (\text{III.12})$$

Sur la longueur L_u de l'aimant, $|\int_0^{L_u} B_y dz| < 10^{-3}$ [conformément au critère de stabilité, éq. (III.7)], donc la déflexion de la trajectoire $\theta(L_u)$ est négligeable, ce qui correspond au fait que $K \ll 1$.

Pour obtenir une translation $D(z)$ nulle, on doit avoir (fig. 31):

$$z \cos \phi - \frac{1}{k_u} \sin(k_u z + \phi) + \frac{1}{k_u} \sin \phi = 0,$$

soit, après calcul:

$$\phi = \arctg \left[\frac{k_u z - \sin k_u z}{1 - \cos k_u z} \right], \quad (\text{III.13})$$

déphasage à "introduire" à l'entrée de l'ondulateur.

Cette correction nécessiterait une portion de pôles aux extrémités de l'aimant, de longueur (d'après réf. 33):

$$b \approx \frac{\lambda_u}{8} = 11 \text{ mm}.$$

Nous avons omis d'introduire ces portions de pôles, parce que la translation de la trajectoire des protons est négligeable aux énergies du SPS. En effet,

$\phi = 0$ dans le cas où il n'y a pas de portion de pôles aux extrémités et, d'après l'équation (III.12),

$$D(z) = \frac{K}{\gamma} \left(z - \frac{1}{k_u} \sin k_u z \right) \cosh k_u y, \quad (\text{III.14})$$

soit, pour $z = L_u = 440$ mm, $\gamma \approx 28$ ($E = 26$ GeV, énergie d'injection des protons), $\lambda_u = 88$ mm:

$$D(L_u) \approx 22,7 \times \cosh 7,14 \times 10^{-2} \times y \quad (\text{en } \mu\text{m pour } y \text{ en mm}) \quad (\text{III.15})$$

avec $\cosh k_u y < 2,2$ si $|y| < 20$ mm; $y = \pm 20$ mm représente la dimension verticale maximale du faisceau à l'injection [dans cette approximation, $D(L_u)$ est légèrement surévaluée quand $y \sim h/2 =$ entrefer de l'aimant, comme le montre l'analyse de la section III.4 (fig. 28)].

Donc, $D(L_u)$ est inférieure à $50 \mu\text{m}$ à l'injection, ce qui est négligeable; et la perturbation diminue quand l'énergie augmente.

III.6.3 Effet focalisant de la composante B_z du champ magnétique

La composante B_z (longitudinale) du champ est sinusoïdale et nulle dans le plan médian de l'aimant (plan xOz , fig. 21).

D'après l'équation (III.3) on a en effet, en première approximation:

$$B_z(y, z) = B_0 \cos k_u z \sinh k_u y. \quad (\text{III.16})$$

Cette composante provoque un mouvement spiral de toute particule arrivant dans l'aimant sous une incidence non nulle. Elle a donc un effet focalisant, et cet effet est cumulatif parce que B_z change de signe en synchronisme avec la vitesse transversale de la particule

$$V_x = c \frac{dx}{dz} = \frac{K}{\gamma} c \cos k_u z \quad [\text{d'après l'équation (II.30)}].$$

Cet effet focalisant croît avec la distance au plan médian (terme en $\sinh k_u y$ dans l'expression de B_z).

D'après les résultats théoriques de la section III.4, cet effet est négligeable dans les conditions de notre expérience.

III.6.4 Perturbation de la trajectoire d'une particule entrant dans l'aimant sous incidence non nulle

Outre l'effet focalisant dû à la composante B_z du champ, une telle particule subit une force due à la composante B_y et évaluée au moyen de l'intégrale

$$\int_0^{L_u} B_y dz.$$

On sait que, en première approximation:

$$B_y(y,z) = B_0 \cosh k_u y \sin k_u z ;$$

donc, si la particule entre dans l'entrefer à la cote y_0 , sous l'incidence $\alpha \approx \tan \alpha$, on obtient:

$$\int_0^{L_u} B_y dz = B_0 \int_0^{L_u} \cosh [k_u (y_0 + \alpha z)] \sin k_u z dz ,$$

soit, après calcul:

$$\int_0^{L_u} B_y dz = - \frac{B_0}{k_u (1 + \alpha^2)} \left\{ \cosh [k_u (y_0 + \alpha L_u)] - \cosh k_u y_0 \right\} .$$

Application numérique

$\lambda_u = 88$ mm, $L_u = 0,45$ mm, $B_0 = 0,32$ T, $y_0 = 1$ mm, $\alpha = 1$ mrad, alors $\int_0^{L_u} B_y dz = 1,2 \times 10^{-5}$ T · m, très inférieur au critère de stabilité défini par l'inégalité (III.7).

Nous reviendrons sur ces critères de stabilité au chapitre sur les "Mesures magnétiques" (paragraphe V.1.1), pour montrer qu'ils sont corrects.

III.7 LE SYSTEME OPTIQUE DE DETECTION

Le système a pour but de reproduire, sur la photocathode d'une caméra électronique, l'image optique des faisceaux de particules rayonnant dans l'ondulateur. Il consiste principalement en un télescope du type Herschel dont les dimensions sont déterminées à partir des critères suivants:

- i) Le diamètre maximal du faisceau de particules (correspondant au fonctionnement en cible fixe) est ≈ 6 mm. Pour être compatible avec l'électronique de traitement, le diamètre d'image doit être ≤ 2 mm. Le télescope doit donc avoir un grandissement $G \leq 1/3$.
- ii) Le rapport signal/bruit sera d'autant plus grand que l'amplitude de l'image lumineuse mesurée sera plus élevée, donc à grandissement plus faible; on choisira donc $G \approx 1/4$.
- iii) Dans le cas le plus défavorable, le faisceau de particules aura un diamètre de 1 mm. En conséquence, l'image aura un diamètre minimal de $1 \text{ mm} \times G \approx 0,25$ mm, ce qui est compatible avec la résolution de l'opto-électronique ($\sim 0,03$ mm).
- iv) Les photons sont émis tangentiellement aux trajectoires des particules (p et $\bar{p}$) courbées par les aimants situés de part et d'autre de l'ondulateur.

Lorsque l'écart entre les faisceaux de particules et de photons est suffisant, on intercale le premier miroir, M1, servant à extraire les photons de la chambre à vide.

La distance entre l'ondulateur et M1 est de 14,5 m dans le cas des protons. Pour la détection des antiprotons, des limitations mécaniques ont imposé une distance de 10,459 m (fig. 32).

- v) Les aberrations optiques dues aux télescopes doivent être négligeables.
- vi) La profondeur de champ doit être compatible avec la longueur, $L = 450$ mm, de l'aimant onduleur.

Les télescopes et leurs caractéristiques, découlant de ces considérations, sont schématisés en figure 33. Les dimensions des miroirs ont été déterminées par l'ouverture angulaire du faisceau lumineux ($\sim 1/\gamma$).

III.8 L'ELECTRONIQUE DE DETECTION ET LE TRAITEMENT DE L'IMAGE

Cette instrumentation a pour but de visualiser le faisceau rayonnant dans la machine, et d'en analyser la densité lumineuse qui est, comme on l'a vu, proportionnelle à la densité de particules dans le faisceau, dont on connaîtra ainsi la distribution transverse.

III.8.1 Le détecteur

L'image lumineuse est détectée par une caméra du type RCA TC 1030/H, associée à un tube SIT auquel est couplé optiquement un intensificateur à galette de microcanaux (annexe B), type XX-1390, de RTC. Ce dernier est destiné à pourvoir à une préamplification du signal, et à permettre une obturation électronique (fig. 34), de résolution temporelle inférieure à 1 μ s (pour mesurer la luminosité de la collision protons-antiprotons paquet par paquet).

Le diamètre de la photocathode d'entrée est de 18 mm. La distorsion géométrique de l'ensemble comprenant les deux étages est ~ 30 μ m. La bande passante est du type S-20R (fig. 19), adaptée au spectre du rayonnement onduleur.

L'électronique de la caméra a été conçue de façon à pouvoir contrôler extérieurement les gains de la galette et du SIT et avoir accès aux signaux de synchronisme de balayage du tube SIT (standard 625 lignes).

Avec un gain global en courant supérieur à 30000, cet ensemble constitue une caméra parmi les plus sensibles existant actuellement sur le marché.

III.8.2 L'électronique de traitement du signal

Cette électronique effectue un traitement destiné à l'analyse des densités transverses (horizontale et verticale) dans l'image du profil du faisceau émettant

la lumière dans l'ondulateur. Le signal TV analogique analysé est prélevé directement à la sortie de la cible de silicium du SIT puis échantillonné au moyen d'un convertisseur analogique numérique (CAN), et stocké en mémoire (fig. 34).

La résolution spatiale d'une ligne (et d'une colonne) résultant de cet échantillonnage est de 30 μm . Le nombre maximal de lignes $\times$ colonnes dont l'électronique peut effectuer le traitement est 95×95 ; cette matrice 95×95 représente donc une image de dimensions maximales $2850 \mu\text{m} \times 2850 \mu\text{m}$ sur la cible de silicium (donc sur la photocathode d'entrée). Cette image est stockée en mémoire après avoir été digitalisée. A partir de ce signal digital, on obtient après sommation les profils horizontaux ou verticaux de l'image lumineuse; une mémoire intermédiaire de 1024 bits permet de stocker cinq profils horizontaux et cinq profils verticaux consécutifs. Les profils sont visualisés soit sur un oscilloscope, en temps réel (après reconversion par un convertisseur numérique analogique, CNA), soit sur les écrans de contrôle du SPS, à travers ses ordinateurs de commande (voir par exemple fig. 67 et 68).

III.9 IMPLANTATION DANS LE SPS

L'ensemble ondulateur-détecteurs est situé dans une section droite courte du SPS, conformément au plan donné en figure 35.

L'ondulateur est placé entre deux aimants de courbure (fig. 36); de part et d'autre sont disposés le détecteur de protons (fig. 37) et le détecteur d'anti-protons. L'aimant est relié par câble à son alimentation située dans un bâtiment auxiliaire en surface (fig. 35). Les caméras sont situées aux extrémités des télescopes, à proximité desquels on trouve un panneau de connection les reliant à l'électronique de commande (mise en marche, hautes tensions, etc.) et de traitement de l'image, elle-même située dans le bâtiment en surface, et donc accessible en permanence.

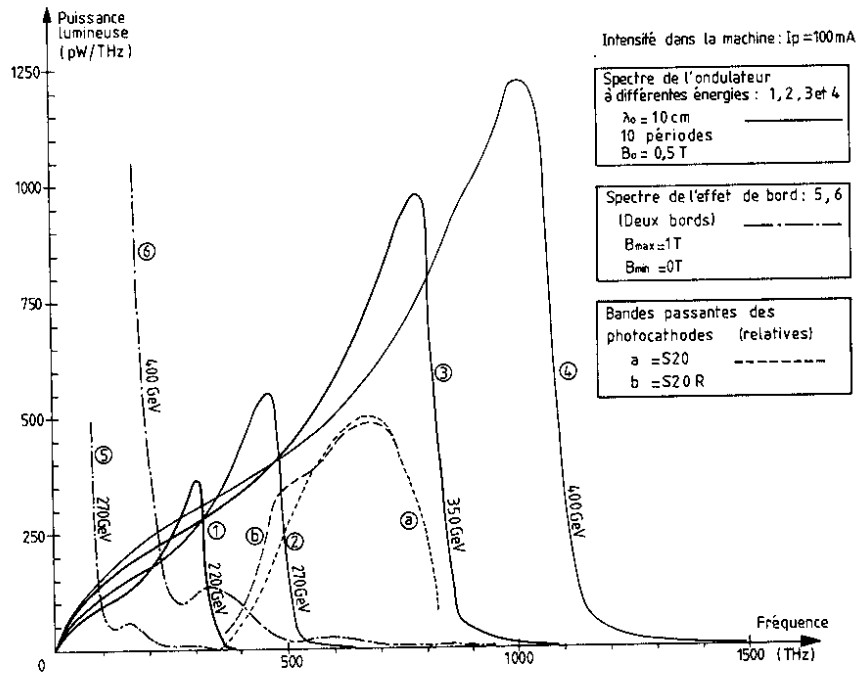


Fig. 18 Densités spectrales d'énergie

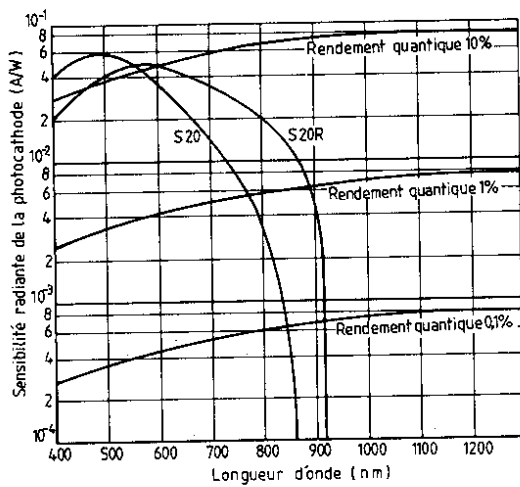


Fig. 19 Réponses spectrales typiques des photocathodes S-20 et S-20R

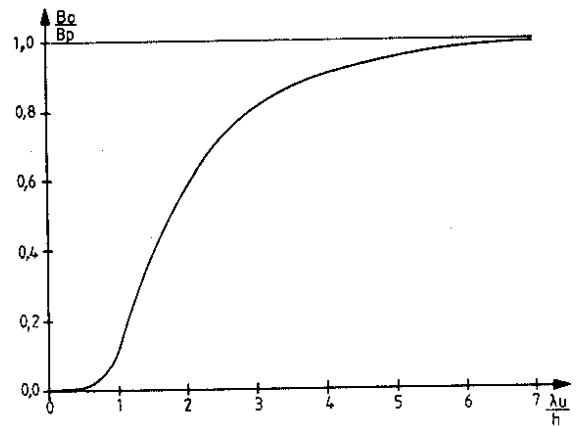


Fig. 20 Variation du champ crête sur l'axe de l'aimant, B_0 , en fonction de la géométrie des pôles

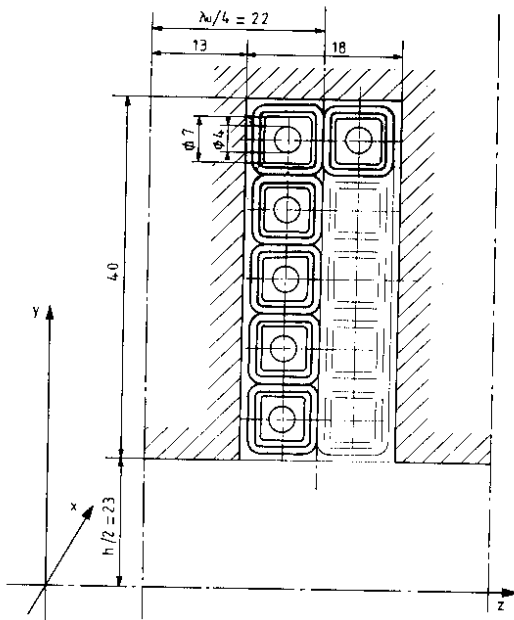


Fig. 21 Vue en coupe de deux bobines adjacentes, entre deux pôles de l'aimant (cotes en mm)

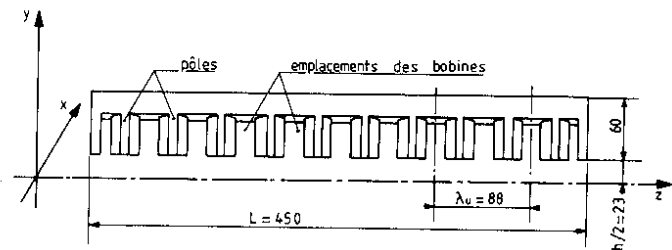


Fig. 22 Vue de profil d'une demi-culasse de l'ondulateur, et de ses dix pôles constituant cinq périodes (cotes en mm)

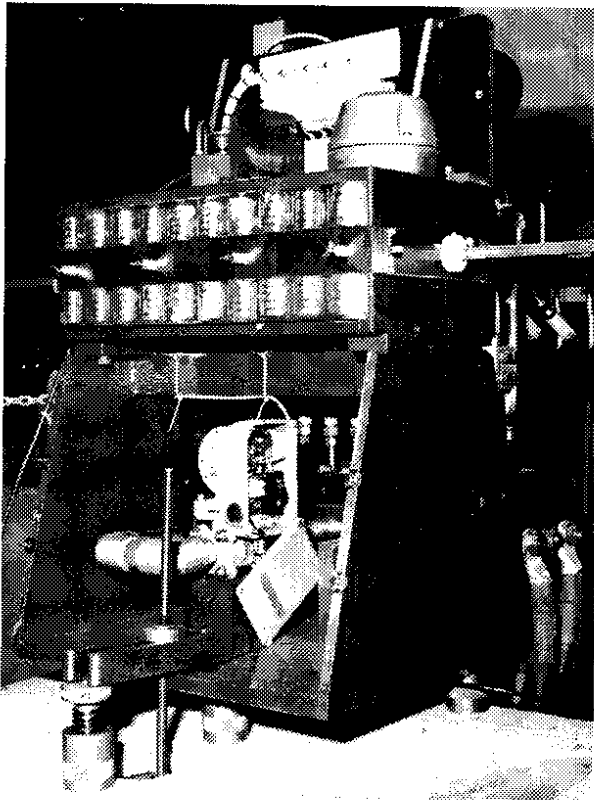


Fig. 23 Vue de l'aimant pendant les mesures magnétiques. On distingue, en bas à droite, les câbles d'alimentation, au-dessus, les conduites d'eau de refroidissement des bobines. En avant, ce sont les vingt bobines logées dans les deux demi-culasses. L'entrefer est occupé par la bobine de mesures (à droite).

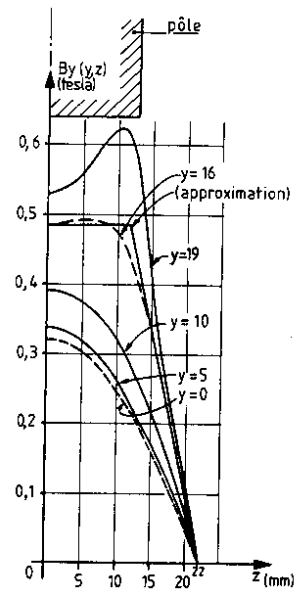


Fig. 24 Champ magnétique dans l'aimant (cotes en mm) ($\frac{1}{4}$ de période)

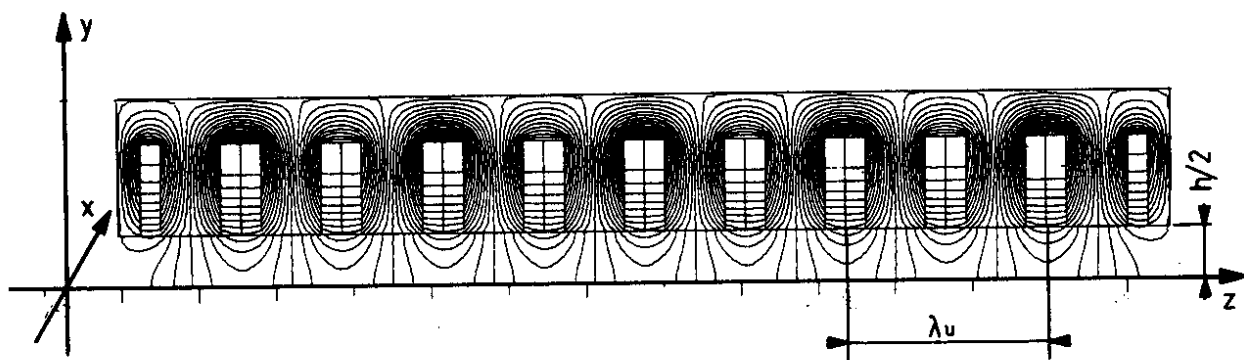


Fig. 25 Lignes de flux dans l'ondulateur

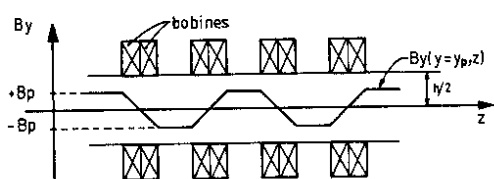


Fig. 26 Forme limite du champ $B_y(y, z)$ dans le plan $y_p = 16$ mm

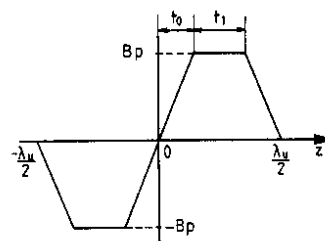


Fig. 27 Approximation trapézoïdale du champ B_y à la cote $y_p = 16$ mm

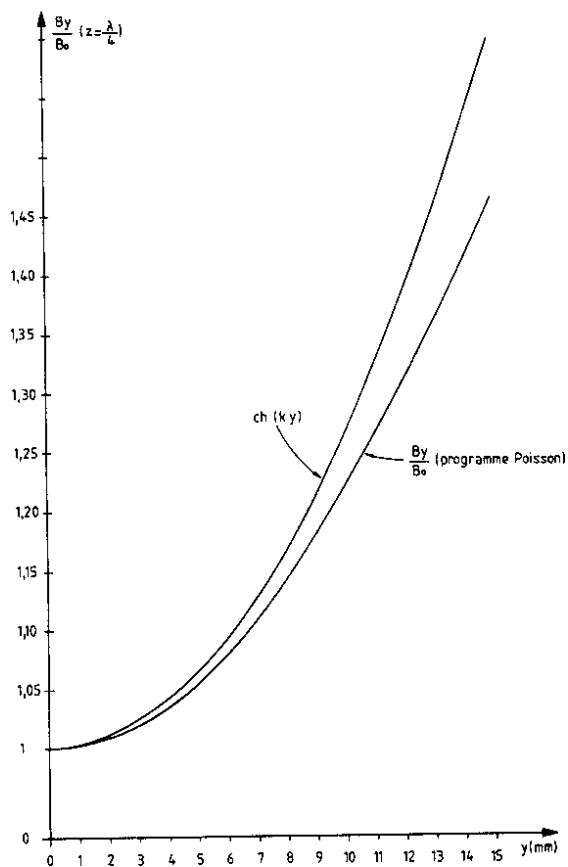


Fig. 28 Inhomogénéité du champ magnétique dans l'entrefer de l'ondulateur

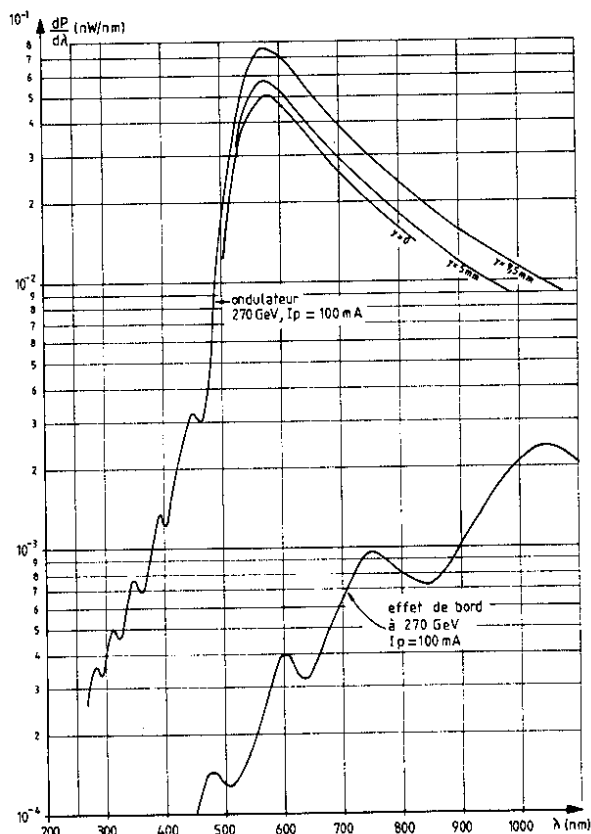


Fig. 29 Spectre du rayonnement (y = cote du faisceau de particules dans l'entrefer de l'aimant)

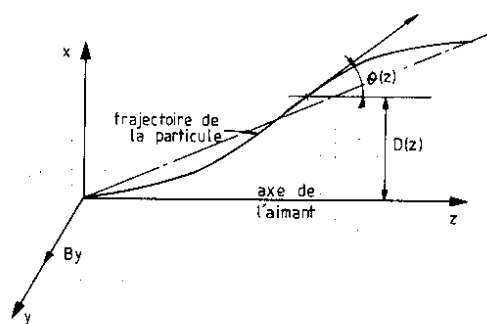


Fig. 30 Déflexion et translation de la trajectoire d'une particule dans un onduleur

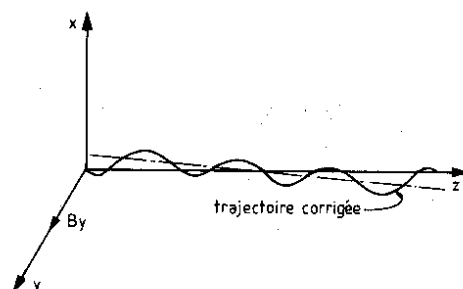


Fig. 31 Trajectoire du proton dans l'ondulateur après correction

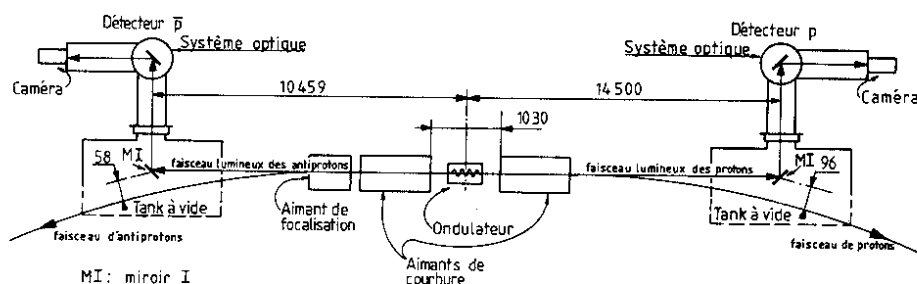


Fig. 32 Schéma d'implantation des télescopes dans l'accélérateur, et d'extraction des faisceaux lumineux (cotes en mm)

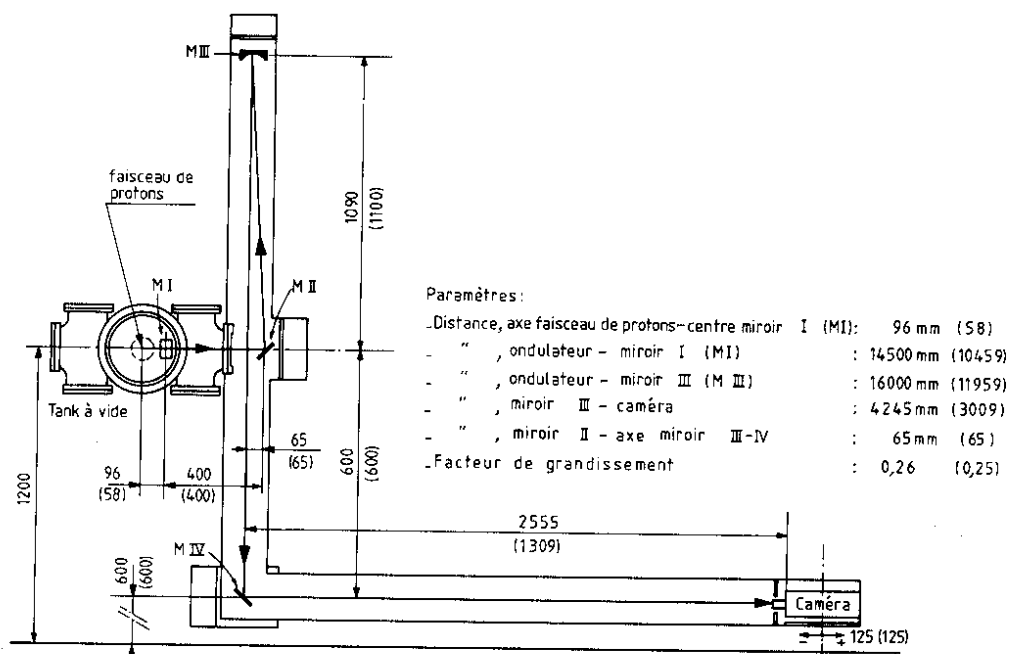


Fig. 33 Schéma des télescopes pour antiprotons (cotes entre parenthèses) et pour protons (autres cotes)

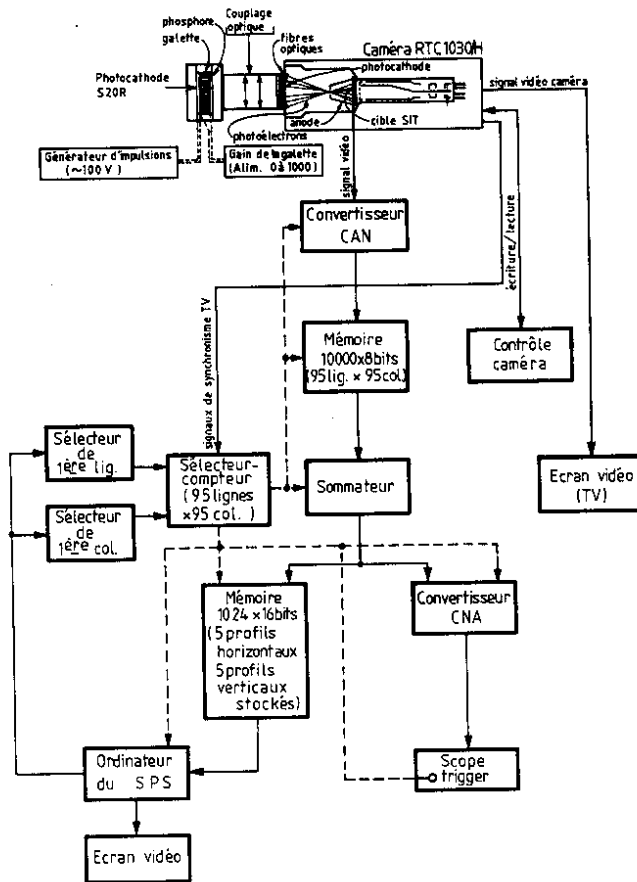


Fig. 34 Schéma de la caméra et synoptique de l'électronique de traitement du signal

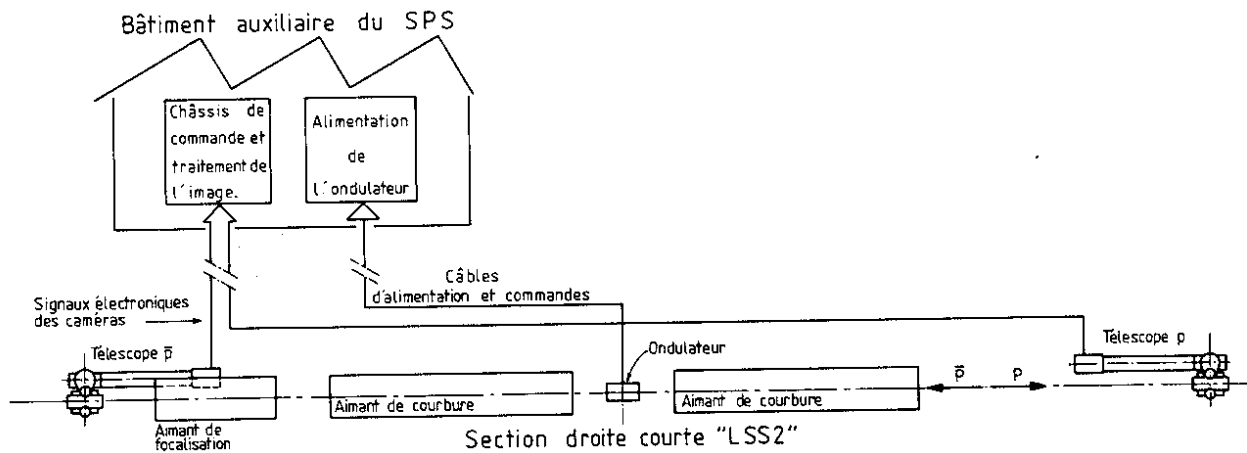


Fig. 35 Plan d'implantation des détecteurs et de l'aimant en LSS2, et schéma synoptique d'ensemble de l'installation

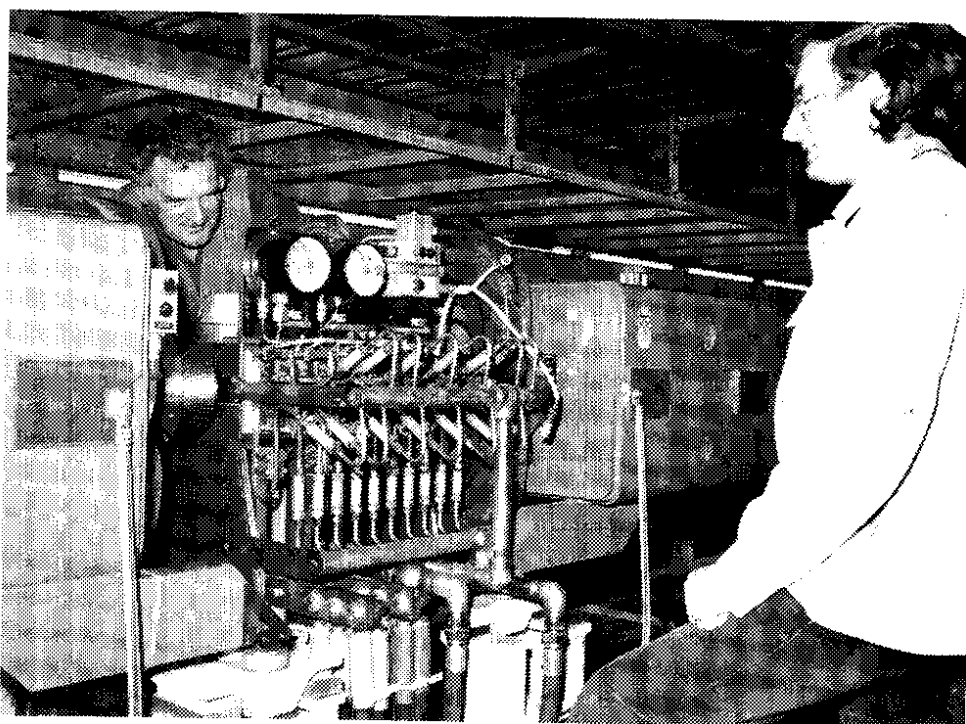


Fig. 36 L'ondulateur est disposé entre les deux aimants de courbure. En bas à gauche, les câbles d'alimentation électrique (six câbles par polarité); en bas à droite, les conduites d'eau de refroidissement. Sur l'aimant, l'instrumentation de contrôle (thermomètre, périostat, etc.).

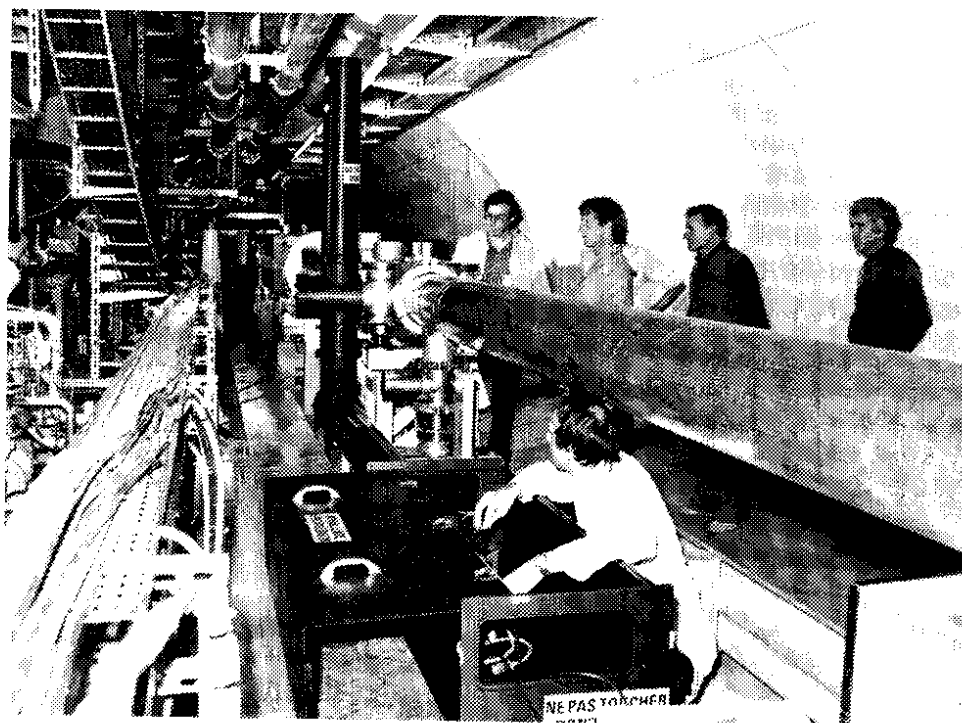


Fig. 37 Vue du télescope pour protons installé dans l'accélérateur (l'ensemble est noir mat) et du boîtier contenant la caméra et l'instrumentation de mesure (au premier plan)

CHAPITRE IV

FORMATION DE L'IMAGE

Le but de l'installation est de mesurer des profils à partir du rayonnement onduleur.

Le système optique introduit des perturbations dans l'image lumineuse, qu'il convient donc de prendre en compte et éventuellement de corriger.

L'objet de ce chapitre est donc d'apprécier les erreurs introduites par:

- Le caractère non parfaitement homogène du champ magnétique;
- Les effets de diffraction dus à l'ouverture intrinsèquement limitée du cône de rayonnement (en $1/\gamma$);
- Les effets de profondeur de champ puisque l'ondulateur constitue une source longue.

IV.1 CORRECTION DE L'INHOMOGENEITE TRANSVERSE DU CHAMP MAGNETIQUE DANS L'AIMANT

L'intérêt des approximations analytiques du champ dans l'ondulateur est de pouvoir corriger les profils lumineux par des expressions analytiques simples, donc aisément établies par le programme de gestion du système (section V.1.3).

IV.1.1 Description du problème

L'intensité du rayonnement onduleur est proportionnelle à la moyenne quadratique $\langle B^2 \rangle$ du champ magnétique. Dans le cas de notre onduleur, le champ $B_y(y,z)$ augmente sensiblement quand la position y du faisceau s'éloigne de l'axe [éq. (III.6) et figures 24 et 28].

Cette inhomogénéité du champ B_y a un double effet sur le rayonnement:

- a) L'intensité lumineuse varie en rapport avec la variation en y de $\langle B_y^2(y,z) \rangle$.
- b) La contribution d'harmoniques dans la forme de $B_y(y,z)$ se retrouve dans le spectre lumineux, qui alors se modifie quand y varie.

Le résultat est donné en figure 38, qui représente la réponse relative I/I_0 d'une photocathode du type S-20R. Ce tracé résulte de calculs numériques effectués selon les méthodes que nous avons décrites auparavant (cette représentation reste

pratiquement indépendante du courant dans l'ondulateur) et de l'approximation analytique [d'après éq. (III.6)]:

$$\frac{I}{I_0} = (\cosh k_u y)^2 . \quad (IV.1)$$

Cette figure montre que les harmoniques d'ordre supérieur du champ magnétique ont un effet nul, à cause de la bande passante relativement étroite de nos détecteurs.

Par un exemple, on a schématisé en figure 39a-c la conséquence de cette inhomogénéité de l'intensité lumineuse émise sur la qualité de l'image du profil observée lorsque le faisceau de protons est décentré verticalement de $y = +5\text{mm}$ par rapport à l'axe de l'ondulateur.

IV.1.2 Analyse des profils lumineux

Dans cette étude, on suppose gaussienne la densité des particules dans le faisceau. On définit par σ_x , σ_y , μ_x et μ_y les écarts types et les moyennes selon x et y .

Les profils horizontaux et verticaux sont obtenus à l'issue d'un traitement digital au moyen de l'électronique d'acquisition qui "effectue" les opérations suivantes:

Pour le profil horizontal:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp \frac{-(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \frac{-(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2} dy ,$$

soit

$$f(x) = \frac{1}{\sigma_x\sqrt{2\pi}} \exp \frac{-(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2} .$$

Pour le profil vertical:

$$f(y) = \exp \frac{-(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \frac{-(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2} dx ,$$

soit

$$f(y) = \frac{1}{\sigma_y\sqrt{2\pi}} \exp \frac{-(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2} ,$$

où

$$f_0(x,y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp \frac{-(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2} \exp \frac{-(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2} \quad (IV.2)$$

est la densité lumineuse totale, $f(x)$ et $f(y)$ sont les amplitudes des profils observés.

En réalité, l'inhomogénéité introduit le facteur dépendant de y , $(\cosh k_u y)^2$; ainsi:

$$f_0(x,y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp \frac{-(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2} (\cosh k_u y)^2 \exp \frac{-(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2} . \quad (IV.3)$$

a) Analyse du profil horizontal

Après intégration de (IV.3) selon y , on observe une image ayant une densité:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp \frac{-(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2} \int_{-\infty}^{+\infty} (\cosh k_u y)^2 \exp \frac{-(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2} dy ,$$

soit

$$f(x) = C(\sigma_y, \mu_y) \exp \frac{-(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2} . \quad (IV.4)$$

Donc la densité de ce profil n'est modifiée que par le facteur constant $C(\sigma_y, \mu_y)$, qu'il suffira de prendre en considération si l'on désire faire des mesures précises d'intensité. Toutefois, les caractéristiques dimensionnelles horizontales ne sont donc pas modifiées.

b) Analyse du profil vertical

Après une intégration de (IV.3), à présent selon l'axe x , on obtient une densité:

$$f(y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} (\cosh k_u y)^2 \exp \frac{-(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \frac{-(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2} dx ,$$

soit

$$f(y) = \frac{1}{\sigma_y\sqrt{2\pi}} (\cosh k_u y)^2 \exp \frac{-(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2} , \quad (IV.5)$$

schématisée en figure 39c.

Le profil vertical sera donc altéré. Une correction sera effectuée en divisant chaque ligne i du profil digitalisé (correspondant à la cote y_i) par le facteur de pondération $(\cosh k_u y_i)^2$, pour obtenir le résultat schématisé à la figure 39d.

Cette correction des profils verticaux nécessite un étalonnage précis afin d'attribuer à chaque ligne de la trame TV son équivalent géométrique de la position y du faisceau de particules circulant dans la chambre à vide.

On utilise pour ce faire des détecteurs électrostatiques qui déterminent les positions x et y du centre de gravité du faisceau avec une précision de 0,1 mm.

IV.2 DIFFRACTION ET PROFONDEUR DE CHAMP

IV.2.1 Diffraction

L'ouverture intrinsèquement limitée du rayonnement onduleur induit des phénomènes de diffraction, qui provoquent une déformation de l'image du profil d'un faisceau de particules³⁴). Nous nous proposons de formuler et de décrire cette diffraction, puis de chiffrer les déformations qui en découlent, de manière à pouvoir éventuellement corriger les dimensions du faisceau de protons mesurées au moyen du rayonnement onduleur.

Considérons la configuration donnée à la figure 40. La source S_0 est contenue dans le plan (x_0, y_0) , distant de p du plan (x, y) [décrit en coordonnées polaires par (r, ϕ)] qui contient une lentille convergente donnant l'image S' de S_0 dans le plan (x', y') [(r', ϕ') en polaires] situé à la distance p' .

Dans l'approximation des petits angles, la diffraction de Fraunhofer induite par cette configuration est décrite par:

$$F(\theta', \phi') = \frac{C}{pp'} \iint f(\theta, \phi) e^{j(\vec{k} \cdot \vec{\rho} - \omega t)} \sin \theta \, d\theta \, d\phi, \quad (IV.6)$$

où $\vec{\rho} = \vec{MM'}$

$\vec{k}$ = vecteur d'onde

C = constante

$f(\theta, \phi)$ = distribution angulaire du rayonnement émis par S_0

$F(\theta', \phi')$ = distribution angulaire de l'intensité dans l'image S' de S_0 .

Dans l'approximation de Fraunhofer,

$$\rho \approx p' - r' \theta \cos(\phi - \phi') \frac{p}{p'},$$

et la distribution d'amplitude de l'image devient, à une constante près:

$$F(\psi', \phi') = \int_{\psi=0}^{+\infty} \int_{\phi=0}^{2\pi} f(\psi, \phi) e^{-j\psi\psi' \cos(\phi - \phi')} \psi \, d\psi \, d\phi, \quad (IV.7)$$

où le facteur

$$C \frac{e^{i(kp' - \omega t)}}{\gamma^2 pp'}$$

a été négligé, puisque nous sommes intéressés par les valeurs relatives des distributions d'intensité.

Les variables sans dimension:

$$\psi = \gamma\theta = \frac{\gamma r}{p}, \quad \psi' = \frac{kr'}{\gamma} \frac{p}{p'} \quad (IV.8)$$

ont été introduites pour simplifier les formules.

Les distributions $f(\psi, \phi)$ des composantes de polarisation du rayonnement ondu-
lateur sont (pour $\psi_0 \neq 0$):

$$\begin{aligned} f_{\pi}(\psi, \phi) &= A_0 \psi^2 \frac{\sin 2\phi}{(1 + \psi^2)} \frac{1}{\psi_0} \delta(\psi - \psi_0) \\ f_{\sigma}(\psi, \phi) &= A_0 \frac{1 - \psi^2 \cos 2\phi}{(1 + \psi^2)} \frac{1}{\psi_0} \delta(\psi - \psi_0) , \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

où π et σ dénotent les polarisations respectivement orthogonale et parallèle au
plan du mouvement. Ici, A_0 est une constante dépendant des paramètres de l'ondu-
lateur et du faisceau de particules, $\theta_0 = \psi_0/\gamma$ est l'angle correspondant à la
longueur d'onde observée liée à θ_0 par la relation (II.17): la fonction δ vient
de la relation bijective entre angle et longueur d'onde du rayonnement. En intro-
duisant ces expressions dans l'équation (IV.7), on obtient par calcul la diffrac-
tion de Fraunhofer des deux composantes:

$$\begin{aligned} F_{\pi}(\psi', \phi') &= -2\pi F_{0\pi} \sin 2\phi' J_2(\psi_0 \psi') , & F_{0\pi} &= \frac{A_0 \psi_0^2}{(1 + \psi_0^2)} \\ \text{et} & & & \\ F_{\sigma}(\psi', \phi') &= 2\pi F_{0\sigma} [J_0(\psi_0 \psi') + \psi_0^2 \cos 2\phi' J_2(\psi_0 \psi')], & F_{0\sigma} &= \frac{A_0}{(1 + \psi_0^2)} \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

(où J_0 et J_2 sont les fonctions de Bessel).

Ces distributions ont été calculées pour les deux systèmes de détection ins-
tallés, qui donnent respectivement les profils des faisceaux de protons et d'anti-
protons circulant dans le SPS.

Rappelons les paramètres respectifs de l'optique de ces deux détecteurs, dont
découlent les valeurs des variables ψ_0 et ψ' des distributions F_{π} et F_{σ} (section
III.7): pour le premier, p et p' valent respectivement 16,000 m et 11,959 m, alors
que pour le second, $p = 4,245$ m et $p' = 3,009$ m (voir figures 33 et 40).

On a pris par ailleurs $E = 270$ GeV, correspondant au mode de fonctionnement
 $p\bar{p}$. L'intensité résultante sur le plan image est :

$$I(\phi', \psi', \lambda) = F_{\pi}^2(\phi', \psi', \lambda) + F_{\sigma}^2(\phi', \psi', \lambda) .$$

On l'appelle fonction d'instrumentation du système optique. Les représentations
graphiques de I , à $\lambda = 630$ nm, pour les angles $\phi' = 0$ et $\phi' = \pi/2$, sont données
en figure 41. Elle ne diffèrent pas sensiblement pour les deux détecteurs.

En lumière non monochromatique, l'intensité totale J résulte des contribu-
tions des composantes monochromatiques mutuellement incohérentes; elle est donc
la somme de ces contributions:

$$J(\phi', \psi') = \int_{\lambda} I(\phi', \psi', \lambda) d\lambda .$$

Nous avons représenté à la figure 42 la distribution sur le plan image de l'intensité totale diffractée:

$$J(\phi', \psi') = \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} I(\phi', \psi', \lambda) d\lambda$$

où le domaine d'intégration utilisé:

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} = 530 \text{ nm} \leq \lambda \leq \lambda_1 = 880 \text{ nm} ,$$

représente à peu près la bande passante des caméras détectrices. Nous avons pris une bande passante constante, ce qui augmente relativement la largeur de $J(\phi', \psi')$. Toutefois, cet élargissement reste négligeable dans les conditions de fonctionnement de l'ondulateur et les profils lumineux mesurés ne seront pas sensiblement détériorés à 270 GeV.

IV.2.2 Profondeur de champ

Le faisceau rayonnant dans l'ondulateur constitue une source lumineuse longue.

La profondeur de champ est déterminée par l'ouverture du système optique^{34,35} donc par l'ouverture intrinsèque du cône lumineux, en $1/\gamma$, dans le cas du rayonnement onduleur.

Soit L_u la longueur de la source rectiligne (c'est-à-dire la longueur de l'aimant), θ_c l'ouverture du cône lumineux (contenant la quasi-totalité du rayonnement). Soit r_f le rayon moyen de l'image étendue ($2r_f$ englobe environ 50% de l'intensité lumineuse). Un calcul géométrique permet d'écrire (fig. 43):

$$r_f \approx \frac{L_u}{4} \theta_c \times \frac{p'}{p} , \quad (\text{IV.11})$$

θ_c étant lié à la longueur d'onde observée λ par:

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} [1 + (\gamma\theta_c)^2] ,$$

d'où le rayon moyen de l'image étendue, pour un onduleur de N périodes:

$$r_f = \frac{p'}{p} \frac{N\lambda_u}{4\gamma} \sqrt{(2\gamma^2/\lambda_u) \lambda - 1} . \quad (\text{IV.12})$$

Application numérique

Avec $N = 5$, $\lambda_u = 88 \times 10^{-3}$, $\gamma = 288$, $\lambda \approx 700 \text{ nm}$, $p'/p \approx 0,25$:

$$r_f \approx 54 \text{ } \mu\text{m} .$$

Nous reviendrons sur ces résultats au chapitre V, pour les comparer aux mesures de profondeur de champ.

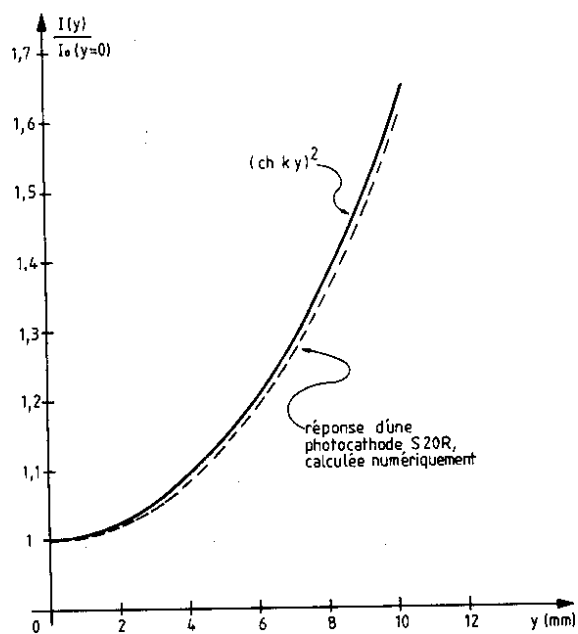


Fig. 38 Intensité relative émise dans l'entrefer de l'aimant à 270 GeV

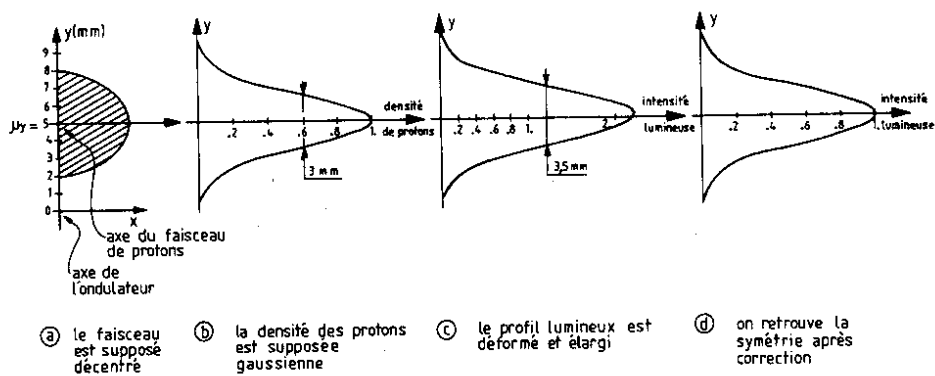


Fig. 39 Influence de l'inhomogénéité transverse du champ magnétique

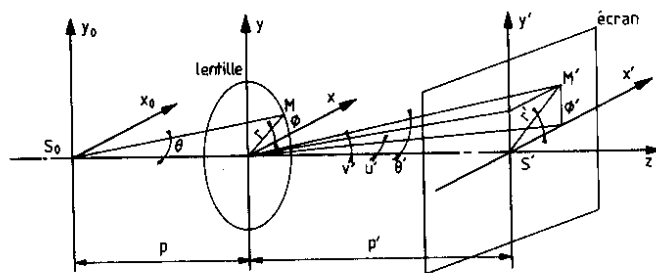


Fig. 40 Coordonnées utilisées

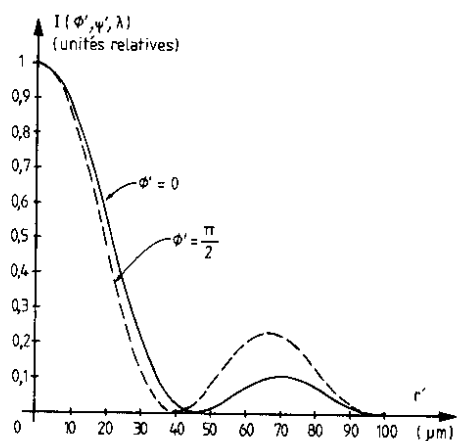


Fig. 41 Fonction d'instrumentation de l'ondulateur pour les détecteurs de protons et d'antiprotons, à 270 GeV. Longueur d'onde figurée: $\lambda = 630$ nm.

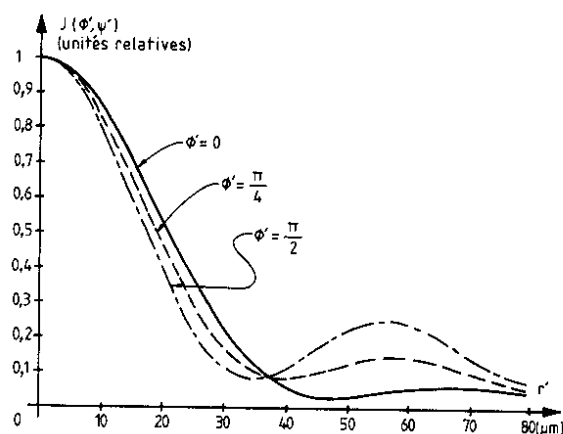


Fig. 42 Fonction d'instrumentation en lumière non monochromatique, à 270 GeV (domaine spectral figuré: $530 \leq \lambda \leq 880$ nm)

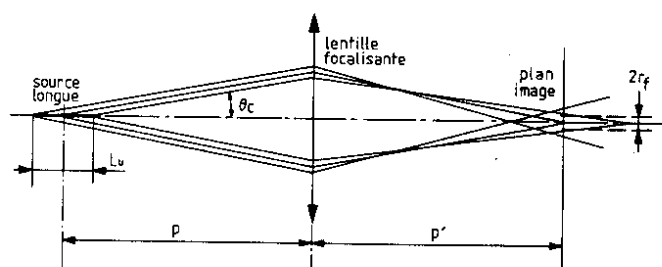


Fig. 43 Extension de l'image due à la profondeur de champ

CHAPITRE V

MISE AU POINT DE L'EXPERIENCE

Dans ce chapitre, nous décrivons les résultats des mesures magnétiques sur l'ondulateur et leur interprétation. Puis nous développons une expérience de mesure de profondeur de champ et son interprétation du point de vue du rayonnement onduleur. Ceci pour déterminer la déformation des profils lumineux. La commande de l'appareillage au moyen de l'ordinateur du SPS est décrite. Enfin nous donnons les premiers résultats expérimentaux concernant le rayonnement lumineux émis dans l'ondulateur, en vérifiant en particulier les principes théoriques développés au chapitre III.

V.1 TRAVAUX PRELIMINAIRES

V.1.1 Essais et mesures magnétiques, et analyse

a) Les essais

Sa construction achevée, l'aimant a subi une série d'essais de fonctionnement relatifs à:

- L'isolation électrique: supérieure à 20000 M Ω à 2,5 kV,
- La pression dans le circuit de refroidissement,
- La tenue en température,
- Les sécurités: bilames, manomètre, thermomètre et débit-mètre,
- L'évolution de la température en fonctionnement (fig. 44),
- La variation de pression d'eau en fonction du débit (fig. 45).

b) Mesures magnétiques

Ces mesures ont été réalisées en deux temps: d'une part une série de mesures point par point du champ dans l'entrefer au moyen de sondes à effet Hall; d'autre part, une série de mesures intégrales au moyen d'une bobine longue. La première série est destinée au tracé des cartes de champ magnétique et au calcul de la densité spectrale d'énergie du rayonnement; la deuxième série est destinée à évaluer précisément les intégrales du champ dans l'aimant, de façon à calculer les perturbations d'orbite afférentes.

1^{re} partie: les mesures avec sondes de Hall

Celles-ci ont été réalisées au moyen d'un ensemble comprenant:

Un ordinateur Hewlett-Packard 21MX contenant un programme de contrôle interactif initialisé au moyen des paramètres de mesure;

Un banc mécanique géré par cet ordinateur et pilotant une tête de mesure comportant trois sondes à effet Hall mesurant les trois composantes B_x , B_y et B_z du champ magnétique.

La synopsis de l'ensemble est donnée en figure 46. Un schéma de la tête de mesure est donné à la figure 47. Les cotes x, y et z utilisées sont données sur les figures 47 et 48.

Les mesures sont effectuées en déplaçant la sonde parallèlement à l'axe principal de l'aimant (Oz) sur une distance de 660 mm avec un pas de 4 mm et une précision de $\pm 0,1$ mm sur la position; ceci représente un échantillonnage correct pour une sinusoïde de période 88 mm. Les déplacements verticaux (parallèlement à l'axe y) ont un pas de 3 mm sur une distance de -12 mm à +12 mm. L'entrefer est parcouru de -60 à +60 mm parallèlement à l'axe Ox, avec un pas de 10 mm. La précision sur la valeur du champ est de $\pm 0,1$ mT.

Ces mesures constituent donc une matrice de données (stockée sur bandes magnétiques) de dimensions $166 \times 9 \times 7$. Elles sont résumées dans les figures suivantes, que nous commentons succinctement:

Figure 48: forme du champ B_y sur l'axe principal de l'aimant et sur l'axe le plus proche des pôles, pour un courant de 2000 A.

Figure 49: évolution de B_y suivant y pour différents courants (pour mémoire, on a figuré l'approximation analytique).

La figure 50 montre que B_y est constant dans les plans $x = \text{constante}$, ce qui met en évidence que $B_x = 0$, conformément aux hypothèses de la section III.4.

Figure 51: variation de la valeur crête du champ sur l'axe principal (prise à la cote médiane $z = 308$ mm, fig. 48) en fonction du courant dans l'aimant.

2^e partie: les mesures intégrales

(mesures de $\int_0^L B_y dz$ et $\int_0^L B_x dz$)

Elles ont été réalisées au moyen d'une bobine longue et d'un voltmètre intégrateur (fig. 52). La bobine a une longueur $L \approx 1,3$ m et traverse l'aimant parallèlement à l'axe z.

Le voltmètre intègre la tension U induite aux bornes de la bobine qu'on fait tourner de 180° dans le champ de l'aimant, dans un intervalle de temps T quelconque. Soit:

$$S = \ell \times L$$

la surface effective de la bobine; alors, après un demi-tour de la bobine autour de son axe longitudinal:

$$\int_0^T u \, dt = 2 \iint_S B \, ds = 2BS ,$$

soit

$$\int_0^L B \, dz = \frac{\int_0^T u \, dt}{2n\ell}$$

l'étalonnage en laboratoire a donné:

$$2n\ell = 4,19922 \, \text{m}$$

d'où le résultat de la mesure:

$$\int_0^L B \, dz = 0,23814 \int_0^T u \, dt \quad (B = B_x \text{ ou } B_y)$$

en G·m pour $u \, dt$ en $10^{-4} \, \text{V}\cdot\text{s}$. La précision sur cette mesure intégrale est de $5 \times 10^{-5} \, \text{T}\cdot\text{m}$.

La figure 53 donne le résultat de ces mesures, sur différents axes parallèles à l'axe z de l'aimant, et à 2000 A. Les coordonnées sont celles indiquées sur les figures 47 et 48.

La figure 54 donne les résultats des mêmes mesures pour le champ rémanent de 2100 A.

D'autres mesures ont été réalisées à des valeurs intermédiaires du courant, dont les résultats sont compris entre ces deux extrêmes²⁹⁾. Ils ne figurent pas ici, afin de ne pas alourdir le document.

La figure 55 montre l'évolution de $\int B_y \, dz$ sur l'axe de symétrie de l'aimant ($x = 0, y = 0$), en fonction du courant d'alimentation.

La figure 56 schématise l'orientation des champs dipolaires globaux résultant des asymétries de l'aimant. Le champ Nord-Sud (N_x-S_x) est dû principalement à la boucle apparente des bobines (à droite sur la figure).

c) Interprétation des mesures magnétiques

Ces mesures font apparaître un champ magnétique en très bonne concordance avec les résultats numériques du programme POISSON, et donc avec les approximations analytiques.

L'inhomogénéité transverse du champ mise en évidence par ces mesures est comparée, en figure 49, aux résultats théoriques de la section III.4.2.

Le rayonnement induit par le champ mesuré a été calculé au moyen du programme WIGGLE. La courbe de réponse d'une photocathode S-20R en fonction du courant d'alimentation de l'aimant est donnée en figure 57. L'inhomogénéité du rayonnement suivant la position y du faisceau dans l'entrefer est mise en évidence par la figure 58 qui montre la très bonne concordance avec une loi en $(\cosh k_u y)^2$, corroborant ainsi la méthode de correction des profils décrite en section IV.1.1. Ces résultats sont récapitulés dans le tableau suivant, à comparer au tableau 2 (p. 31).

Tableau 3

Réponse d'une photocathode
au rayonnement onduleur d'un faisceau de protons de 100 mA, à 270 GeV
(2100 A dans l'onduleur)

Cote y du faisceau dans l'entrefer (mm)	Réponses des photocathodes en nA		Valeur relative (pour la S-20R)
	S-20	S-20R	
0	0,285	0,313	80
5	0,325	0,357	91.5
10	0,460	0,505	129.5
Effet de bord	$0,28 \times 10^{-2}$	$0,39 \times 10^{-2}$	1

Les mesures intégrales (figs. 53 et 54) montrent que les critères de stabilité longitudinale et transversale de l'orbite des faisceaux sont respectés. La déflexion angulaire $\theta(z)$ et la translation de la trajectoire $D(z)$ dans l'aimant peuvent être calculées numériquement à partir de ces mesures. D'après les résultats qui précèdent $\theta(z)$ sera inférieur à 64 μ rad (correspondant à $|\int_{Z=0}^{L_u} B \, d\ell| < 10^{-3} \text{ T}\cdot\text{m}$); par ailleurs $D(z)$ peut être estimé à sa valeur théorique [éq. (III.14)] puisque le champ mesuré est pratiquement sinusoïdal.

V.1.2 Mesures de profondeur de champ

Ces mesures sont destinées à évaluer la déformation du profil d'un faisceau de protons ou d'antiprotons. Nous les comparerons aux résultats théoriques obtenus à la section IV.2.2.

Le montage réalisé en laboratoire et dont la géométrie est donnée à la figure 59 reproduit les conditions du détecteur de profil des antiprotons.

La "source longue" est constituée par un tube de plexiglas dépoli de diamètre 4 mm et de longueur $2d_0$ variable, dont le bout côté miroir a été noirci de façon à éviter des problèmes de saturation de la caméra, et qui est éclairé par un ensemble de lampes éloignées.

Les mesures ont été faites pour l'ouverture du diaphragme correspondant au diamètre du cône lumineux en $1/\gamma$ du rayonnement onduleur, au niveau du miroir focalisant du détecteur d'antiprotons, à 270 GeV:

$$\phi = \frac{p}{\gamma} \approx \frac{12000}{288} \approx 41,5 \text{ mm}.$$

La ligne TV passant par un diamètre de la face avant (noire) du tube est visualisée sur un oscilloscope, et l'on mesure ainsi directement sur ces photos l'élargissement à mi-hauteur de l'image du disque noir (figs. 60 à 64). L'échelle des temps correspond à 245 $\mu\text{m}/\mu\text{s}$. Le grandissement de l'optique p/p' est indiqué pour chaque mesure.

a) 1^{re} mesure

On vérifie que le diamètre de l'image de la face avant du tube est identique au diamètre réel, soit 4 mm ($\pm 0,01$).

Ce diamètre correspond à la distance entre les deux pics de la figure 63. Dans cette mesure, p/p' vaut 3,87. On obtient pour le diamètre du tube:

$$4,3 \mu\text{s} \times 0,245 \text{ mm}/\mu\text{s} \times 3,87 = 4,08 \text{ mm}$$

soit, à 2% près, le diamètre réel.

b) 2^e mesure

Dans les trois cas qui suivent, on mesure l'élargissement de l'image à mi-hauteur pour différentes longueurs $2d_0$ du tube éclairé. Les résultats sont consignés dans le tableau 4, où Δt et d sont les diamètres d'image respectivement en microsecondes et millimètres.

Tableau 4

Résultats des mesures de profondeur de champ

	$2d_0$ (mm)	p (mm)	p' (mm)	p/p'	ϕ (mm)	Δt (μs)	$d = 0,245 \Delta t$ (mm)	Elargissement $d - 4$ (mm)	Erreur (%)
1 ^{er} cas	1000	11749	3024	3,88	41,5	5,1	4,96	0,96	20
2 ^e cas	500	11959	3009	3,97	41,5	4,8	4,67	0,67	29
3 ^e cas	62	11959	3009	3,97	41,5	4,3	4,19	0,19	11

Ces valeurs ont été reportées en figure 65. La droite recouvrant ces points de mesure a pour équation:

$$\delta = 2d_0 \times 0,011 \quad (\text{en mm pour } 2d_0 \text{ en mm}).$$

Dans le cas particulier du rayonnement dans l'ondulateur du SPS, pour lequel $2d_0 = 450$ mm, on obtient un élargissement des profils du faisceau de $\delta = 0,5$ mm. Toutefois, ces mesures ont été réalisées en éclairant uniformément le diaphragme, ce qui tend à mésestimer la profondeur du champ par rapport au rayonnement ondulateur, pour lequel le rayonnement décroît (en gaussienne approximativement, voir section II.4) du centre vers les bords du cône lumineux. On pourrait donc considérer que l'ouverture effective de nos mesures est deux fois trop grande (en considérant la gaussienne de largeur 2σ comme une ouverture uniformément éclairée de même largeur). Ceci donnerait donc, en réalité, une valeur "corrigée" de l'élargissement à mi-hauteur des profils:

$$\delta_c = 0,25 \text{ mm} .$$

Comparons cette mesure aux résultats théoriques de la section IV.2.2:

L'élargissement moyen est donné par l'équation (IV.12):

$$\delta_c = 2r_f = \frac{p'}{p} \frac{N\lambda_u}{2\gamma} \sqrt{(2\gamma^2\lambda/\lambda_u) - 1} .$$

La bande passante de la photocathode (type S-20R) s'étend jusqu'à 700 nm à 50% de réponse environ, longueur d'onde que nous utiliserons, puisque l'image est détériorée par les longueurs d'ondes élevées. Les conditions des mesures sont donc, à $E = 270$ GeV, $\lambda_u = 88$ mm, $N = 5$ périodes, $p'/p \approx 0,25$, d'où

$$\delta_c = 0,11 \text{ mm} ,$$

comparable à la valeur δ_c mesurée. Il est à noter toutefois que ce résultat théorique est obtenu en lumière monochromatique alors que les mesures sont effectuées en lumière blanche (avec une photocathode type S-20R), ce qui aura tendance à détériorer la profondeur de champ [λ augmentant dans l'équation (IV.12)].

Par ailleurs, ces mesures ne font pas de distinction entre la profondeur de champ et les effets d'étalement de l'image dus d'une part à la bande passante de l'électronique des caméras (~ 12 MHz, correspondant à une résolution spatiale d'environ $15 \mu\text{m}$), d'autre part aux effets de "blooming" (cf. annexe B). Ces élargissements restent faibles devant l'effet de profondeur de champ tel que nous l'avons mesuré. Toutefois, des mesures de fonction de transfert des caméras doivent être envisagées pour évaluer plus précisément ces caractéristiques.

V.1.3 La gestion du système

Comme nous l'avons vu au chapitre III, le système de mesures de profil par rayonnement ondulateur comporte un ensemble de commande pour chaque caméra, et une alimentation pour l'aimant ondulateur.

Ces trois unités sont commandées à distance, depuis la salle de contrôle, par l'intermédiaire de l'ordinateur du SPS. Ceci a nécessité la réalisation d'un programme (en langage interprétatif), dont la synopsis est donnée en figure 66.

V.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE RAYONNEMENT ONDULATEUR DES PROTONS

Comme nous l'avons vu auparavant, cet appareillage est destiné au contrôle du faisceau pendant le stockage protons-antiprotons à 270 GeV. L'instrumentation opto-électronique délivre donc pour cela les profils horizontaux et verticaux soit à l'oscilloscope (fig. 67), soit sur les écrans de la salle de contrôle du SPS (fig. 68).

Des mesures préliminaires sur le rayonnement onduleur ont été effectuées de façon à vérifier certains des paramètres et caractéristiques envisagés auparavant. Parmi ceux-ci on trouve: la stabilité de l'orbite, l'évolution de la puissance lumineuse rayonnée selon le courant d'alimentation de l'aimant, le gain en puissance par rapport à l'effet de bord, des mesures spectrales du rayonnement émis, et enfin, l'inhomogénéité transverse (selon la position verticale du faisceau dans l'entrefer) de l'émission lumineuse.

V.2.1 Stabilité de l'orbite

La position de l'orbite a été mesurée, au moyen de détecteurs électrostatiques, pendant les phases transitoires de mise en marche et d'arrêt, et pour différentes intensités d'alimentation de l'aimant. Aucune perturbation n'est perceptible (la précision des détecteurs est de 0,1 mm) ce qui confirme les estimations des sections III.6 et V.1.1.

V.2.2 Puissance rayonnée selon le courant d'alimentation de l'aimant. Polarisation du rayonnement

Cette mesure est destinée à évaluer le gain de puissance obtenu avec l'onduleur, par rapport à l'émission lumineuse par effet de bord, ainsi que la polarisation de la lumière émise, à 270 GeV et pour divers courants d'alimentation de l'aimant. (Les valeurs correspondantes du champ magnétique peuvent être trouvées au paragraphe V.1.1.)

Ces mesures ont été effectuées dans un premier temps sans filtre monochromatique (la bande passante est donc celle de la photocathode S-20R), ensuite avec un filtre monochromatique de 550 nm (de largeur à mi-hauteur 40 nm), et enfin avec un filtre polariseur ne laissant passer que le rayonnement dont la polarisation est parallèle au plan du mouvement des particules dans l'aimant. Les résultats sont donnés à la figure 69. Pendant ces mesures, le déplacement du faisceau de protons

n'a pas excédé $\pm 0,5$ mm; son diamètre à 2σ était d'environ 1,5 mm, et sa position moyenne à -2 mm de l'axe de l'ondulateur; nous négligerons donc les effets du caractère non homogène du champ magnétique B_y dans l'aimant. Ces mesures sont relatives et ont été normalisées par rapport à la courbe de réponse théorique de la photocathode S-20R, pour un faisceau rayonnant sur l'axe principal ($y = 0$) de l'ondulateur (voir figure 57).

a) Mesure sans filtre

Cette mesure a été normalisée à 1800 A par rapport à la courbe théorique. On constate donc qu'elle donne un résultat en concordance avec les prévisions.

b) Mesure avec un filtre monochromatique (550 nm)

La courbe obtenue est parallèle à la précédente. Ceci correspond au fait que la densité spectrale d'énergie $dP/d\nu$ (fig. 16b) est proportionnelle à $\langle B_y^2 \rangle$ [éq. (II.24) et (II.28)]; donc les courbes de ces deux premières mesures doivent varier de la même façon selon le courant d'alimentation de l'aimant.

Le rapport entre les deux mesures (a) et (b) est de 0,22 à partir d'environ 1400 A dans l'aimant, ce qui est en bon accord avec la valeur de 0,25 calculée théoriquement; en deçà de 1400 A, ce rapport décroît régulièrement, ce qui n'est pas significatif et s'explique principalement par l'imprécision liée à la détérioration du rapport signal/bruit.

c) Mesure avec filtre polariseur

Nous avons mesuré l'intégrale, sur la bande passante de la S-20R, de la composante parallèle du rayonnement, $dP_{\parallel}/d\nu$ [éq. (II.26)]. Cette courbe présente une atténuation constante, d'environ 20%, quel que soit le courant d'alimentation de l'aimant. Ceci correspond à l'atténuation du filtre lui-même. Cette mesure montre en particulier que la composante orthogonale du rayonnement, $dP_{\perp}/d\nu$, est négligeable à 270 GeV, dans le domaine spectral que nous explorons; ceci est en accord avec les résultats de la section II.4 (fig. 16b).

V.2.3 Gain par rapport à l'effet de bord

Les courbes précédentes (fig. 69) montrent un rapport d'environ 70 entre la puissance du rayonnement ondulateur à 1800 A et la puissance du rayonnement par effet de bord. C'est la valeur que l'on prévoyait. L'appareillage pourra donc être utilisé à la mesure de profils aux intensités prévues pour le stockage protons-antiprotons.

V.2.4 Mesures spectrales du rayonnement

L'accès dans l'accélérateur étant limité, nous n'avons pas pu procéder à des mesures de spectre point par point, à énergie fixe, au moyen de filtres monochromatiques. Nous avons donc choisi de mesurer la densité spectrale d'énergie

indirectement, en relevant la réponse de la S-20R en fonction de l'énergie des particules, avec un filtre monochromatique à 550 nm. Considérons en effet la figure 16b. Le rayonnement présente un maximum à la longueur d'onde $\lambda_0 = c/v_0 = \lambda_u / 2\gamma^2$. A 280 GeV, on a $\lambda_0 \approx 550$ nm, donc dans la bande passante du filtre utilisé. Aux énergies plus faibles, λ_0 augmente et la bande passante du filtre se trouve reportée dans la partie "hautes fréquences" du spectre de la figure 16b. Aux énergies plus hautes, c'est l'inverse qui a lieu. Dans ces deux derniers cas le rayonnement mesuré sera donc relativement plus faible qu'à 280 GeV (en tenant compte toutefois de la variation en γ^2 de la puissance rayonnée). Si l'énergie des particules augmente encore, on verra apparaître le rayonnement par effet de bord, dont la puissance devient comparable à celle du rayonnement onduleur. C'est ce que mettent en évidence les mesures schématisées en figure 70.

V.2.5 Mesure de l'inhomogénéité transverse du rayonnement

Nous voulons ici mesurer la puissance lumineuse émise par le faisceau de particules en fonction de sa position verticale y dans l'entrefer de l'aimant. Le faisceau a été déplacé entre 0 et environ +10 mm. Son diamètre à 2σ est d'environ 1,5 mm. Les résultats expérimentaux sont donnés en figure 71, où ils sont comparés à la courbe théorique correspondant à un faisceau de particules filiforme.

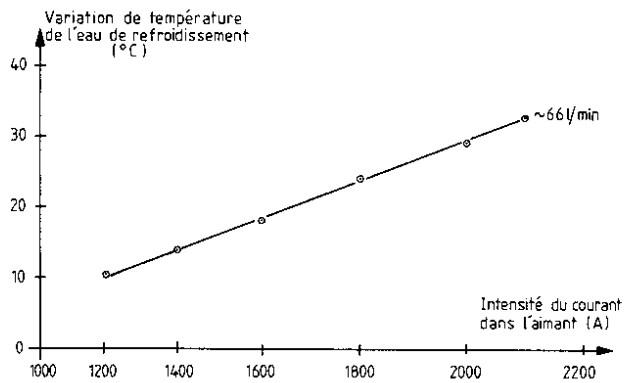


Fig. 44 Variation de température de l'aimant

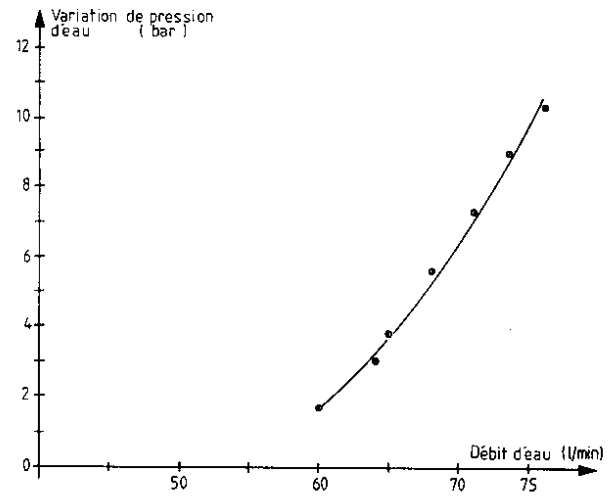


Fig. 45 Variation de pression d'eau de refroidissement

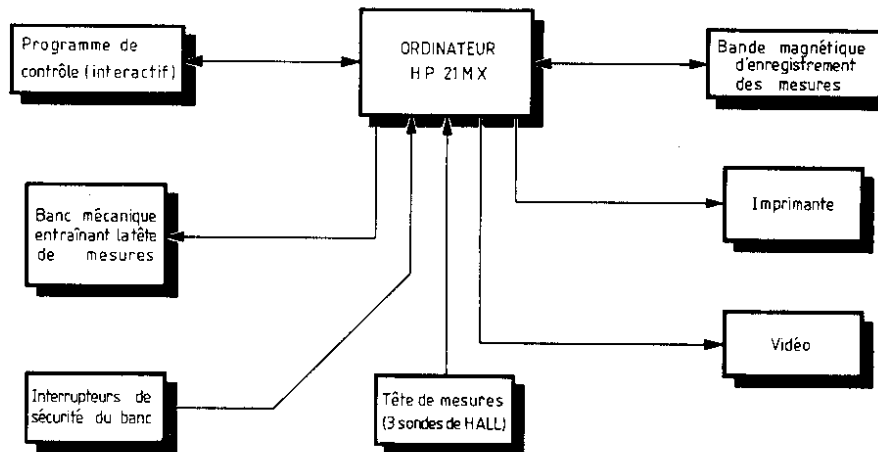


Fig. 46 Schéma synoptique de l'ensemble de mesures par sondes de Hall

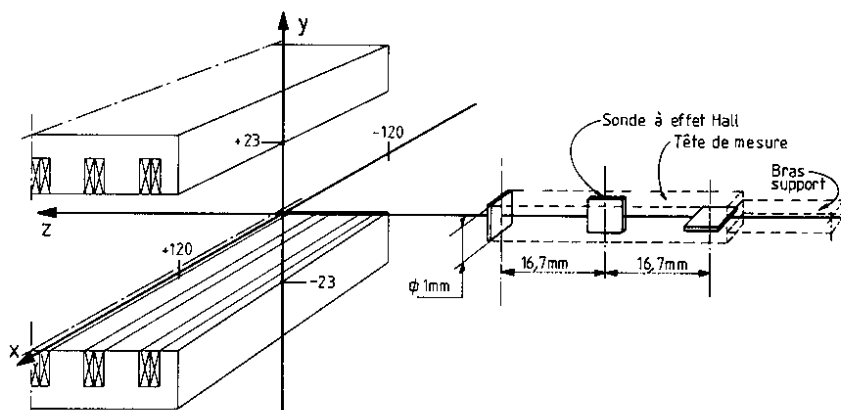


Fig. 47 Schéma de principe de la tête de mesures à trois sondes de Hall et coordonnées utilisées

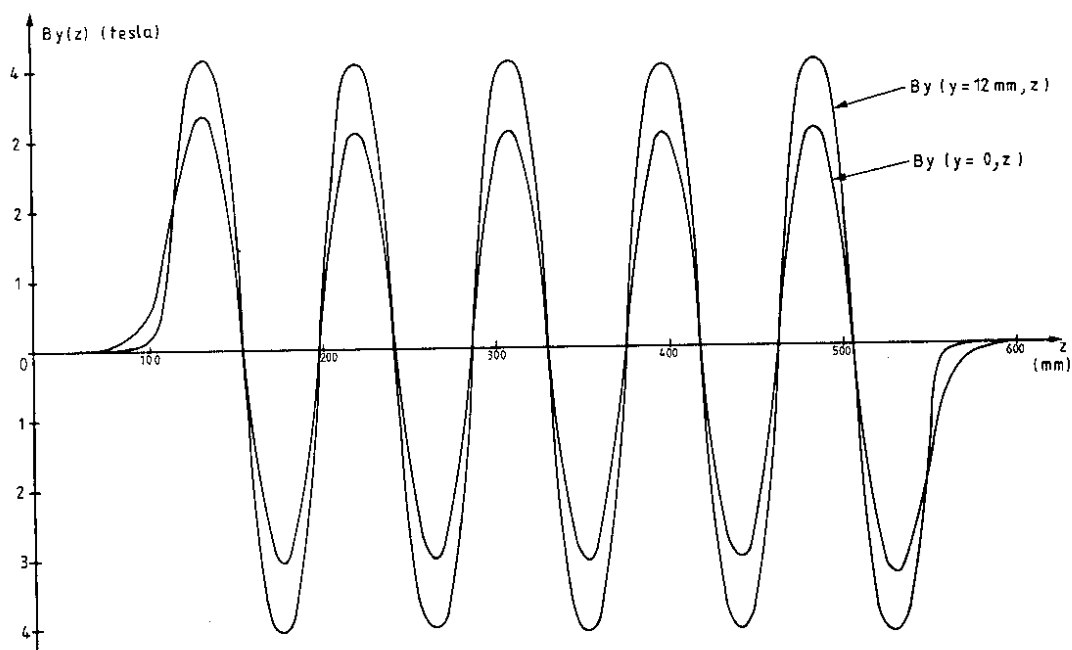


Fig. 48 Champ $B_y(z)$ dans l'aimant à 2000 A

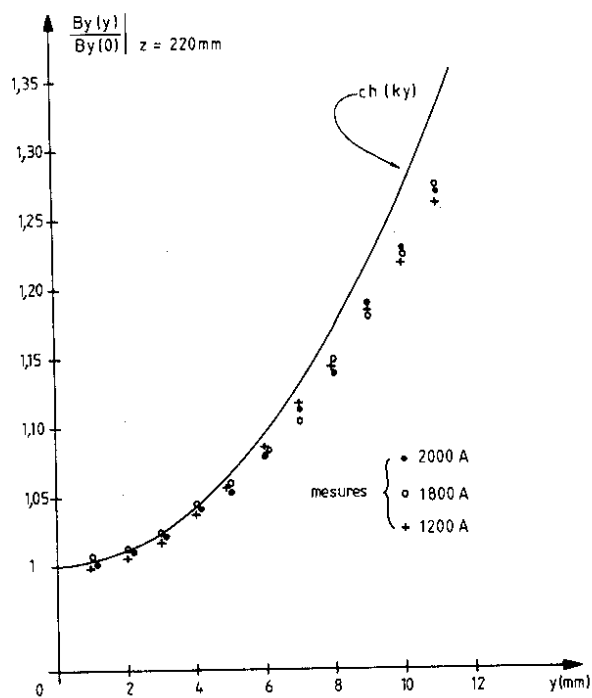


Fig. 49 Inhomogénéité transverse de $B_y(y)$ à 1200, 1800 et 2000 A

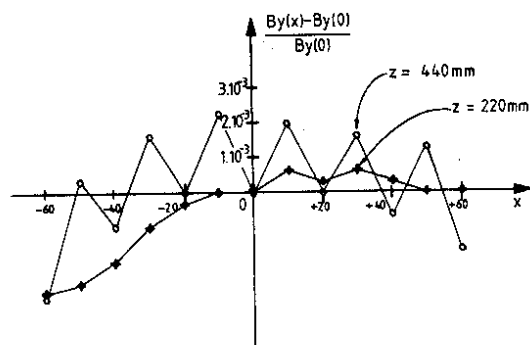


Fig. 50 Variations transversales de $B_y(x)$ à 2000 A

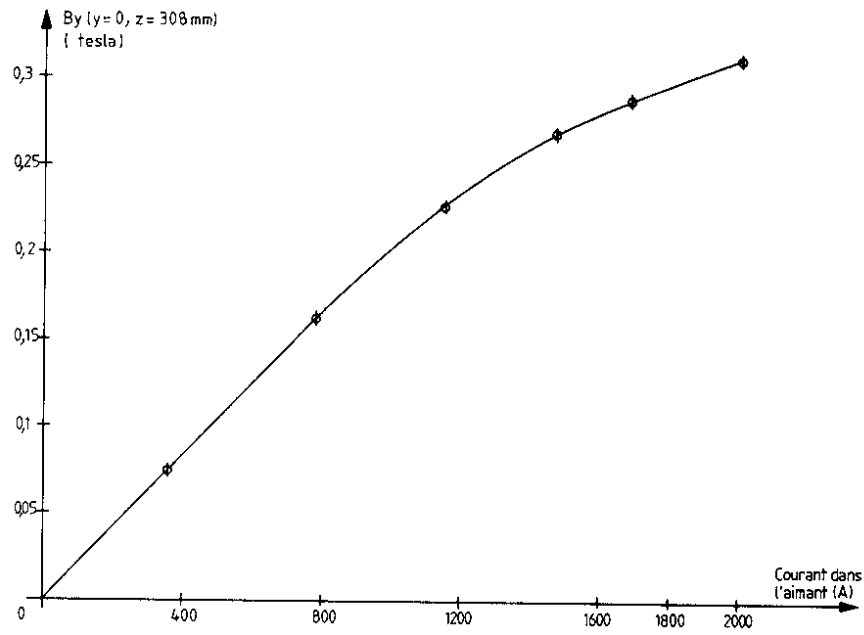


Fig. 51 Amplitude crête du champ sinusoïdal $B_y(z)$ sur l'axe de l'aimant ($y = 0$), en fonction de l'intensité du courant dans l'aimant

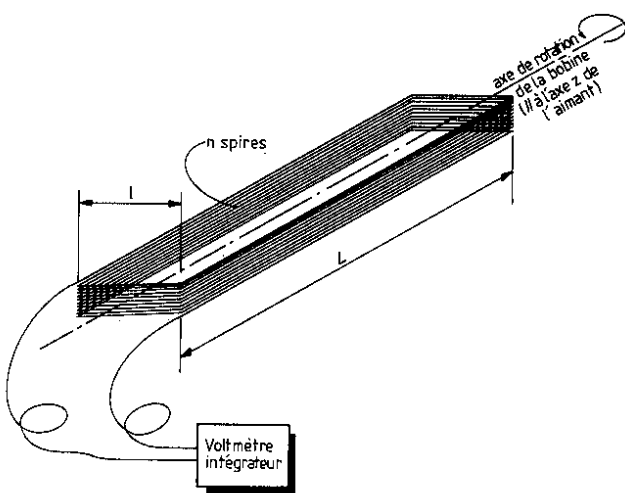


Fig. 52 Schéma de la bobine de mesure

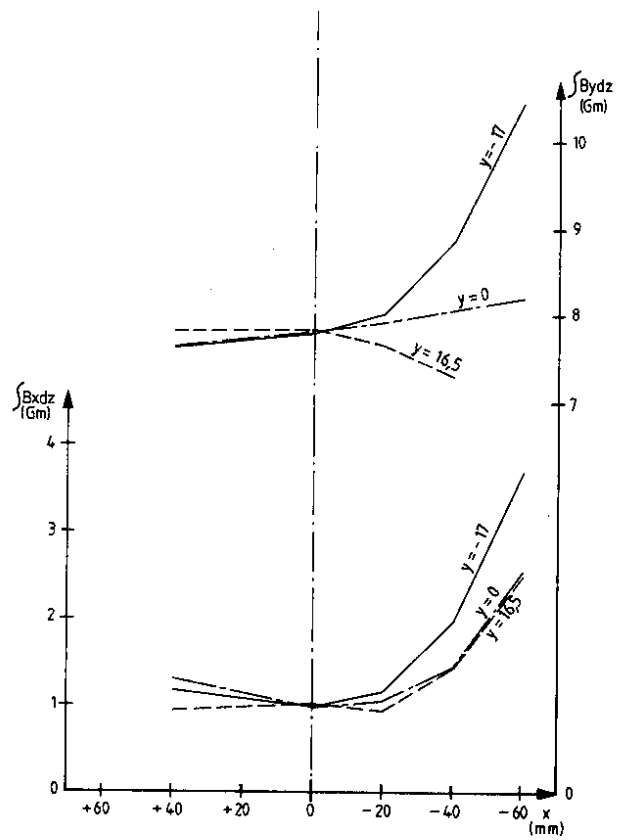


Fig. 53 Mesures intégrales à 2000 A (cotes en mm)

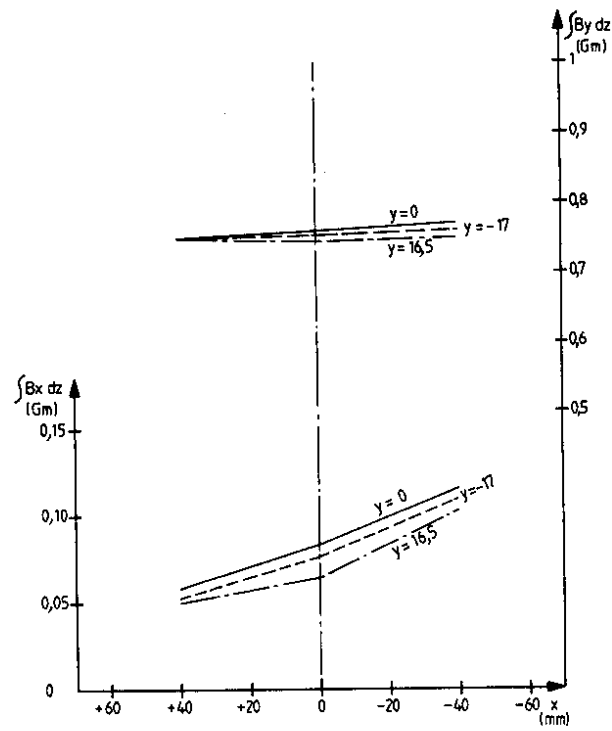


Fig. 54 Mesures intégrales à la rémanence (de 2100 A) (cotes en mm)

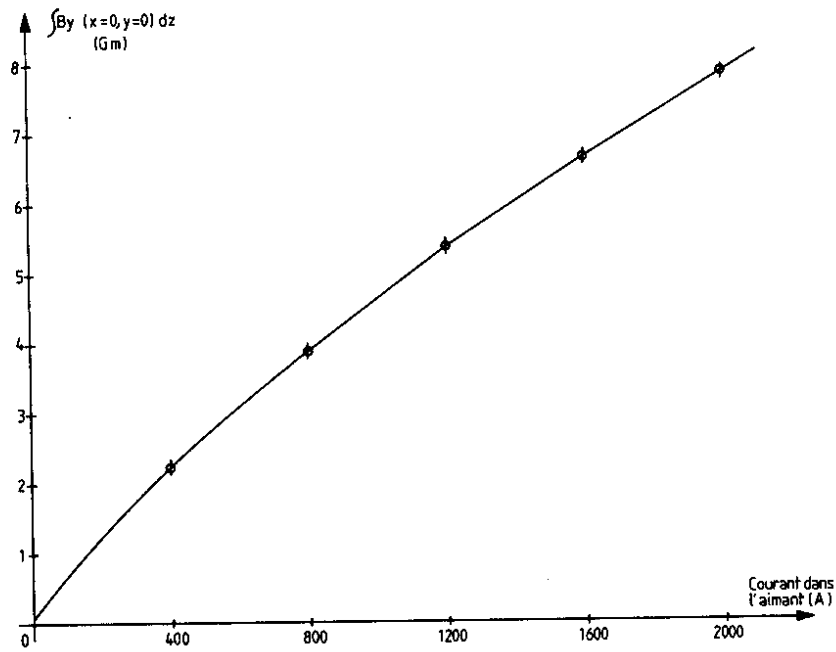


Fig. 55 Intégrale du champ B_y en fonction du courant dans l'aimant

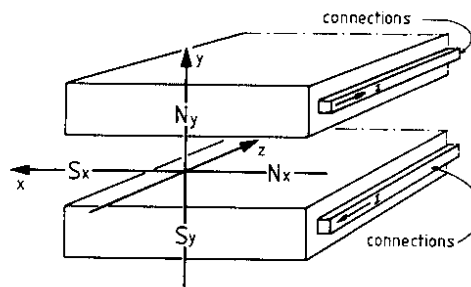


Fig. 56 Polarités magnétiques moyennes (le faisceau de protons circule dans le sens $z > 0$, le faisceau d'antiprotons dans le sens $z < 0$)

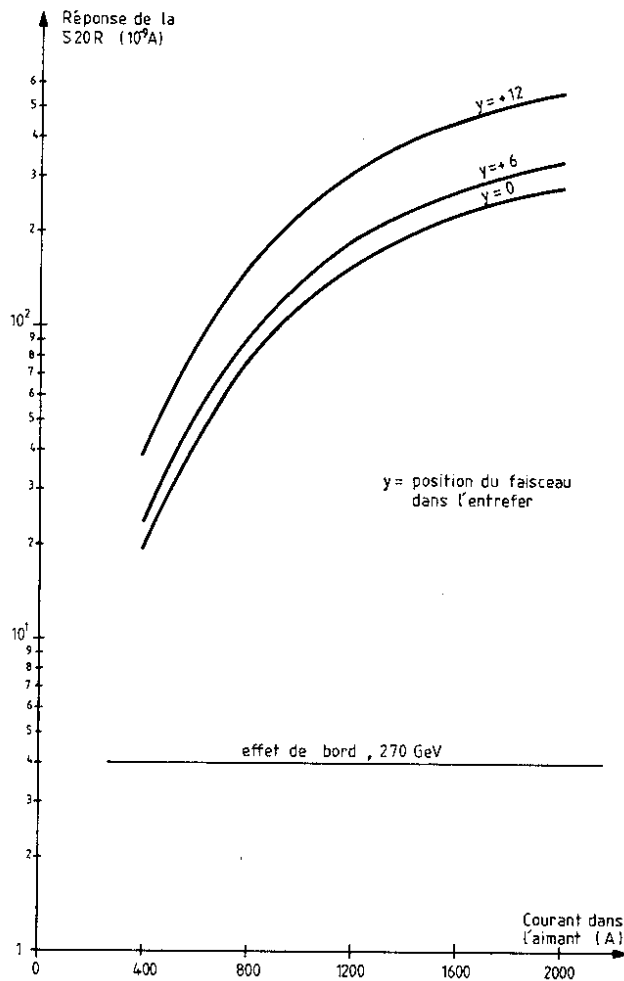


Fig. 57 Réponse d'une photocathode S-20R en fonction du courant d'alimentation de l'ondulateur (cotes en mm)

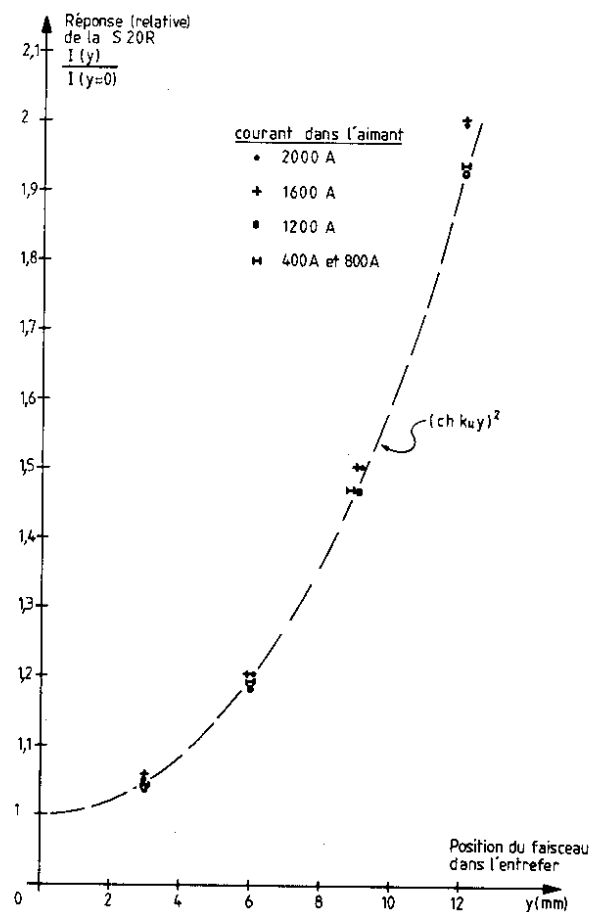


Fig. 58 Inhomogénéité du rayonnement dans l'ondulateur; la réponse de la S-20R a été calculée numériquement pour divers courants d'alimentation de l'ondulateur.

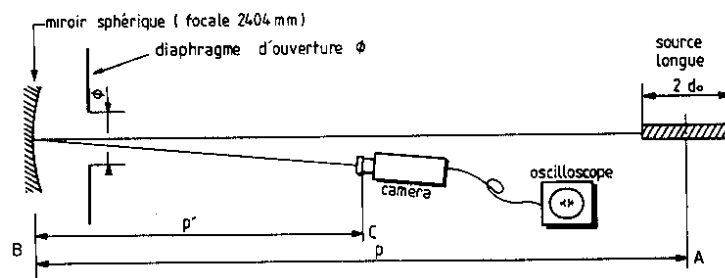


Fig. 59 Schéma de montage de l'installation destinée à la mesure de profondeur de champ

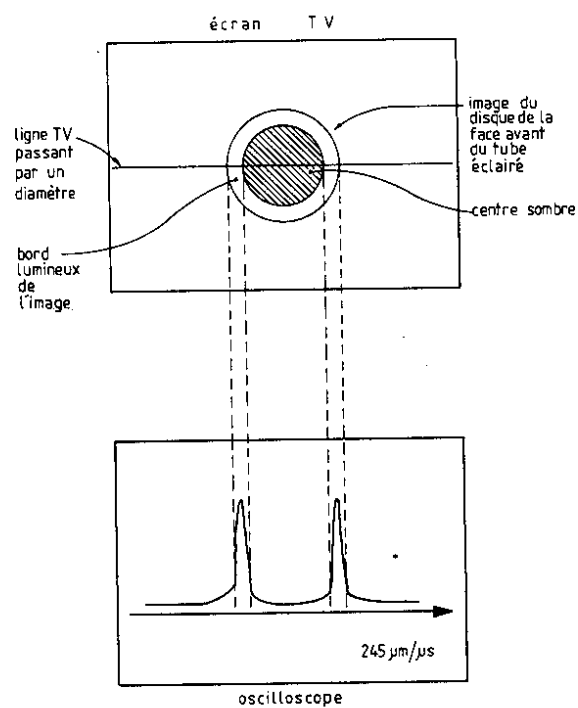


Fig. 60 Interprétation des signaux oscilloscopiques des figures 63 et 64



Fig. 61 Vue du tube éclairé et des fils qui le supportent

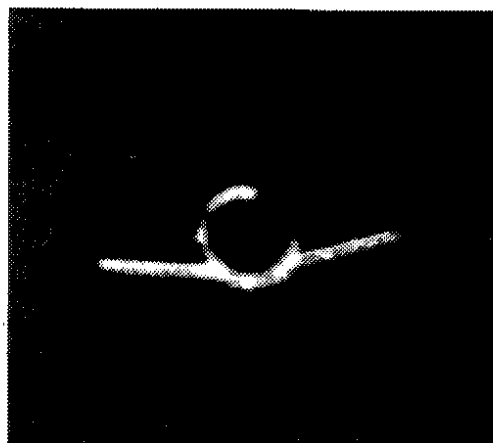


Fig. 62 Vue de la face avant noircie (la trace brillante inférieure est due aux fils supportant le tube)

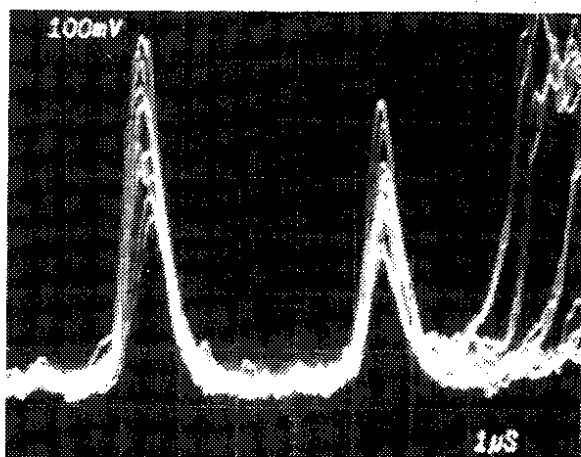


Fig. 63 Mesure du diamètre du tube: la distance entre les deux pics est de $4,2 \mu\text{s}$ (on observe sur l'oscilloscope une quinzaine de lignes du balayage TV)

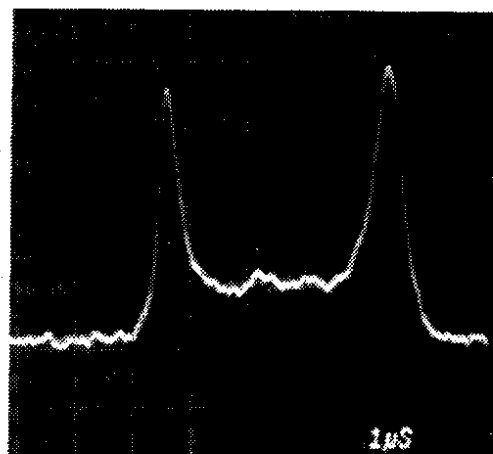


Fig. 64 Mesure analogue à la figure 63, dans le cas où l'on n'observe qu'une ligne du balayage TV

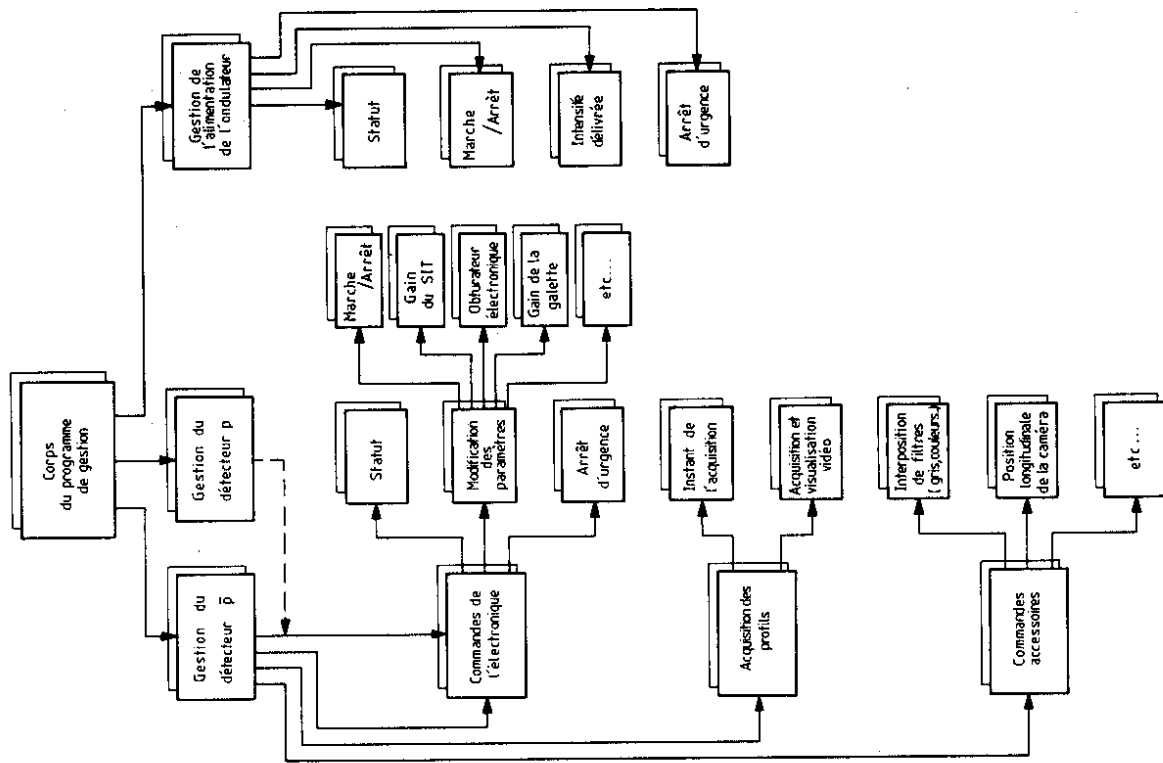


Fig. 66 Schéma synoptique du programme de gestion des détecteurs p et $\bar{p}$ et de l'ondulateur

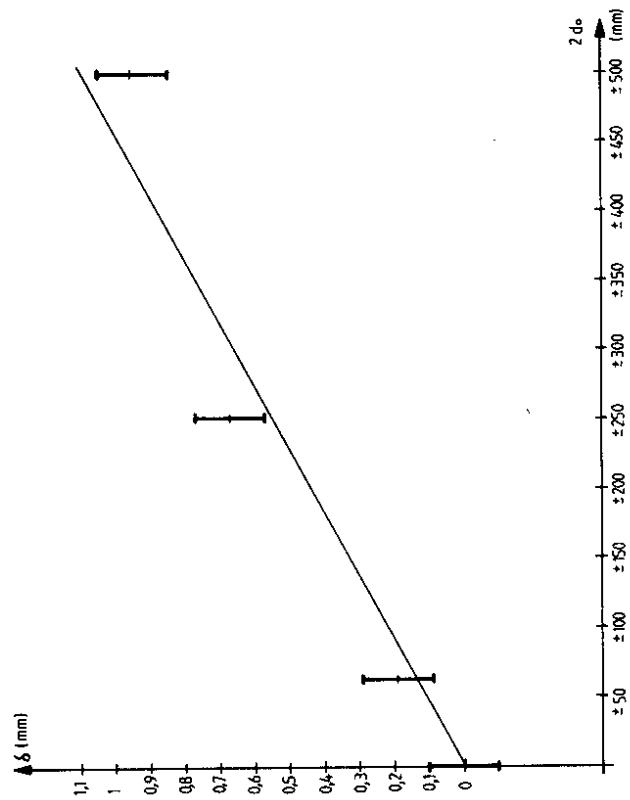


Fig. 65 Mesure de l'élargissement à mi-hauteur (δ) du diamètre du cylindre de longueur $2d_0$

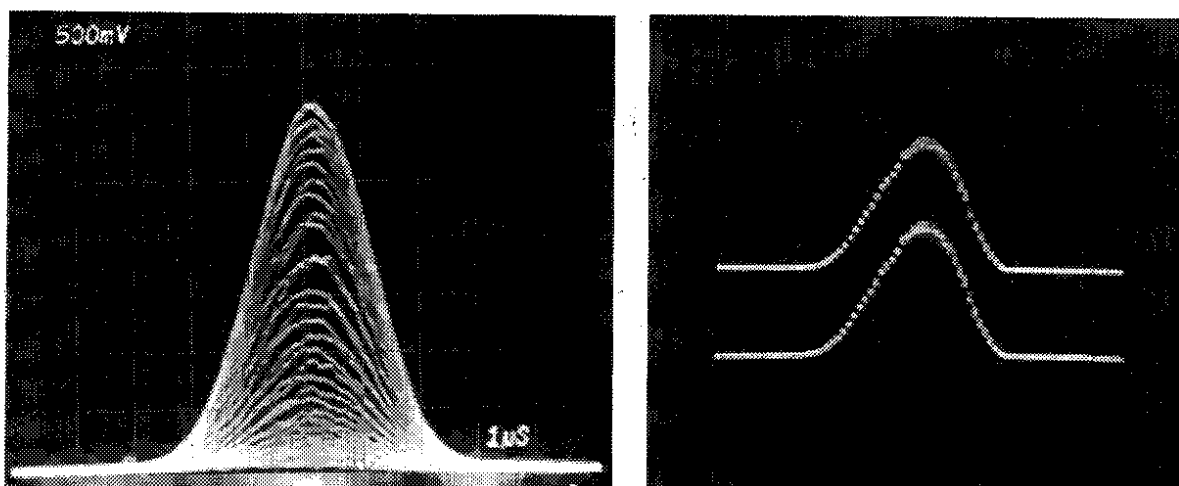
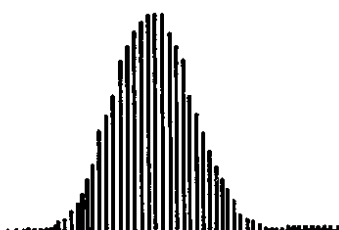


Fig. 67 Profils lumineux observés à l'oscilloscope; a) Signal analogique de la cible SIT: l'oscilloscope est synchronisé sur le début des lignes TV; b) Signal digital (sortie du DAC, fig. 34): profils horizontal et vertical.

SYNCHROTRON LIGHT PROFILE / BRSC

TIME 8000
GEV 400
IP 1180
VERTICAL
PROFILE
CENTRE - .6MM
2SIGMA 2.2MM
EMIT 68.5
SUM 37210
SUM/IP 31.5



HORIZONTAL
PROFILE
CENTRE +.5MM
2SIGMA 2.0MM
EMIT 58.5
SUM 37210
SUM/IP 31.5

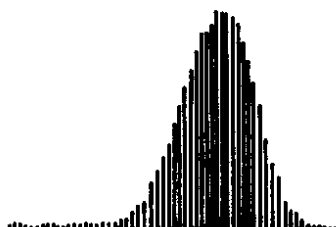


Fig. 68 Profils observés sur les consoles de l'ordinateur de commande du SPS, et valeurs des paramètres de la mesure.

BRSC: détecteur de protons. TIME: instant (en ms) où est réalisée l'acquisition, pendant le cycle machine. GEV: énergie (en GeV) des particules à cet instant.

IP: intensité du faisceau (en 10^{10} particules) à cet instant. CENTRE: positions (verticale et horizontale) du faisceau de particules par rapport à l'axe de la machine. 2SIGMA: largeurs à $2 \times \sigma$ (verticale et horizontale, en mm) du faisceau de particules. EMIT: emittance normalisée. SUM: surface (normalisée) des profils (proportionnelle à la quantité de lumière reçue par la caméra, donc à I_p).

SUM/IP: à énergie fixe, ce rapport reste constant (à la stabilité du détecteur près).

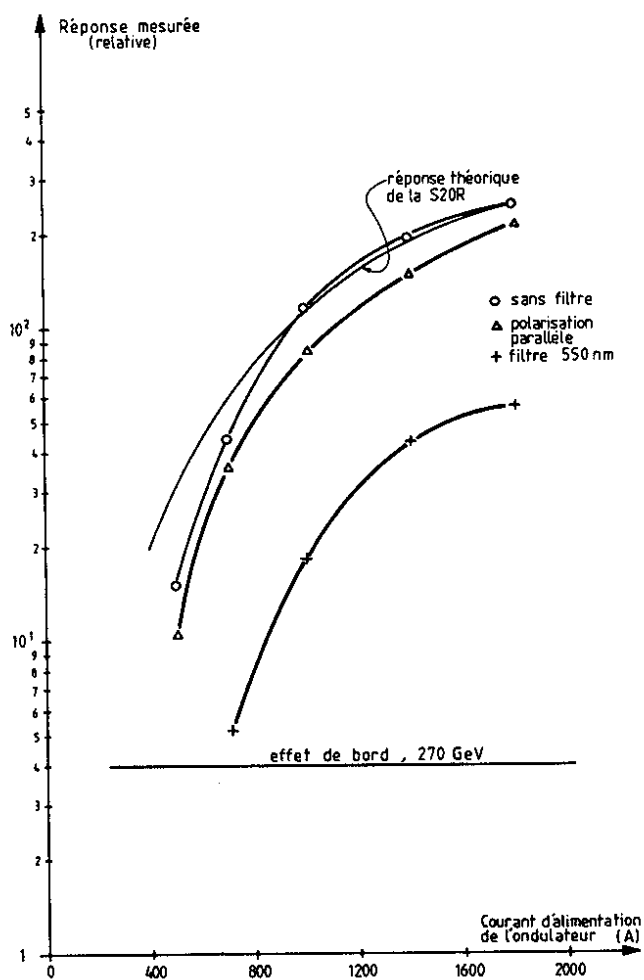


Fig. 69 Mesure des intensités lumineuses émises dans l'ondulateur, et comparaison aux courbes théoriques

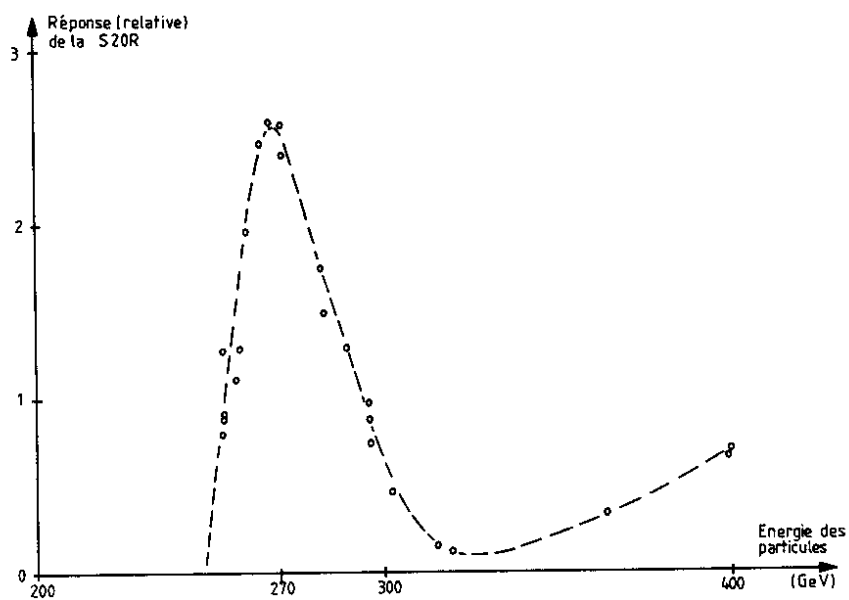


Fig. 70 Mesure du spectre du rayonnement entre 240 et 400 GeV. Courant d'alimentation de l'ondulateur: 1400 A. Filtre monochromatique: 550 nm.

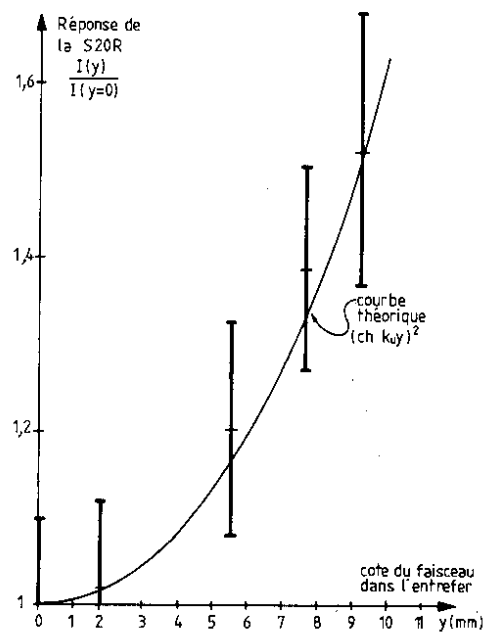


Fig. 71 Mesure de l'inhomogénéité du rayonnement selon la cote du faisceau dans l'entrefer de l'aimant

CHAPITRE VI

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les travaux décrits dans cette thèse avaient pour but la réalisation d'un appareillage de contrôle des faisceaux de protons et d'antiprotons stockés dans le SPS à 270 GeV, basé sur l'utilisation du rayonnement onduleur.

Dans un premier temps, des études théoriques ont montré que ce projet était réalisable et présentait un intérêt indéniable pour l'expérience $p\bar{p}$. Elles ont donc été poursuivies de façon à mettre au point un aimant onduleur répondant aux caractéristiques requises, ainsi que les appareillages d'optique et d'électronique nécessaires aux mesures sur les faisceaux stockés. On a ensuite analysé l'implantation de cette instrumentation dans l'accélérateur, ainsi que la formation de l'image.

Ces études ont abouti à la réalisation et à la mise en place de l'ensemble de l'appareillage (à l'exception du détecteur d'antiprotons, qui sera installé par la suite). Les premiers résultats expérimentaux ont été obtenus avec des faisceaux de protons. Ils ont permis de vérifier les estimations théoriques.

Des mesures complémentaires doivent être poursuivies. Elles concernent le rayonnement onduleur des protons (spectre, polarisation, distribution angulaire du rayonnement) et l'appareillage de détection (caméras, optique). La mise au point du détecteur d'antiprotons reste à faire; elle pourra débiter avec les premiers stockages d'antiprotons, à l'automne 1981.

Après cette étape, la mesure de la luminosité de l'interaction protons-antiprotons, paquets par paquets, doit pouvoir être développée.

A plus long terme, des études peuvent être envisagées sur l'utilisation d'onduleurs à supraconducteurs ou à aimants permanents.

Cette thèse constitue donc en quelque sorte un préliminaire à de nombreuses investigations et applications concernant le contrôle des faisceaux de particules au moyen du rayonnement onduleur.

REFERENCES

- 1) The 300 GeV programme, rapport CERN/1050, janvier 1972.
- 2) Le projet LEP, rapport CERN/ISR-LEP/79-33 (1979).
- 3) B. de Raad, Operation of the SPS above 400 GeV, CERN/SPSC/80-27/T-21 (1980).
- 4) A proton-antiproton colliding beam facility, rapport CERN/PS-AA/78-3 (1978).
- 5) A. Liénard, L'éclairage électrique XVI, 27, 5 (1898).
- 6) G.A. Schott, Ann. Phys. (Leipzig) 24, 635 (1907).
- 7) D. Ivanenko et I.Ya. Pomeranchuk, Dokl. Akad. Nauk (URSS) 44, 343 (1944).
- 8) J.P. Blewett, Phys. Rev. 69, 87 (1946).
- 9) F.R. Elder, A.M. Gurewitsch, R.V. Langmuir et H.C. Pollock, Phys. Rev. 71, 829 (1947).
- 10) R. Bossart, J. Bosser, L. Burnod, E. d'Amico, G. Ferioli, J. Mann et F. Méot, Nucl. Instrum. Methods 184, 349 (1981).
- 11) H. Winick et S. Doniach, Synchrotron radiation research (Plenum Press, New York-Londres, 1980).
- 12) Proposal for a national synchrotron light source, rapport du Laboratoire national de Brookhaven (New York), BNL-50595 (1977), vol. 1.
- 13) A.A. Sokolov et I.M. Ternov, Synchrotron radiation (Pergamon Press, Oxford, 1968).
- 14) J. Schwinger, Phys. Rev. 75, 1912 (1949).
- 15) R. Coisson, Phys. Rev. A 20, 524 (1979), and Optics Comm. 22, 135 (1977).
- 16) Communication privée de A. Hofmann (CERN-ISR).
- 17) R. Bossart, J. Bosser, L. Burnod, R. Coisson, E. d'Amico, A. Hofmann et J. Mann, Nucl. Instrum. Methods 164, 375 (1979).
- 18) A. Riche et W. Scandale, note interne CERN/SPS/AC/80-3 (1980).
- 19) V.L. Ginzburg, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 92, 165 (1947).
- 20) H. Motz, J. Appl. Phys. 22, 527 (1951).
- 21) H. Motz, W. Thon et R.N. Whitehurst, J. Appl. Phys. 24, 826 (1953).
- 22) N.A. Korkhmazyan et S.S. Élbakyan, Soviet Phys.-Dokl. (USA) 17, 345 (1972). R. Coisson, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24, 1681 (1977).
- 23) J. Bosser et F. Méot, rapport CERN/SPS/80-17 (ABM) (1980).

- 24) J.D. Jackson, Classical electrodynamics, 2^e édition (J. Wiley and Sons, New York, 1975).
- 25) A. Hofmann, Nucl. Instrum. Methods 152, 17 (1978).
- 26) A.N. Didenko, A.V. Kozhevnikov, A.F. Medvedev, M.M. Nikitin et V.Ya. Epp, Zh. Eksper. Teor. Fiz. 76, 1919 (1979).
- 27) J. Riche, note CERN SPS/ABT/JR/Note tech./80-1 (1980).
- 28) U. Jansson, F. Méot et M. Mottier, Mémorandum CERN/SPS du 21/8/1980.
- 29) U. Jansson, R. Keizer, F. Méot et M. Mottier, rapport CERN/SPS/EMA/Note 81-19 (1981).
- 30) M.W. Poole et R.P. Walker, Nucl. Instrum. Methods 176, 487 (1980).
- 31) M.W. Poole et R.P. Walker, Laboratoire de Daresbury, rapport DL/SCI/P 283 A (1981).
- 32) F. Méot, notes informelles CERN/SPS/ABM des 20/8/1980 et 25/8/1980.
- 33) M.M. Nikitin, Proc. Wiggler Meeting, Frascati, 1978 (préparés par A. Luccio, A. Reale and S. Stipcich) (Lab. Naz. INFN, Frascati, 1978), p. 35.
- 34) A. Hofmann et F. Méot, Synchrotron radiation: diffraction, depth of field, and image formation, soumis pour publication dans Nucl. Instrum. Methods (1981).
- 35) A.P. Sabersky, Part. Accel. 5, 199 (1973).

ANNEXE A

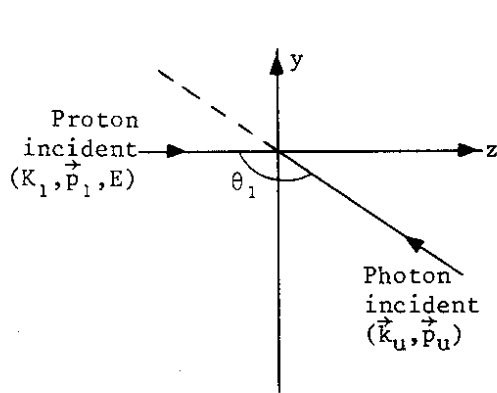
A1 DEMONSTRATION DE L'EQUATION (II.16)

$\vec{k}_u, \vec{k}$ = vecteurs d'onde

K_1, K_2 = énergie cinétique

$\vec{p}, \vec{p}_u, \vec{p}_1, \vec{p}_2$ = quantité de mouvement

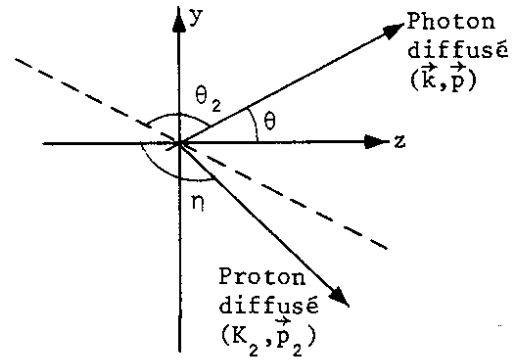
E = énergie du proton incident



Avant le choc:

$$\vec{p}_u \begin{vmatrix} p_u \sin \theta_1 \\ p_u \cos \theta_1 \end{vmatrix}$$

$$\vec{p}_1 \begin{vmatrix} 0 \\ p_1 \end{vmatrix}$$



Après le choc:

$$\vec{p} \begin{vmatrix} p \sin \theta \\ p \cos \theta \end{vmatrix}$$

$$\vec{p}_2 \begin{vmatrix} p_2 \sin \eta \\ p_2 \sin \eta \end{vmatrix}$$

En considérant la conservation de la quantité de mouvement:

$$\begin{aligned} p_u \sin \theta_1 + 0 &= p \sin \theta + p_2 \sin \eta \\ p_u \cos \theta_1 + p_1 &= p \cos \theta + p_2 \cos \eta, \end{aligned}$$

on peut écrire:

$$p_2^2 = p_u^2 + p^2 + p_1^2 - 2pp_u \cos \theta_2 + 2p_1(p_u \cos \theta_1 - p \cos \theta) \quad (A.1)$$

avec $\theta_2 = \theta_1 - \theta$.

En considérant la conservation de l'énergie:

$$\hbar k_u + \frac{K_1}{c} = \hbar k + \frac{K_2}{c} \Rightarrow K_2 = c(p_u - p) + K_1. \quad (A.2)$$

De plus K_2 vérifie:

$$(K_2 + m_0 c^2)^2 = p_2^2 c^2 + m_0^2 c^4 \Rightarrow \frac{K_2^2}{c^2} + 2K_2 m_0 = p_2^2 . \quad (A.3)$$

En reportant dans (A.3) les valeurs de K_2 et p_2 données en (A.1) et (A.2), on déduit:

$$p[E + p_u c(1 - \cos \theta_2) - p_1 c \cos \theta] = p_u (E - p_1 c \cos \theta_1) ,$$

avec

$$\frac{p_1 c}{E} \approx \beta , \quad p = \frac{h}{\lambda} , \quad p_u = \frac{h}{\lambda_u}$$

d'où

$$\lambda = \lambda_u \frac{1 - \beta \cos \theta + (hc/\lambda_u E)(1 - \cos \theta_2)}{1 - \beta \cos \theta_1} .$$

Ce résultat est obtenu en considérant que $(\vec{k}_u, \vec{p}_u)$ constitue un champ électromagnétique. Dans leur référentiel, les protons "verraient" donc des photons de longueur d'onde $\lambda_u/2\gamma$ (le facteur $1/2\gamma$ étant dû à l'effet Doppler, dans la limite des $\theta_1 \approx \pi$). En réalité, $(\vec{k}_u, \vec{p}_u)$ est le champ de l'ondulateur, fixe dans le référentiel du laboratoire. Les protons voient donc un pseudo-champ électromagnétique de longueur d'onde λ_u/γ (γ étant dû à la contraction relativiste des distances); par conséquent la longueur d'onde des photons diffusés est:

$$\lambda = 2\lambda_u \frac{1 - \beta \cos \theta + (hc/\lambda_u E)(1 - \cos \theta_2)}{1 - \beta \cos \theta_1} .$$

A2 DEMONSTRATION DES EQUATIONS (III.2) et (III.3)

Dans l'équation (III.1) de la section III.4.2, posons:

$$B_y(y, z) = u(y) v(z) , \quad (A.4)$$

on en déduit:

$$\frac{1}{u(y)} \frac{\partial^2 u(y)}{\partial y^2} + \frac{1}{v(z)} \frac{\partial^2 v(z)}{\partial z^2} = 0 .$$

Si l'on suppose $B_y(y, z)$ périodique en z , alors $v(z)$ l'est aussi et l'on obtient:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{u(y)} \frac{\partial^2 u(y)}{\partial y^2} &= +\alpha^2 \\ \frac{1}{v(z)} \frac{\partial^2 v(z)}{\partial z^2} &= -\alpha^2 \end{aligned} \right\} \quad (A.5)$$

d'où l'on déduit, en supposant B_y périodique, de période λ_u , impaire en z et paire en y (symétries du champ dans l'ondulateur)

$$B_y(y, z) = B_\alpha \cosh \alpha y \sin \alpha z ,$$

avec

$$\alpha = m \frac{2\pi}{\lambda_u} \quad \text{et} \quad m \in 2\mathbb{Z} + 1 .$$

La solution générale est:

$$B_y(y, z) = \sum_{m \text{ impairs}} B_{m-1} \cosh m k_u y \sin m k_u z . \quad (\text{III.2})$$

Par un calcul analogue portant sur $B_z(y, z)$, on démontre l'équation (III.3).

A3 DEMONSTRATION DE L'EQUATION (III.4)

Le trapèze décrit en figure 27 peut se décomposer en série de Fourier dont les coefficients sont:

$$A_n = \frac{4}{\lambda_u} \int_0^{+\lambda_u/2} f(z) \sin n k_u z \, dz ,$$

avec

$$f(z) = \frac{z}{t_1} B_p \quad \text{pour} \quad 0 \leq z \leq t_1 ,$$

$$f(z) = B_p \quad \text{pour} \quad t_0 \leq z \leq t_0 + t_1 ,$$

$$f(z) = \left(2 + \frac{t_0}{t_1} - \frac{z}{t_1}\right) B_p \quad \text{pour} \quad t_0 + t_1 \leq z \leq \frac{\lambda_u}{2} .$$

Le calcul donne:

$$\begin{cases} A_{2n} = 0 \\ A_{2n+1} = \frac{4}{\pi} \frac{B_p}{k_u} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2 t_1} \cos \left[(2n+1) k_u t_0 / 2 \right] \end{cases}$$

d'où l'équation (III.4).

A N N E X E B

B1 PRINCIPE DES CIBLES SIT (SILICON INTENSIFIER TARGET) ET DES TUBES SIT

Les cibles SIT sont constituées d'une pastille de silicium dopé n, d'environ $9 \times 12 \text{ mm}^2$ (cibles standard) et $20 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette pastille comporte, sur une face, un réseau d'îlots dopés p et sur l'autre une couche dopée n^+ (fig. B.1). Sur chaque îlot p est déposée une capsule conductrice qui reçoit le faisceau électrique de balayage du tube.

Dans le tube SIT (fig. 34) des photoélectrons sont créés par une photocathode située sur la face avant du tube. Ils sont ensuite accélérés vers la cible SIT. Chaque photoélectron "tombant" sur la couche n^+ crée des paires électron-trou (jusqu'à 2000 paires par photoélectron de 1 keV). Les trous vont décharger la zone de "depletion" de la jonction p-n. Le signal vidéo est créé par la recharge de cette zone par le faisceau électronique de balayage du tube.

Un effet particulier de ce type de cibles est le "blooming". Il apparaît lorsque le niveau lumineux provoque une surcharge locale des jonctions p-n: celles-ci "débordent" alors sur leurs voisines, élargissant ainsi l'image vidéo.

B2 PRINCIPE DES AMPLIFICATEURS A GALETTE DE MICROCANAU

La galette de microcanaux est constituée par un ensemble de tubes de verres (les microcanaux). A l'intérieur de ceux-ci est déposé un matériau à forte émission secondaire.

La galette est soumise à une haute tension continue, et chaque électron entrant dans un microcanal crée un phénomène d'émission secondaire (fig. B.2). Le gain d'un microcanal est typiquement de 10^3 pour une tension de 1 kV.

Dans l'amplificateur à galette utilisé (RTC XX-1390), celle-ci est montée entre une photocathode de type S-20R et un phosphore type P-20 (vert), utilisant le principe de "focalisation par proximité" (fig. B.3).

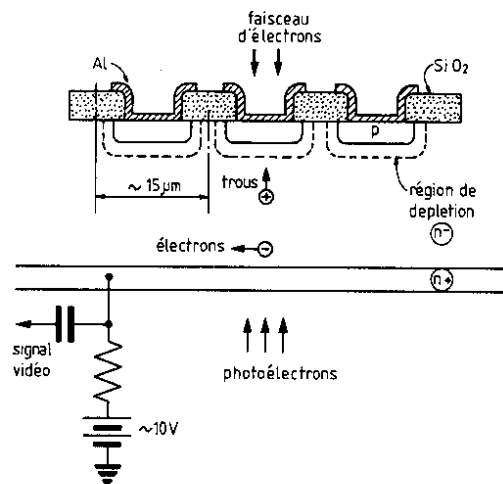


Fig. B.1 Schéma d'une cible SIT

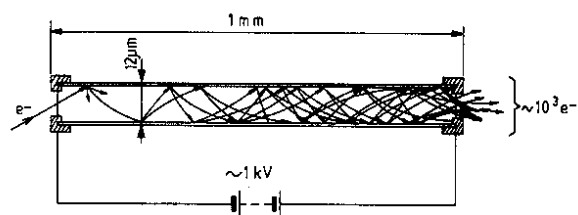


Fig. B.2 Détail d'un microcanal

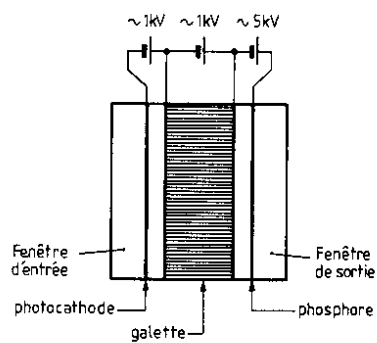


Fig. B.3 Schéma de l'amplificateur à galette