

**EPLUCHAGE DES  $H^-$  DANS LEAR PAR LE GAS RESIDUEL.  
LA LUMIERE DES JAUGES PAR UN FAISCEAU LASER  
OU UNE LAMPE SPOT**

---

Equipe LEAR\* (édité par M. Chanel)

\* Pour les mesures avec faisceau laser l'équipe LEAR a été aidée par :  
H.T. Duong, S. Lieberman, J. Pinard, Laboratoire Aimé Cotton, ORSAY  
(France) qui ont mis à disposition un laser de leur laboratoire.

## 1. INTRODUCTION

Pour les besoins de tester LEAR avec des particules bon marché simulant les antiprotons et pour une expérience de physique<sup>1</sup> éventuelle utilisant les  $H^-$  en co-rotation avec des antiprotons nous avons mesuré la durée de vie des  $H^-$  en fonction de divers paramètres. Après un premier test en octobre 1985 où la durée de vie était de seulement 7 sec. un programme d'amélioration du vide a été entrepris et l'effet prédominant de l'épluchage des  $H^-$  par la lumière des jauges à vide a été découvert. Cette note rapporte les résultats des différents essais (vide et lumière) et les compare avec des études théoriques. Enfin un test d'épluchage des  $H^-$  par un laser a été réalisé. Les résultats concernant l'épluchage interne du faisceau (IBS) sont rapportés ailleurs<sup>2</sup>.

## 2. MESURES

Nous avons utilisé le transformateur de courant continu E4MTR32 et digitalisé toutes les 0.1 sec (1024 points) la tension obtenue proportionnelle au courant. Par un traitement digital des résultats on obtient la durée de vie instantanée  $\frac{1}{\tau} = \frac{dN}{dt}$  (fig. 1). Cette durée de vie dépend essentiellement de deux paramètres :

- quantité et qualité du vide résiduel qui reste constant pendant la mesure
- densité du faisceau qui varie pendant la mesure; cette densité dépend des émittances transversales, de la dispersion en quantité du mouvement et de la quantité de particules circulant dans la machine.

Le paramètre prépondérant (épluchage par lumière) des jauges est supposé éliminé. Une moyenne des mesures à  $t \sim 0$  donne la durée de vie initiale qui dépend des deux paramètres précités. Une seconde moyenne lorsque le nombre de particules est faible ( $< 3 \cdot 10^8 H^-$  si  $t > 70$  s) donne la durée de vie  $\tau_{IBS}$  qui dépend principalement du premier paramètre car  $\tau_{IBS} \sim 500$  s pour  $10^9 H^-$ .

## 3. DUREE DE VIE ET JAUGES A VIDE

Les jauges utilisées à LEAR sont du type BAYARD-ALPERT (annexe I). Nous avons mesuré la durée de vie initiale et terminale (tableau 1) pour différents ensembles de jauges enclenchées. Chaque ensemble correspond à une position mécanique similaire des jauges par rapport au faisceau. En faisant la différence des inverses de durée de vie pour chaque condition de jauges enclenchées, avec la condition aucune jauge enclenchée, on obtient la perturbation intrinsèque de chaque type de montage des jauges.

Condition	N <sup>o</sup> . de particules N(10 <sup>3</sup> )	$\tau_0$ (0-15 s)	$\tau_{\infty}$ (70-100s)	$\tau$ total jauges (s)	$\tau$ 1 jauge (s)
jauges déclenchées	1.10	72	-	-	-
	1.68	57	91	-	-
	1.81	60	90	-	-
jauges ON	1.15	17	-	-	-
VGI 201, 203, 106 ON autres OFF	1.62	34	47	87	290
	1.60	35	45	-	-
VGI 201, 203, 206, 301, 307 ON autres OFF	2	24	38	54	272
	2.03	24	30	-	-
VGI 401, 402, 406, 103 ON autres OFF	1.9	41	50	140	560
	1.77	44	60	-	-
VGI 105, 405, 101	1.84	57	70	380	1130
	2.05	54	77	-	-

Tableau I : durée de vie et jauges

Les jauges 201, 203, 206, 301, 307 sont en vue directe du faisceau, les autres "n'éclairent" le faisceau que par réflexion sur les parois de la chambre à vide. On peut calculer une durée de vie intrinsèque, due aux jauges seules, de 28 s.

Avec la formule développée en annexe 2 nous obtenons  $R \tau = 80$  s. Pour une jauge installée en vue directe du faisceau (ex. 201) cela correspond à un rendement de 0.30. Des essais ont été réalisés avec une luciole de 1.4 Watts et une lampe spot de 500 W. Les durées de vie intrinsèque mesurées sont respectivement de 1000 sec. et 8.7 sec. soient des rendements de 0.5 et 0.16. Nous constatons donc que les effets de la lumière des jauges expliquent parfaitement la durée de vie du faisceau  $H^-$  observée avec les jauges enclenchées. Pourtant un autre phénomène peut intervenir, c'est l'épluchage par des électrons qui pourraient s'échapper de la jauge.

#### 4. EPLUCHAGE PAR ELECTRONS

Nous n'avons pas fait de mesures pour confirmer ou infirmer le phénomène mais un calcul simple permet de prouver cette possibilité. De la même manière qu'avec les photons on obtient :

$$\tau = e \frac{T_{rev} c d_0}{\sigma_e i_e P}$$

-  $i_e$  = courant électronique ( $\sim 2.5$  mA)

-  $\sigma_e$  = section efficace d'épluchage par électrons.  $\sigma(25 \text{ keV}) \sim \sigma(9 \text{ keV})^3 = 2.5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ , les électrons d'énergie 25 keV ont la même vitesse que des  $H^-$  de 50 MeV).

- P = pourcentage de pertes électroniques entre filament et grille.
- $d_0$  = diamètre du faisceau  $H^-$  ( $3 \cdot 10^{-2}$  m).
- $i_g = 2.5$  mA.

Par le calcul et en utilisant la durée de vie jauges enclenchées on obtient  $P = 115$ . Donc il faudrait qu'un courant électronique de 2.8 mA émis par le filament traverse le faisceau pour expliquer la durée de vie observée. Cela paraît improbable. On devrait pouvoir lever ce léger doute en mettant les jauges en modulation ( $V_{\text{grille}} = 80V$  au lieu de 150V) ce qui augmenterait les pertes éventuelles.

## 5. EFFET DES GAZ RESIDUELS

### 5.1 Effet quantitatif

En mesurant la durée de vie lorsque le nombre de particules est faible on peut considérer que l'épluchage interne du faisceau est négligeable et que la valeur mesurée correspond à l'épluchage par les gaz résiduels. Après l'étuvage performant de septembre 1986<sup>5</sup> nous avons mesuré un vide moyen (moyenne des jauges corrigées du courant dû au rayons X)  $\overline{P} = 3.8 \cdot 10^{-12}$  Torr. La conversion de cette mesure en pression physique<sup>6</sup> pour<sup>g</sup> les gaz purs est  $P_g = \alpha_i P_g f$ .

$f$  est un coefficient qui tient compte des bosses de pression existant le long de la machine entre les ensembles de pompage et de mesures (pour Lear  $f = 1.3$ ).  $\alpha_i$  est un coefficient qui représente l'ionisation moyenne de chaque gaz  $i$  présent dans la chambre avec une pression partielle  $P_g$ .

La pression réelle physique est :

$$P_p = f \frac{\overline{P}_g}{\sum_j \frac{\eta_j}{\alpha_j}} \text{ ou } \eta_j \text{ est le pourcentage pondéral du gaz } j.$$

Pour l'épluchage des  $H^-$  nous avons<sup>4, 7</sup>

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} &= \beta_c \rho \sum_i \eta_i \sigma_i \\ &= 3.77 \cdot 10^{16} \frac{P}{\beta} c (\beta^2 \sigma_{H^2}) \sum_i \eta_i \frac{\sigma_i}{\sigma_{H^2}} \end{aligned}$$

\* Le vide moyen étant meilleur quelques jours plus tard. ( $2.3 \cdot 10^{-12}$  T) mais il est resté à la valeur susmentionnée pendant les mesures.

ou -  $\sigma_i$  est la section efficace l'épluchage des  $H^-$  par le gaz  $i$ ,  
 -  $\beta^i$  est le rapport de la vitesse des  $H^-$  à celle de la lumière.

En utilisant les données du tableau II et les résultats des mesures de pression partielle<sup>8</sup> rapportées dans le même tableau nous obtenons  $\tau \sim 108$  s alors que les mesures directes donnent  $\tau \sim 90$  sec. Il faut remarquer l'attention qu'on doit porter à la teneur du gaz résiduel en composés lourds ( $C_0$ ,  $C_0^2$ ,  $CH_4$ ...) qui ont une grande efficacité d'épluchage des  $H^-$ . La pression physique correspondant à la lecture jauges est  $P_p = 10^{-11}$  Torr.

Gaz	$H_2$	$CH_4$	$H_2O$	$CO_2$	$CO$	$N_2$
$\alpha_i$	2.4	0.7	0.7	0.9	0.9	1
$\beta^2 \sigma_i^4$ ( $10^{-19} \text{ cm}^2/\text{molec}$ )	1.8	9.9	8.9	20.5	13.4	13.8
$\sigma_i/\sigma_{H_2}$	1	5.5	4.9	11.4	7.4	7.7
$\eta_i$ (moyenne) <sup>8</sup>	0.91	4.0	1.5	1.5	2.0	-

Tableau II

### 5.1 Effet qualitatif

Pour obtenir une bonne qualité du vide dans la machine les pompes ioniques restent enclenchées même si le vide dans l'enceinte est meilleure que leur vide limite intrinsèque. Elles permettent d'éliminer certains gaz lourds ( $CH_4$ ...) qui sont difficilement absorbés par les pompes à sublimation de titane. Nous avons déclenché la moitié des pompes ioniques et observé la durée de vie des  $H^-$ . Après 15' celle-ci est passée de 72 s à 38 s. traduisant une dégradation du vide. En enclenchant de nouveau les pompes ioniques la durée de vie du faisceau est revenue très lentement à la valeur précédente (tableau III).

temps de pompage (mn)	0'	5'	15'	30'	60'	800'
durée de vie $\tau_0$ (s)	38	43	47	54	55	70

Tableau III : augmentation de la durée de vie initiale après avoir ré-enclenché les pompes ioniques.

## 6. EPLUCHAGE DES H<sup>-</sup> PAR LUMIERE LASER

Nous avons testé l'épluchage des H<sup>-</sup> par la lumière produite par un laser. Le laser a été installé en section 2 (voir annexe 3, fig. 3) transversalement au faisceau et dans le plan horizontal. Les H<sup>0</sup> produits continuent tout droit dans l'aimant BHN20 et sont enregistrés sur la chambre à fils MWC21<sup>9</sup> (fig. 4). Une pick-up large bande (UWB22) permet de visualiser le manque de H<sup>-</sup> dans le faisceau (fig. 5).

### 6.1 Analyse du signal UWB22

Le nombre de particules dans un paquet de particules dont la distribution temporelle est supposée celle d'une arche de sinusoïde<sup>10</sup> est :

$$\Delta N = \frac{1}{G} \frac{U}{e} \frac{2}{\pi} \frac{C_{pu}}{l_{pu}} l_{bunch}$$

avec : U : tension pic mesurée (50 mV)

G : gain du système (63 ou 36 db)

C<sub>pu</sub> : capacité du capteur (100 pF)

l<sub>pu</sub> : longueur capteur (0.2 m)

l<sub>bunch</sub> : longueur du paquet (30 ns \*  $\frac{2\pi R}{T_{rev}} = 2.8$  m)

soit  $\Delta N = 4.4 \cdot 10^6$  H<sup>0</sup> avec N<sub>0</sub> = 1.7 · 10<sup>9</sup> H<sup>-</sup> circulant dans les conditions de la mesure. Un pourcentage de 0.26% des H<sup>-</sup> circulants est épluché à chaque impulsion laser de 0.2 Joules.

### 6.2 Mesure de l'efficacité du laser

La densité de la cible "faisceau laser" équivalente est :

$$D = \frac{4 E_0 \lambda}{\pi \phi_0 t_0 hc^2}$$

où :  $\phi_0$  est le diamètre du faisceau laser (5.5 mm)

t<sub>0</sub> sa durée à mi-hauteur (15 ns)

E<sub>0</sub> l'énergie de l'impulsion laser (0.2 Joules)

λ longueur d'onde du faisceau laser.

Le nombre de H<sup>0</sup> produit est :

$$\Delta N = \frac{\sigma D t_0}{T_{rev}} \cdot N_1 = \frac{4 E_0 \lambda \sigma}{\pi \phi_0 hc^2 T_{rev}} N_1$$

$\sigma$  est la section efficace de photodétachement  $(3.5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2)^3$ .  $t_0 N_1 / T_{\text{rev}}$  est le nombre de particules du faisceau de  $H^-$  traversant la cible.  $N_1$  étant le nombre de particules du faisceau  $H^-$  correspondant à la dimension verticale du faisceau laser ( $T_{\text{rev}} = 850 \text{ ns}$ ). Comme celui-ci est horizontal une partie seulement de l'espace de phase vertical le voit (fig. 6). La densité de la distribution considérée Gaussienne est :

$$dN_1^* = \frac{N_0}{2\pi\sigma_z\sigma_{z'}} e^{-\left(\frac{z^2}{2\sigma_z^2} + \frac{z'^2}{2\sigma_{z'}^2}\right)} dz dz'$$

Note :  $\alpha_z = 0$  car le laser est au centre de la section droite 2.

En intégrant sur la surface du faisceau laser on a :

$$N_1 = \frac{N_0}{2\pi\sigma_z\sigma_{z'}} \int_{-\phi_0/2}^{+\phi_0/2} dz \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{z^2}{2\sigma_z^2} + \frac{z'^2}{2\sigma_{z'}^2}\right)} dz'$$

$$N_1 = N_0 \text{Erf}\left(\frac{\phi_0}{2\sigma_z}\right)$$

$$\text{avec } \sigma_z = \sqrt{\frac{\epsilon_{95\%}}{6\pi}} \beta_z \quad \text{où } \beta_z \text{ est le paramètre de Twiss.}$$

La mesure de l'émittance  $\epsilon_{95\%}$  peut être obtenue par la lecture de la chambre à fils MWC21. En considérant que les  $H^0$  produits se déplacent dans l'espace de glissement entre cible et MWC21 comme sur la figure 7 et avec  $l$  très grand. On obtient :

$$2 \left( Z'_M \left( 1 + \frac{\phi_0}{2} \right) \right) = \text{largeur du spectre} = \Delta Z$$

avec :  $\Delta Z = 36 \text{ mm}$  on obtient  $Z'_M = 1.7 \text{ mrad}$ .

soit :  $\epsilon_{95\%} = \beta_v Z'_M{}^2 \sim 16 \text{ mm mrad}$  avec  $\beta_z = 5.5 \text{ m}$

Finalement :

$$\frac{N_1}{N_0} = 0.54\% \text{ et } \frac{\Delta N}{N_0} = 0.18\%$$

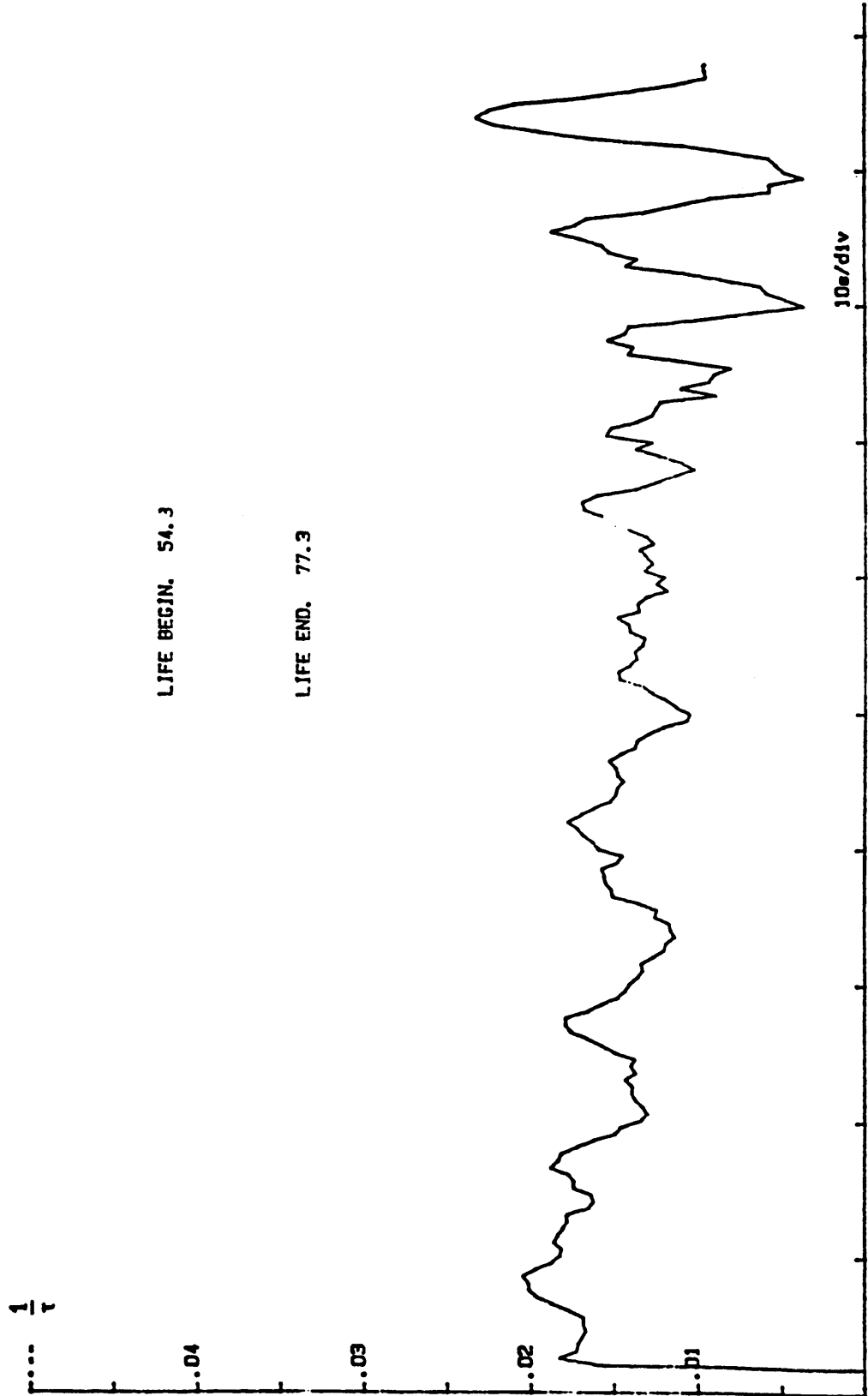
Seulement l'ordre de grandeur des valeurs mesurées correspondent. Les valeurs ne sont pas corrélées à mieux que 50% (voir § 6.1).

## 7. CONCLUSION

Le faisceau de  $H^-$  ne peut valablement être utilisé que toutes jauges éteintes. La pression moyenne résiduelle dans la chambre à vide doit être inférieure à  $2 \cdot 10^{-12}$  Torr. Ceci correspond à une durée de vie intrinsèque due aux gaz résiduels supérieure à 150 s. Les gaz tels que  $CH_4$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$ ... doivent être le plus possible éliminés. Une impulsion lumineuse peut être utilisée pour mesurer le faisceau si on choisit correctement son emplacement.



Fig. 1 : Courbe  $\frac{1}{\tau} = f(t)$



Annexe 1

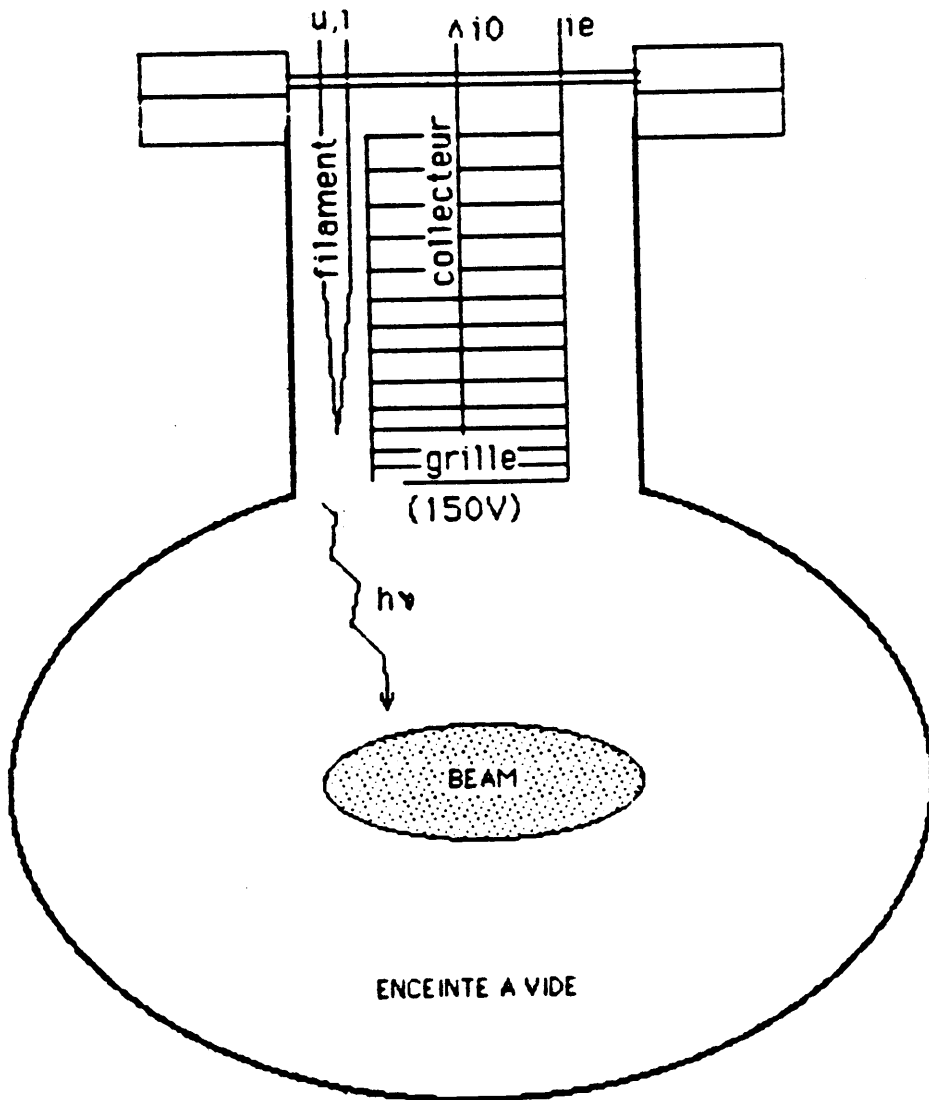


Fig. 2 : Jauge Bayard Alpert

Installation d'une jauge Bayard-Alpert sur l'enceinte à vide u, I alimentation du filament -  $V_0 \sim 3V$   $I_0 \sim 3A \rightarrow W \sim 9$  Watts.

$i_e$  : courant électronique captée par la grille polarisée à 150V; ce courant est réglée à une valeur précise en agissant sur l'alimentation du filament ( $i_e \sim 2.5$  mA).

$i_0$  : courant ionique proportionnelle à la pression dans l'enceinte.

## Annexe II

### Epluchage des $H^-$ par la lumière des jauges

Soit  $E_0$  l'énergie totale des photons créés on a :

$$nh\nu = E_0 \text{ (J) ou en puissance } W_0 = h\nu \frac{dn}{dt} \text{ (Watts)}$$

$n$  : nombre de photons émis.

$\frac{dn}{dt}$  : flux de photons émis ( $s^{-1}$ )

$h$  : constante de Planck :  $6.64 \cdot 10^{-34}$  Js

$\nu(\lambda)$  : fréquence (longueur d'onde) des photons.

Si  $W$  est la puissance apportée au filament des jauges  $R$  est le rendement lumineux du filament pour des longueurs d'onde comprises entre 0.4 et 1.6  $\mu m$ , gamme où l'épluchage a lieu, et  $\Omega$  l'angle solide sous lequel le filament voit le faisceau pour un seul passage. On obtient :

$$W_0 = R_0 \frac{\Omega}{4\pi} W$$

En posant le rendement global  $R_0 = R \frac{\Omega}{4\pi}$  on a  $\frac{dn}{dt} = \frac{R W \lambda}{hc}$

La durée de vie du faisceau est  $\tau = \frac{T_{rev}}{\sigma D}$

avec :  $T_{rev}$  = période de révolution du faisceau (s).

$\sigma$  = section efficace de photodétachement.

$D$  = densité équivalente surfacique de la cible lumineuse vue par le faisceau.

$$D = \frac{dn}{e dt \cdot s/l}$$

avec :  $S$  = surface du faisceau vue par le filament ( $s = l d_0$ )

$l$  = longueur du faisceau vue par le filament

$d_0$  = diamètre du faisceau  $H^-$

$$D = \frac{R_0 W \lambda}{h c^2 d_0} \quad \text{et} \quad R\tau = \frac{T_{rev} \cdot h \cdot c^2 \cdot d_0}{W \lambda \sigma}$$

Annexe II (suite)

en utilisant les valeurs suivantes pour les jauges :

$$\langle \sigma \rangle = 3 \cdot 10^{-21} \text{ pour } \lambda = 0.7 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

$$W = 9 \text{ Watts}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$h = 6.64 \cdot 10^{-34} \text{ Js.}$$

$$d_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$T_{\text{rev}} = 850 \cdot 10^{-9} \text{ sec (pour des H}^- \text{ de 309 MeV/c LEAR)}$$

on trouve :  $R\tau = 80 \text{ sec.}$

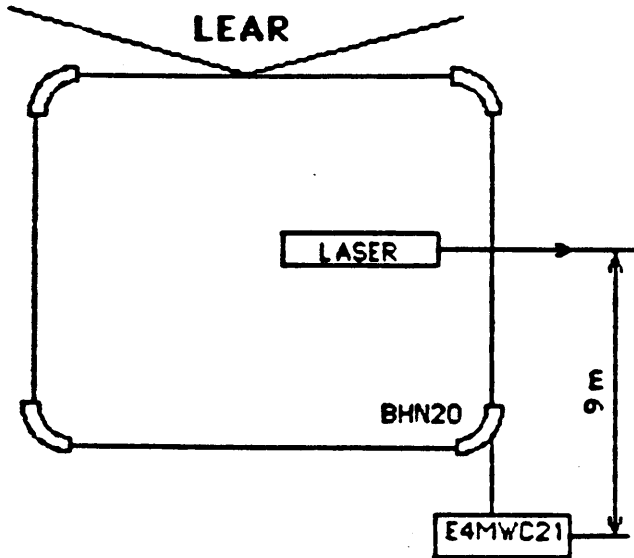
Pour une lampe de 500 W (lampe Nitraphot)

$$R\tau = 1.5 \text{ sec.}$$

Pour une lampe de 1.4 W (luciole type CERN)

$$R\tau = 510 \text{ sec.}$$

Annexe III



Laser : type YAG 580.10 QUANTEL  
 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$   
 $E_0 = 120 - 230 \text{ mJ}$ .

Fig. 3 : Schéma de l'installation du laser

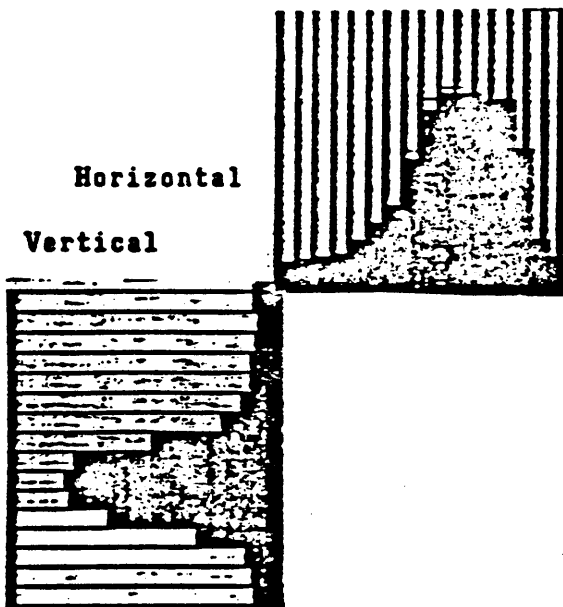


Fig. 4 : Chambre à fils MWC21  
 profils H et V obtenues  
 6mm/fil

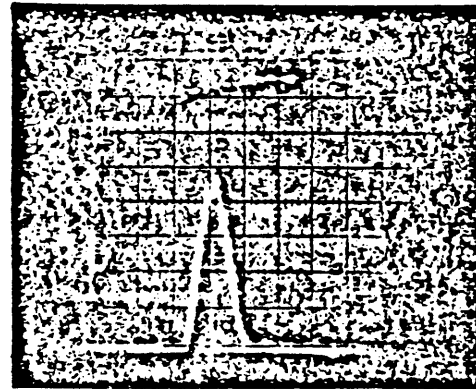


Fig. 5 : DWB22 : signal  
 observé sur oscilloscope (20 ns/  
 carreau 10mV/carreau) -  $1.7 \cdot 10^9$   
 $H^-$  circulant -  $4.4 \cdot 10^6 H_0$

Annexe III (suite)

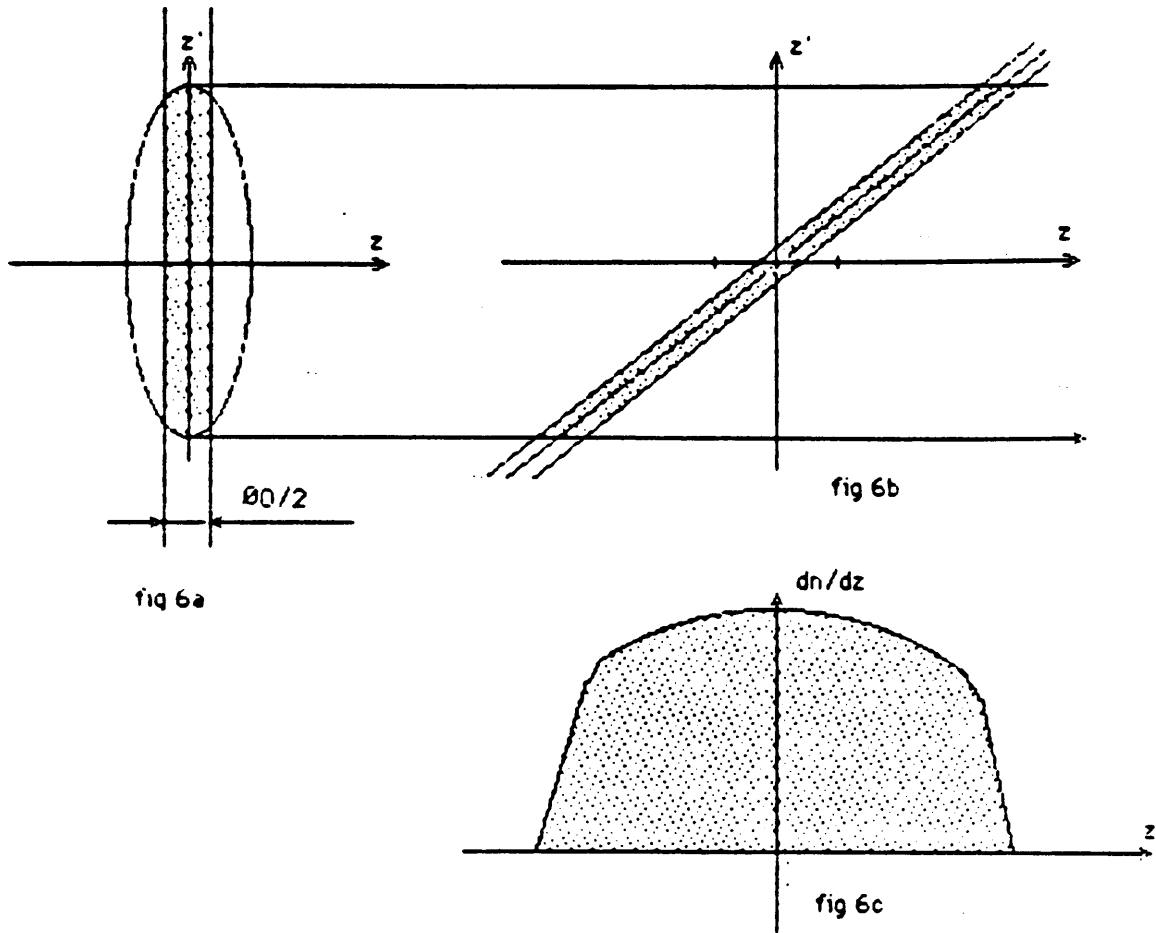


Fig. 6 : Epluchage par laser : a) la partie hachurée est la portion de l'espace de phase vertical vue par le laser, b) transport de la partie d'espace de phase correspond aux  $H_0$  épluchés au centre de la section 2 jusqu'à la chambre MWC21, c) profil obtenu en MWC21 si la distribution dans l'espace de phase original est gaussienne.

REFERENCES

- <sup>1</sup> : U. Gastaldi, CERN pp̄ note 30 (1977) non publié et U. Gastaldi Proc. 4th European Antiproton Conf. Strassbourg, 1978. (A. Friedmann ed. du CNRS Paris 1979) vol. 2 p. 607.
- <sup>2</sup> : M. Chanel, R. Giannini, P. Lefèvre, R. Ley, D. Manglunki, D. Möhl, IBS Measurement of H<sup>-</sup> intra-beam stripping cross-section by observing a stored beam in LEAR CERN/PS 87-12 (LEA).
- <sup>3</sup> : H. Hassey. Negative ions, Cambridge University Press (1976).
- <sup>4</sup> : D. Möhl in Proc. 3rd Lear Workshop Tignes 1985. (U. Gastaldi et al. Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, France 1985) p. 65.
- <sup>5</sup> : M. Brouet. Communication privée.
- <sup>6</sup> : P. Lefèvre. Communication privée.
- <sup>7</sup> : U. Gastaldi, D. Möhl in Proc. 2nd Lear Workshop Erice 1982 (U. Gastaldi, R. Klapisch ed. Plenum Press, London 1984) p. 649.
- <sup>8</sup> : M. Brouet, P. Khou, Communication privée.
- <sup>9</sup> : V. Agoritsas, J. Bovigny and all, Note en préparation.
- <sup>10</sup> : D. Williams, M. Le Gras, Communication privée.