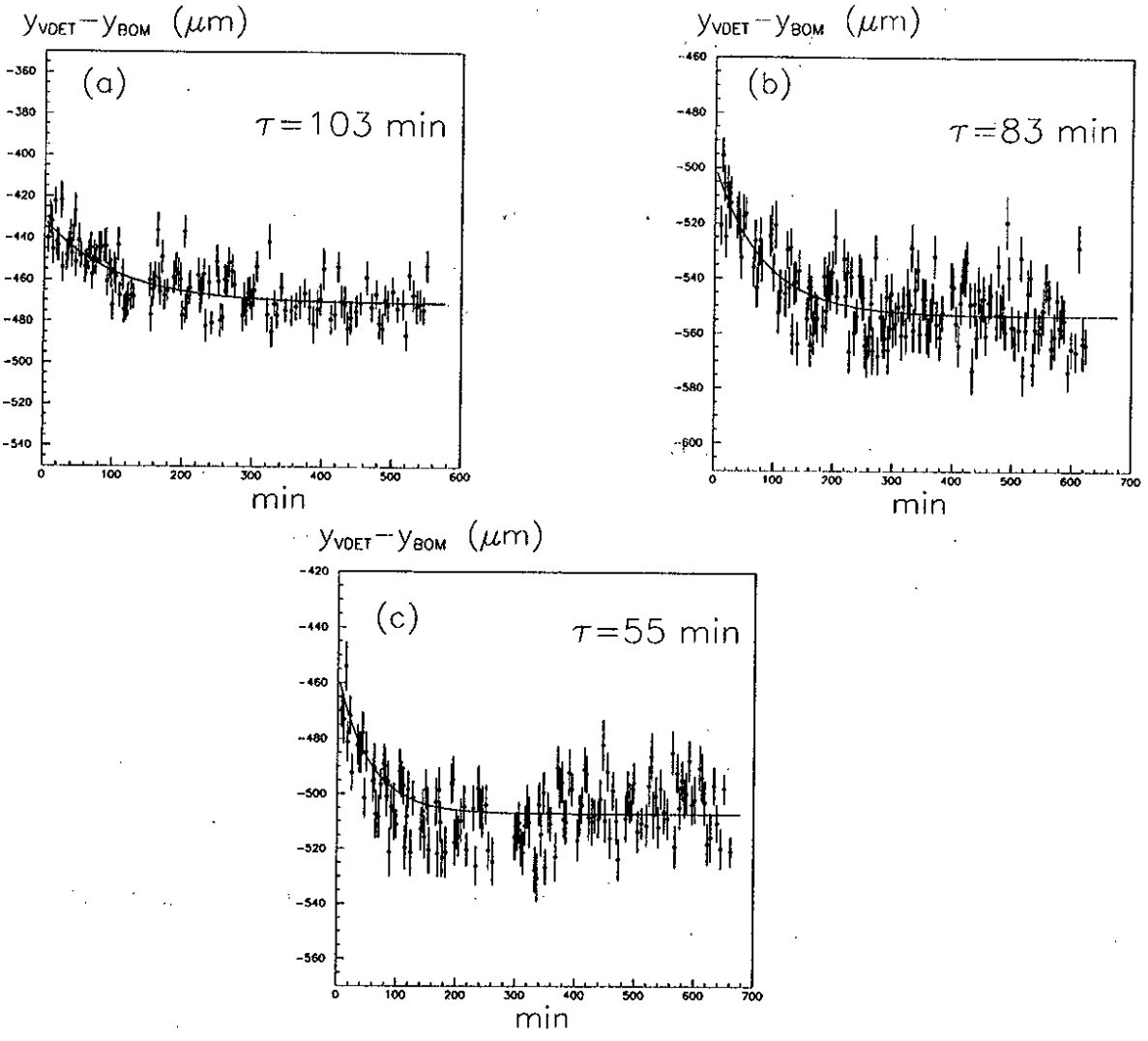

Figure 4.10: Différence $y_{VDET} - y_{BOM}$ pour les remplissages 2268 (a), 2378 (b) et 2336 (c), en fonction du temps écoulé depuis le premier événement du remplissage.

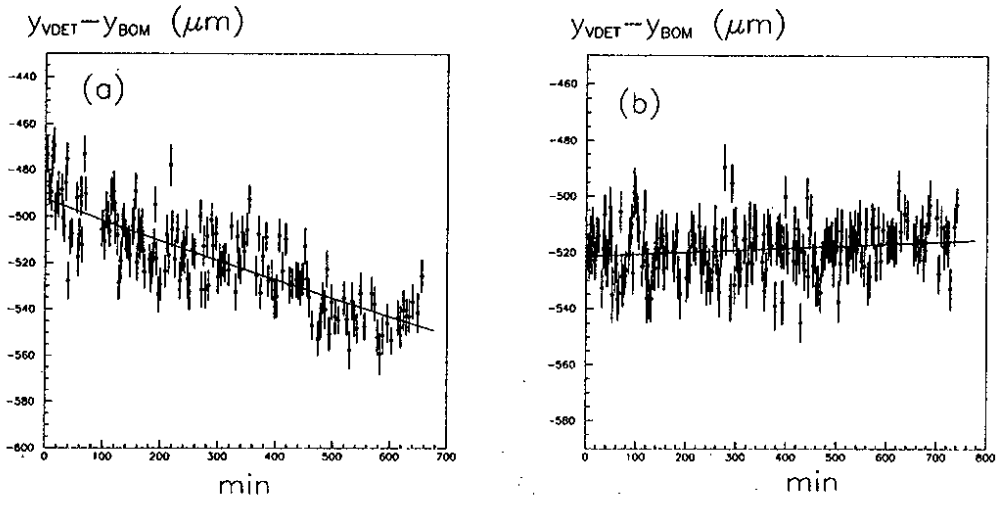

Figure 4.11: Deux exemples dans lesquels $y_{VDET} - y_{BOM}$ ne voit pas de décroissance exponentielle en début de remplissage: remplissage 2337 (a) et 2275 (b).

La quantité $\Delta x = x_{VDET} - x_{BOM}$ ne semble pas avoir cette dépendance exponentielle systématique au début de chaque remplissage, mais plutôt une différence constante tout au long du remplissage. La Fig.4.12 (a) montre un exemple typique de cette différence Δx. La Fig.4.12 (b) présente la distribution de cette différence pour toutes les données de l'année; cette distribution montre que le décalage semble être le même pour tous les remplissages, sa valeur moyennée sur toute l'année étant d'environ 1500 microns.

Dans certains remplissages, la position horizontale voit quand même une dépendance en temps. La Fig.4.13 montre l'exemple du remplissage 2336 où Δx semble osciller tout au long du remplissage. Mais l'étude de cette différence, pour tous les remplissages de l'année 1994, ne permet pas de mettre en évidence un effet systématique comme celui observée pour Δy. Lorsqu'il y a une variation au cours du temps dans un remplissage, sa dépendance n'est pas nécessairement en début de remplissage et sa forme est variable selon les remplissages.

Cette comparaison montre essentiellement deux types de désaccords entre les mesures des BOMs et celles du VDET : d'une part, des différences qui dépendent du temps (dépendance exponentielle systématique en début de remplissages pour Δy, et dépendance assez aléatoire pour Δy ou Δx au cours de certains remplissages); d'autre part un décalage permanent (environ 500 μm verticalement et 1500 μm horizontalement) qui ne semble être lié ni au temps ni au remplissage.

La décroissance systématique de la position verticale du faisceau observée au début de la plupart des remplissages par le VDET est sans doute due à l'optique de la machine entre les BOMs et le point d'interaction; ces effets systématiques seraient de l'ordre de 40 μm dans le plan vertical et pourraient provenir d'un mouvement des quadrupôles QS0. Cette hypothèse avait déjà été avancée lors de l'étude des données de 1991. Ces quadrupôles sont les plus proches du point d'interaction, et leur position semble avoir une influence non négligeable sur celle du faisceau. En effet, il est estimé qu'un mouvement symétrique vertical des deux quadrupôles, de quelques dizaines de microns, induit au point d'interaction un mouvement du faisceau du même ordre de grandeur. Les supports mécaniques de ces quadrupôles sont soumis à des effets de température, lors de l'établissement du courant au début d'un remplissage, et peuvent provoquer un mouvement des QS0 de quelques dizaines de microns. Les données des BOMs ne verraient pas ce mouvement puisqu'il n'est pas pris en compte dans les matrices de transfert décrivant l'optique de la machine. Un système de monitorage de ces quadrupôles a donc été installé dans ALEPH en 1995; une étude des premiers résultats est présentée dans la Section 5.

Quant au décalage permanent existant aussi bien pour la différence horizontale que verticale, il pourrait être dû à une mauvaise calibration. En effet la calibration de 1991 n'a jamais été vérifiée et il se peut que les gains aient changé au cours de ces trois ans. Ainsi, si on veut obtenir des mesures de précision suffisante pour être utilisées dans des analyses de physique, il semble nécessaire de faire une nouvelle calibration.

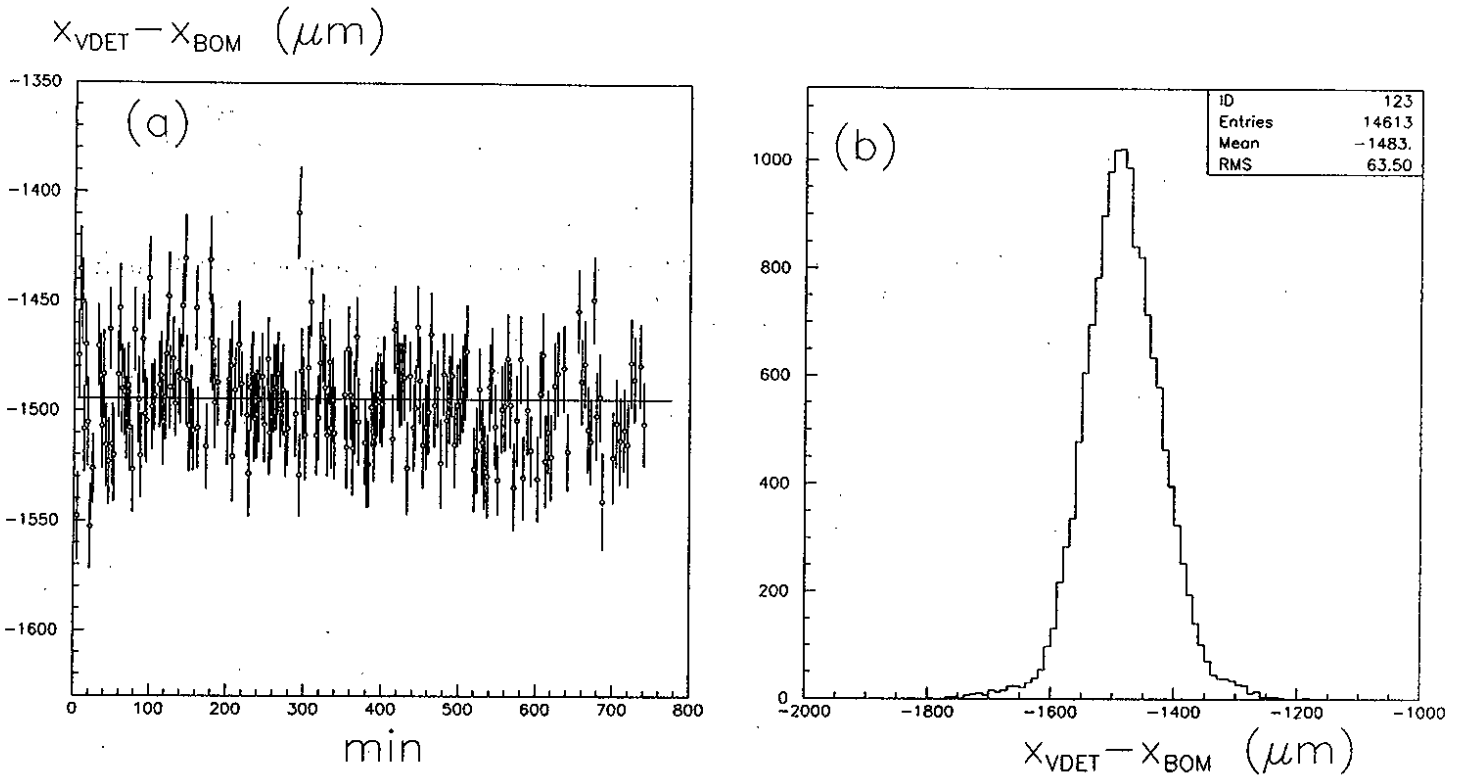

Figure 4.12: (a): différence $x_{VDET} - x_{BOM}$ en fonction du temps pour le remplissage 2275; (b): distribution de cette différence pour tous les remplissages de l'année 94.

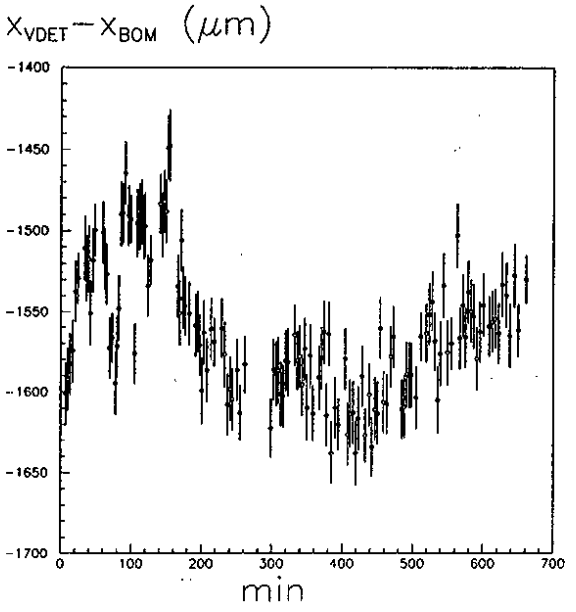

Figure 4.13: Remplissage 2336: un exemple où la différence $x_{VDET} - x_{BOM}$ varie au cours du temps.

4.5 Mesure de la position des quadrupôles QS0 en 1995

4.5.1 Description du système de monitorage

En mars 1995, un système permettant de mesurer la position des deux quadrupôles QS0 a été installé dans ALEPH. De chaque côté du détecteur, une barre horizontale de 38 cm reliant le quadrupôle et le LCAL a été installée; l'une de ses extrémités est solidement fixée au support du quadrupôle et de petits potentiomètres de 10kΩ sont installés sur son autre extrémité. Les surfaces de référence sont de petites plaques en aluminium fixées sur le LCAL. On fait l'hypothèse que la LCAL ne bouge pas par rapport au VDET. Quatre potentiomètres sont placés du côté gauche (côté A) et deux du côté droit (côté B). On a ainsi accès aux positions horizontale et verticale du quadrupôle situé du côté B

$$x^B_{qs0} \qquad y^B_{qs0}$$

et aux positions longitudinale, horizontale et verticale du quadrupôle situé du côté A; le quatrième potentiomètre installé de ce côté fournit une mesure redondante de la position verticale permettant ainsi, en comparant les deux positions indépendantes, d'avoir un ordre de grandeur de l'erreur de mesure. Ces quatre positions sont notées

$$x^A_{qs0} \qquad y^A_{qs0} \qquad y^{A\,*}_{qs0} \qquad z^A_{qs0}$$

Ces potentiomètres sont alimentés par une tension continue de 12V. La calibration, faite à l'aide de petites plaques de 50 μm d'épaisseur, montre qu'un mouvement de 1 μm correspond à une variation de tension de 1mV. Les positions de ces quadrupôles sont enregistrés environ toutes les minutes dans les banques de données d'ALEPH.

4.5.2 Analyse des données de 1995

L'objet de cette étude est d'analyser les mouvements des quadrupôles QS0, observés sur les premières données prises en 1995 et de les comparer avec les mouvements du faisceau au point d'interaction d'ALEPH afin de comprendre les corrélations éventuelles.

En 1995, le LEP fonctionne avec un faisceau de quatre trains de positrons contre quatre trains d'électrons, chacun composé de 2, 3 ou parfois 4 paquets. A l'époque où cette étude a été faite, les matrices de transfert décrivant l'optique de la machine entre les BOMs d'ALEPH et le point d'interaction n'étaient pas encore disponibles. Ces matrices sont différentes de celles de l'année 1994 à cause du nouveau mode de fonctionnement par train du LEP: afin que les faisceaux de positrons et d'électrons n'interfèrent pas avant d'atteindre le point d'interaction, une nouvelle optique a été installée et les matrices de 1994 ne conviennent plus pour extrapoler la position du faisceau des BOMs jusqu'au point d'interaction.

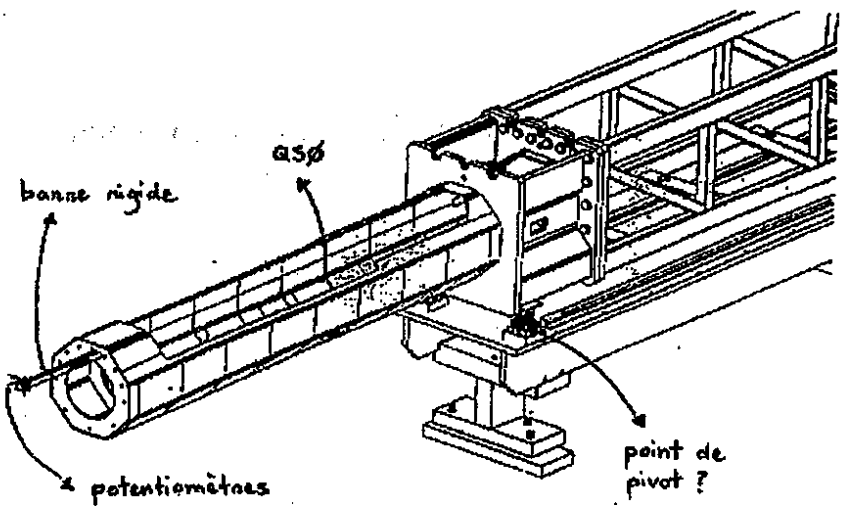

Figure 4.14: Schéma du dispositif de monitorage d'un quadrupôle QS0. Le mouvement des supports mécaniques proviendraient peut-être de l'endroit noté "point de pivot".

L'étude qui suit ne porte pas sur les données des BOMs d'ALEPH mais seulement sur celles des BOMs du LEP. On comparera d'abord le mouvement des quadrupôles avec celui du faisceau mesuré par VDET au point d'interaction, puis on verra alors quel est le type de correction à apporter au système des BOMs du LEP.

Comme on l'a dit un peu plus haut, la position verticale du quadrupôle QSO^A est mesurée deux fois indépendamment (une mesure du mouvement vers le haut et une mesure vers le bas). La Fig.4.15 (a) montre la distribution de la différence de ces deux mesures ($\Delta y_{qs0} = y^A_{qs0} - y^{A\,*}_{qs0}$) pour toutes les données étudiées. Ces données correspondent à 45 remplissages collectés aux mois de mai et juin 1995. L'écart type de cette distribution donne une estimation de l'erreur commise sur une mesure, l'incertitude de chaque mesure de position par un potentiomètre est évaluée à $\sigma_{QOS} = 3.1$ μm.
La Fig.4.15 (b) montre l'allure de cette différence Δy_{qs0} en fonction de la valeur moyenne $\bar{y}_{qs0}$ de la position verticale $\left(\bar{y}_{qs0} = (y^A_{qs0} + y^{A\,*}_{qs0})/2\right)$. Si on ajuste cette distribution par la droite

$$\Delta y_{qs0} \;=\; A\,\bar{y}_{qs0} \;+\; B$$

la pente A obtenue vaut 0.30 et le décalage -23.6 μm. L'erreur dépend de la position du quadrupôle, cette dépendance étant sans doute due à une différence de calibration des potentiomètres. La Fig.4.16 montre la même distribution Δy_{qs0} après correction. L'écart type de cette distribution peut être interprété comme l'erreur commise sur une mesure si la calibration des potentiomètres était parfaite.

Les distributions des Fig.4.17 et Fig.4.18 montrent, pour les deux remplissages 2714 et 2715, les variations de positions horizontales, verticales et longitudinales des quadrupôles $QS0^A$ et $QS0^B$ en fonction du temps.

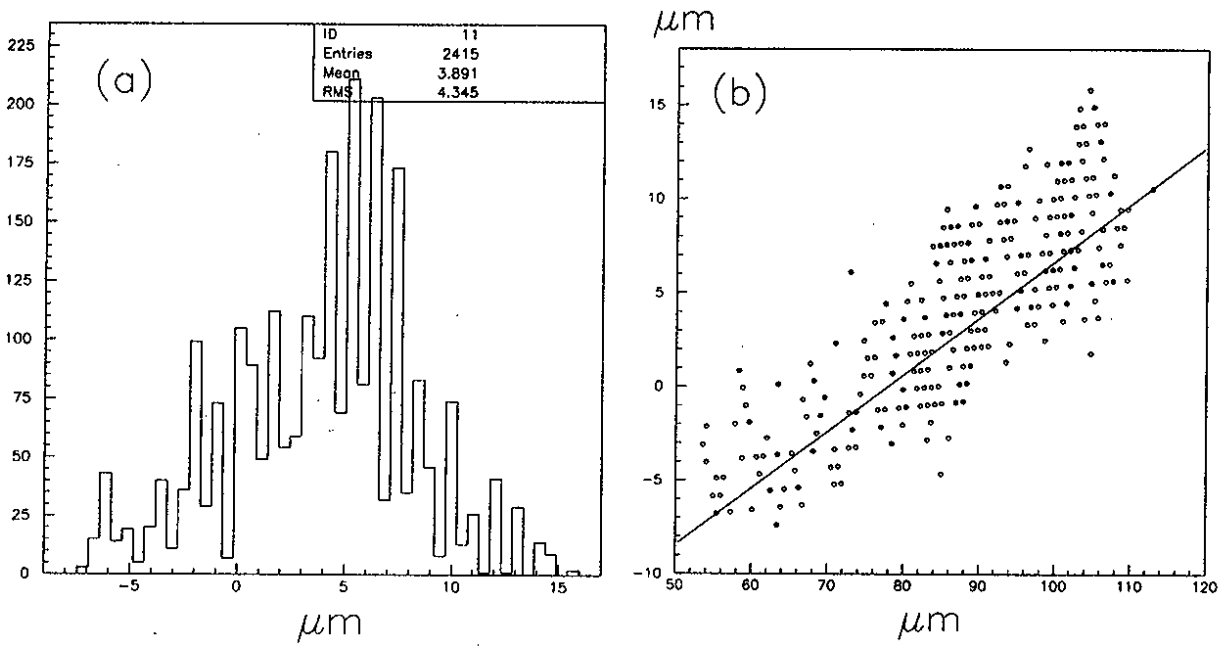

Figure 4.15: Distributions pour tous les remplissages du début de l'année 1995 de la différence Δy_{qs0} (a) et de cette différence Δy_{qs0} en fonction de la valeur moyenne $\Delta \bar{y}_{qs0}$ (b). L'ajustement de la distribution (b) par la droite $\Delta y_{qs0} = A\ \bar{y}_{qs0} + B$ donne $A = 0.30$ et $B = -23.6\ \mu$m.

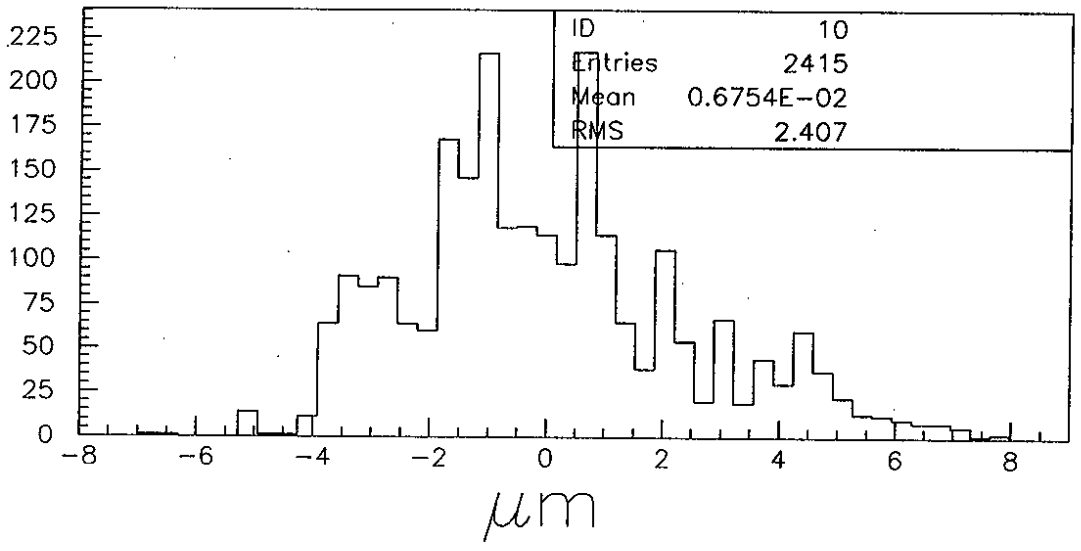

Figure 4.16: Distribution de la quantité $\Delta y_{qs0} - 0.3\bar{y}_{qs0} + 23.6$.

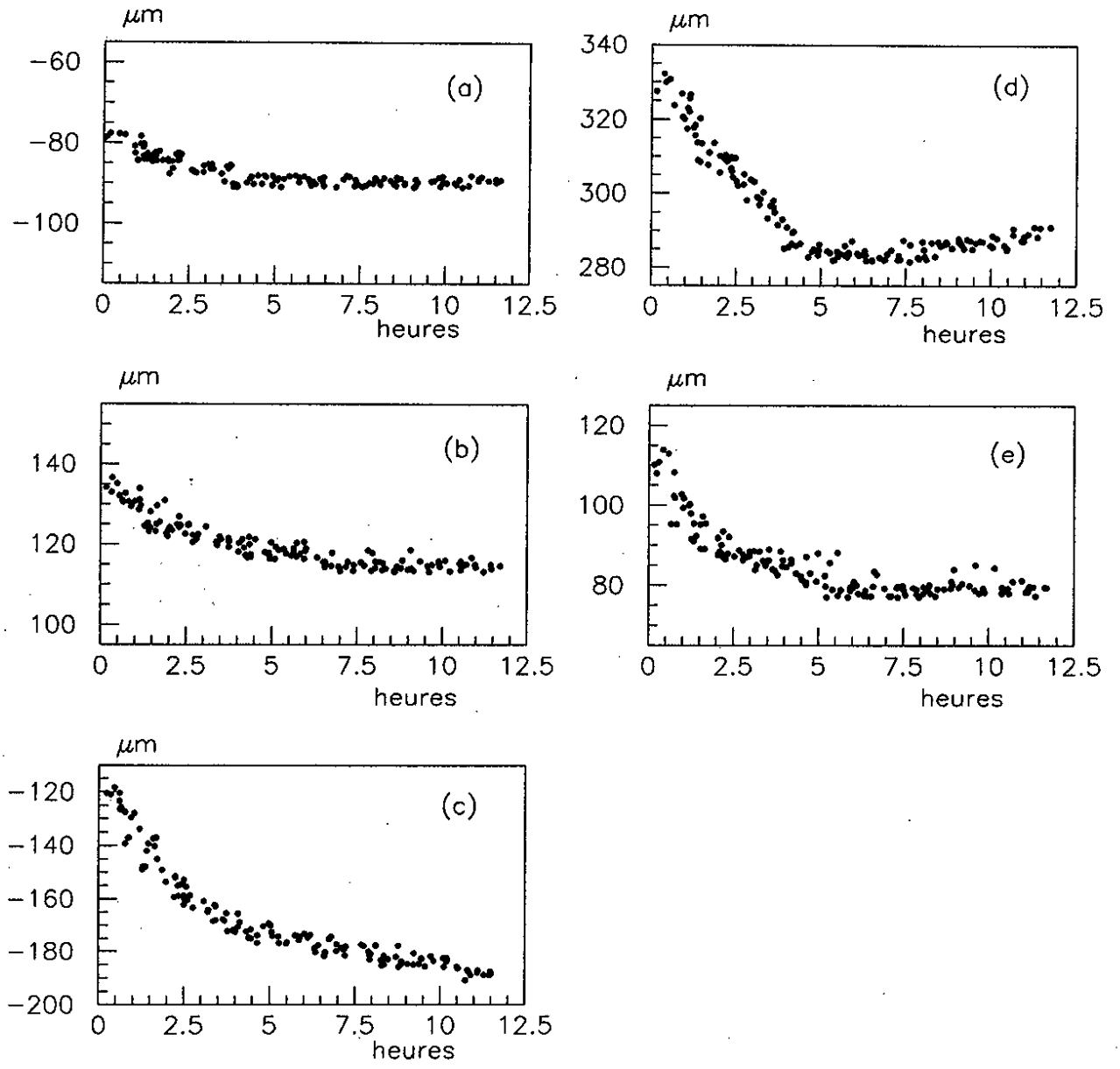

Figure 4.17: Positions des quadrupôles $QS0^A$ et $QS0^B$ en fonction du temps écoulé depuis le début du remplissage 2714.
x^A_{qs0} (a),y^A_{qs0} (b) et z^A_{qs0} (c) représentent respectivement les positions horizontale, verticale et longitudinale de $QS0^A$, x^B_{qs0} (d) et y^B_{qs0} (e) les positions horizontale et verticale de $QS0^B$.

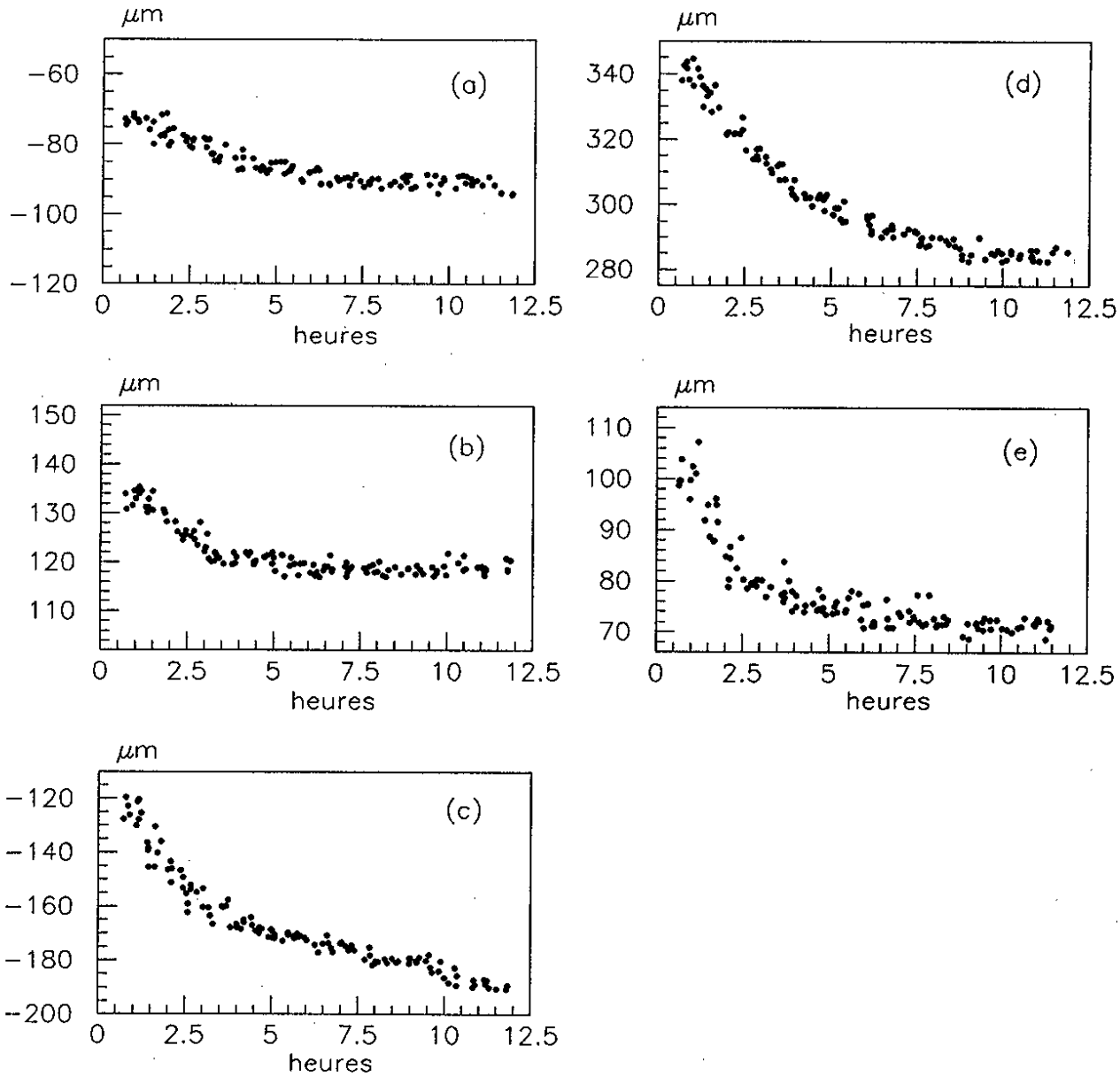

Figure 4.18: Positions des quadrupôles $QS0^A$ et $QS0^B$ en fonction du temps écoulé depuis le début du remplissage 2715. Voir la légende de la Fig.4.17.

Les allures de ces distributions pour ces deux remplissages 2714 et 2715 sont caractéristiques de la majorité des remplissages étudiés. Deux observations peuvent essentiellement être tirées de ces distributions. D'une part, que ce soit du côté A ou du côté B, toutes les positions voient une décroissance de forme exponentielle au début du remplissage, le temps caractéristique de cette exponentielle étant d'au moins une heure. D'autre part, l'amplitude du mouvement de $QS0^B$ est plus importante que celle de $QS0^A$. Ces comportements sont observés pour la plus grande partie des remplissages dans lesquels la statistique est convenable (une centaine de mesures).

Avant de passer à l'étude des corrélations avec la position du faisceau au point d'interaction, quelques prédictions faites par le LEP sur les conséquences du mouvement des quadrupôles doivent être mentionnées.

Un calcul fait par les opérateurs du LEP permet d'estimer le déplacement vertical du faisceau au point d'interaction, lorsque ce déplacement est provoqué par un mouvement des quadrupôles. La Table 4.2 [50] présente quatre scénarios de mouvements de ces quadrupôles et le déplacement vertical du faisceau qui en résulte.

Mouvements des QS0	déplacement de $QS0^A$	déplacement de $QS0^B$	position à l'IP
symétrique	5	5	7
antisymétrique	0	10	7
	−5	5	0
	−10	0	−7

Tableau 4.2: Exemples de déplacements verticaux prédits pour le faisceau au point d'interaction, dus à des mouvements verticaux des quadrupôles QS0.

La règle qu'on peut tirer de ces exemples semble être : $\Delta y_{IP} \sim 0.7 \left(\Delta y^A_{qs0} + \Delta y^B_{qs0}\right)$ où Δy^A_{qs0} et Δy^B_{qs0} sont les variations de positions verticales des quadrupôles, et Δy_{IP} le déplacement vertical du faisceau créé au point d'interaction.

Pour tester cette prédiction, il s'agit de choisir des remplissages dans lesquels le faisceau n'est soumis qu'à des effets dûs aux mouvements des quadrupôles. Les sauts brusques du faisceau étant généralement dus à des corrections d'orbite, la caractéristique principale retenue dans la sélection de ces remplissages est la forme continue de la position du faisceau au cours du temps.

Pour tous les remplissages choisis, les variations de la position verticale du faisceau mesurée par le VDET (y_{Vdet}) sont comparées avec les variations des positions des quadrupôles. Les Figures 4.19, 4.20, 4.21 et 4.22 montrent le résulat de cette comparaison pour les remplissages 2714, 2750, 2751, 2752. Sur toutes ces figures, la position verticale des quadrupôles y^A_{qs0} (a) et y^B_{qs0} (b), la somme $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$ (c) et la position du faisceau au

point d'interaction y_{VDET} (d), sont montrés en fonction du temps écoulé depuis le premier événement du remplissage. Dans les distributions (e) de la position y_{VDET} en fonction de la somme $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$, les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude statistique sur la mesure de VDET.

Comme il a été dit auparavant, le remplissage 2714 représente l'allure de la majorité des remplissages: les deux quadrupôles bougent en même temps, dans le même sens et seulement en début du remplissage. Dans le remplissage 2750, $QS0^B$ a un mouvement vertical ascendant en milieu de remplissage tandis que $QS0^A$ reste immobile. Le remplissage 2751 montre une situation dans laquelle les deux quadrupôles bougent dans le même sens mais pas au même moment, tandis que dans le remplissage 2752 le mouvement des quadrupôles est antisymétrique. Pour tous ces remplissages, la position du faisceau a été ajustée en fonction de la somme $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$ par une droite:

$$y_{Vdet} = p \left(y^A_{qs0} + y^B_{qs0} \right) + r$$

Les résultats de ces ajustements sont présentés dans la Table 4.3. Les valeurs de la pente p pour ces cinq remplissages particuliers semblent être en bon accord avec l'ordre de grandeur prédit par LEP.

remplissage	p	χ^2 p.d.l
2714	0.84±0.06	1.20
2750	0.51±0.05	1.14
2751	0.62±0.05	1.31
2752	0.65±0.06	1.28

Tableau 4.3: Résutltats des ajustements du déplacement vertical du faisceau au point d'interaction en fonction du déplacement des quadrupôles QS0.

Aucune corrélation évidente n'a été observée pour la direction horizontale. Mais la résolution sur la position du faisceau mesurée par le VDET étant d'une vingtaine de microns (au lieu de 8 μm dans la direction verticale), les effets dus aux mouvements des quadrupôles, s'il y en a, seront plus difficiles à mettre en évidence.

Il s'agit maintenant de vérifier que ces informations de position des QS0 apportent une amélioration significative au système des BOMs. Comme on l'a dit au début de cette section, nous ne considérons ici que les BOMs du LEP. Autour d'ALEPH, le système des BOMs du LEP comprend deux unités BOM de part et d'autre du point d'interaction. Ces BOMs sont situés entre les quadrupôles QS4 et QS0 (voir Fig.4.2) et leurs mesures de la position des faisceaux au point d'interaction voient, comme les BOMs d'ALEPH, des différences avec les mesures de VDET.

Les données du VDET sont toujours considérées comme référence. L'échantillon de données utilisées pour cette étude comprend 2384 chunks et correspond à une quarantaine de remplissages collectés au mois d'août 1995. La position des faisceaux fournie par les

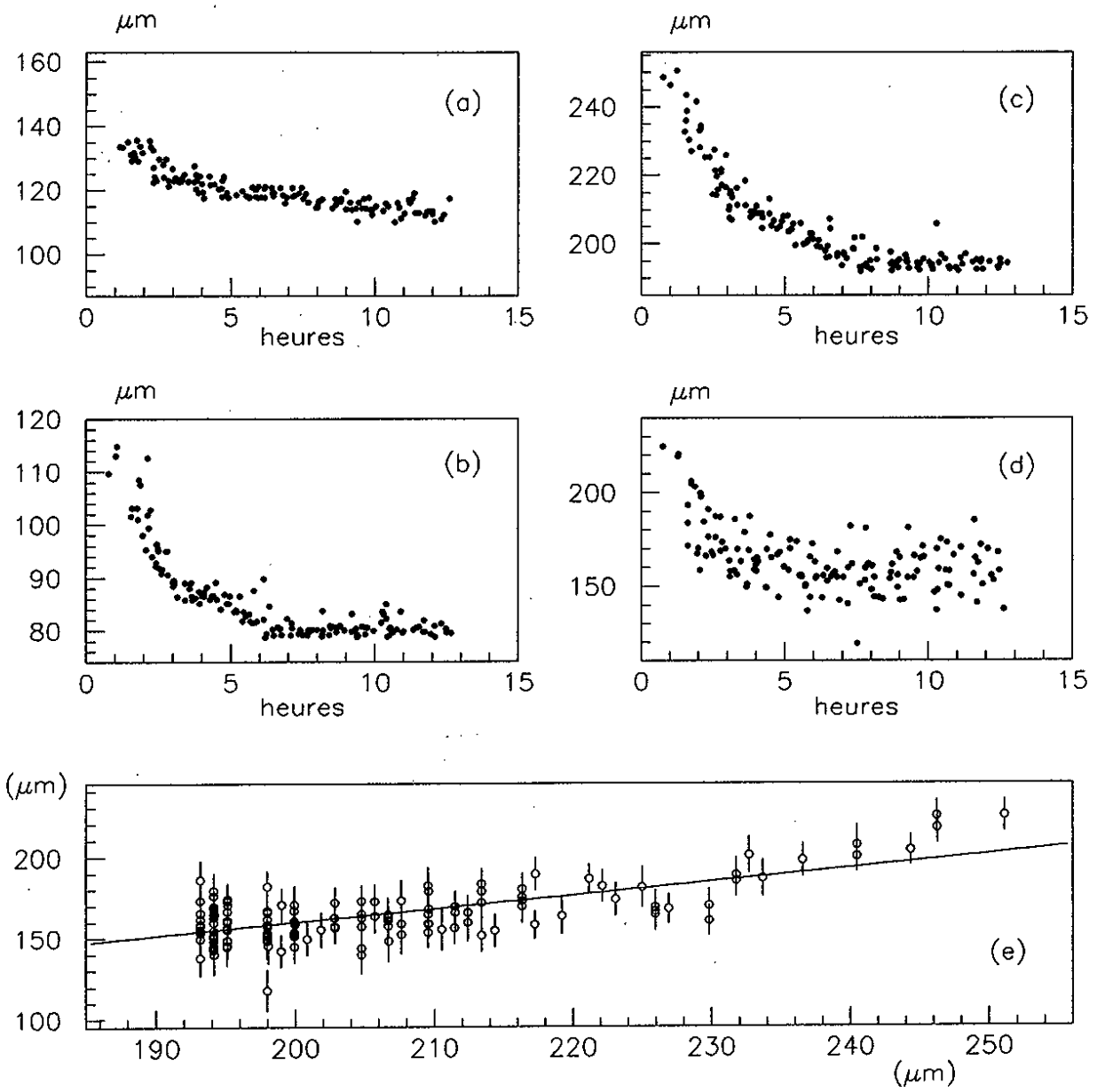

Figure 4.19: Distribution en fonction du temps (en heures) des positions y^A_{qs0} (a) et y^B_{qs0} (b), $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$ (c), y_{Vdet} (d), et distribution de y_{Vdet} en fonction de la somme $y^A_{qs0} + y^B_{qs0}$ (e), pour le remplissage 2714.

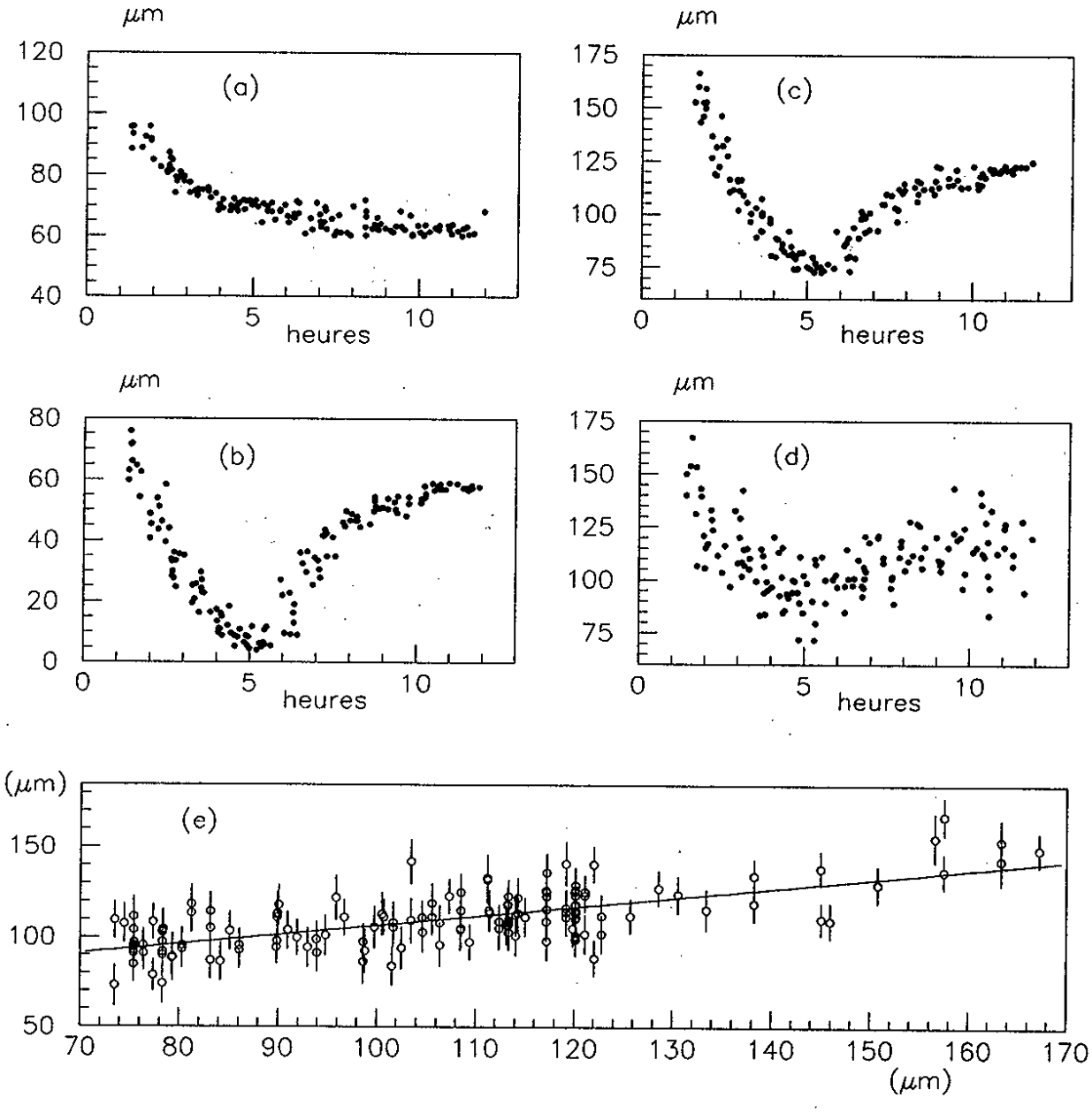

Figure 4.20: Remplissage 2750. Voir la légende de la Fig4.19.

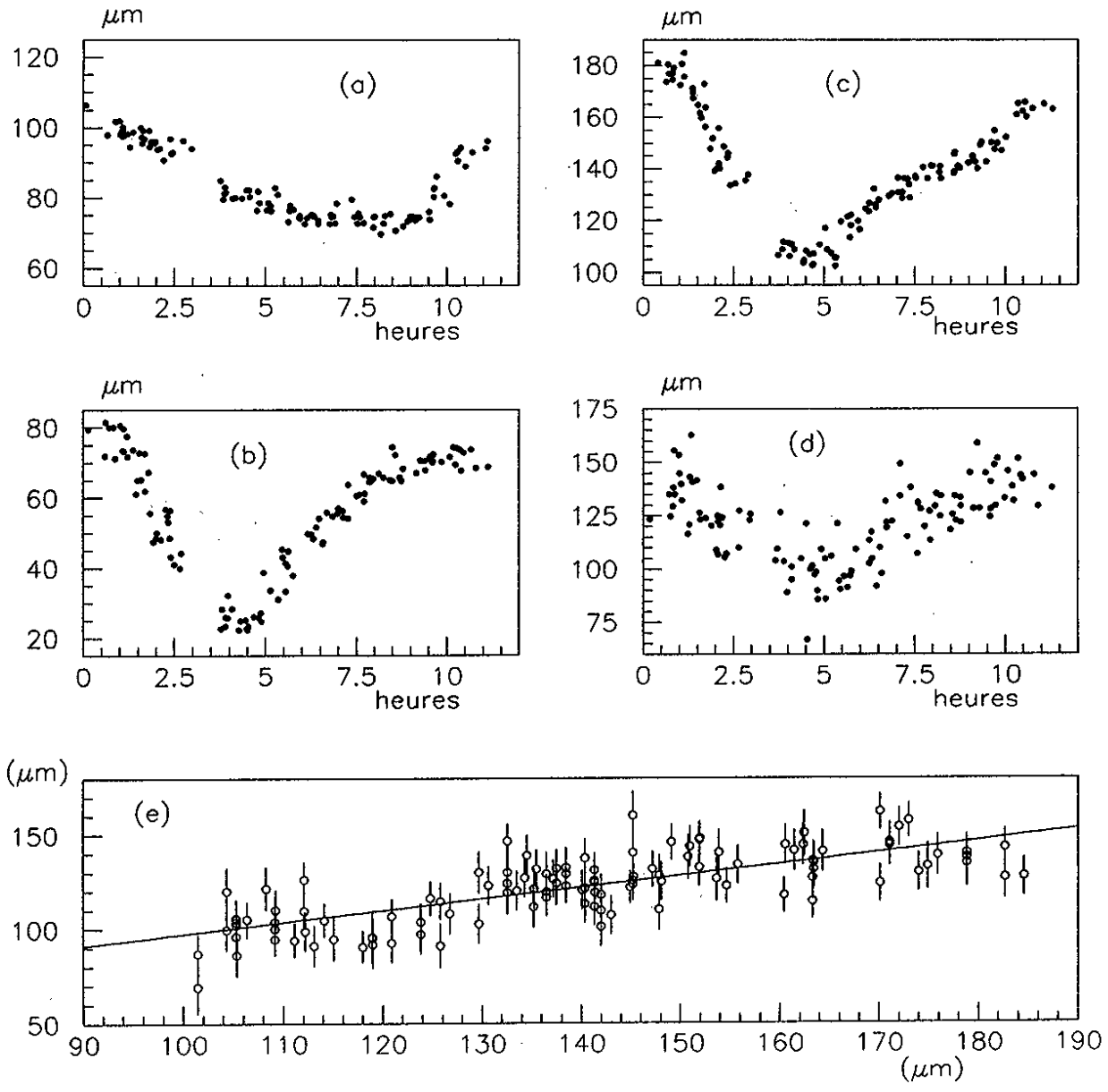

Figure 4.21: Remplissage 2751. Voir la légende de la Fig4.19.

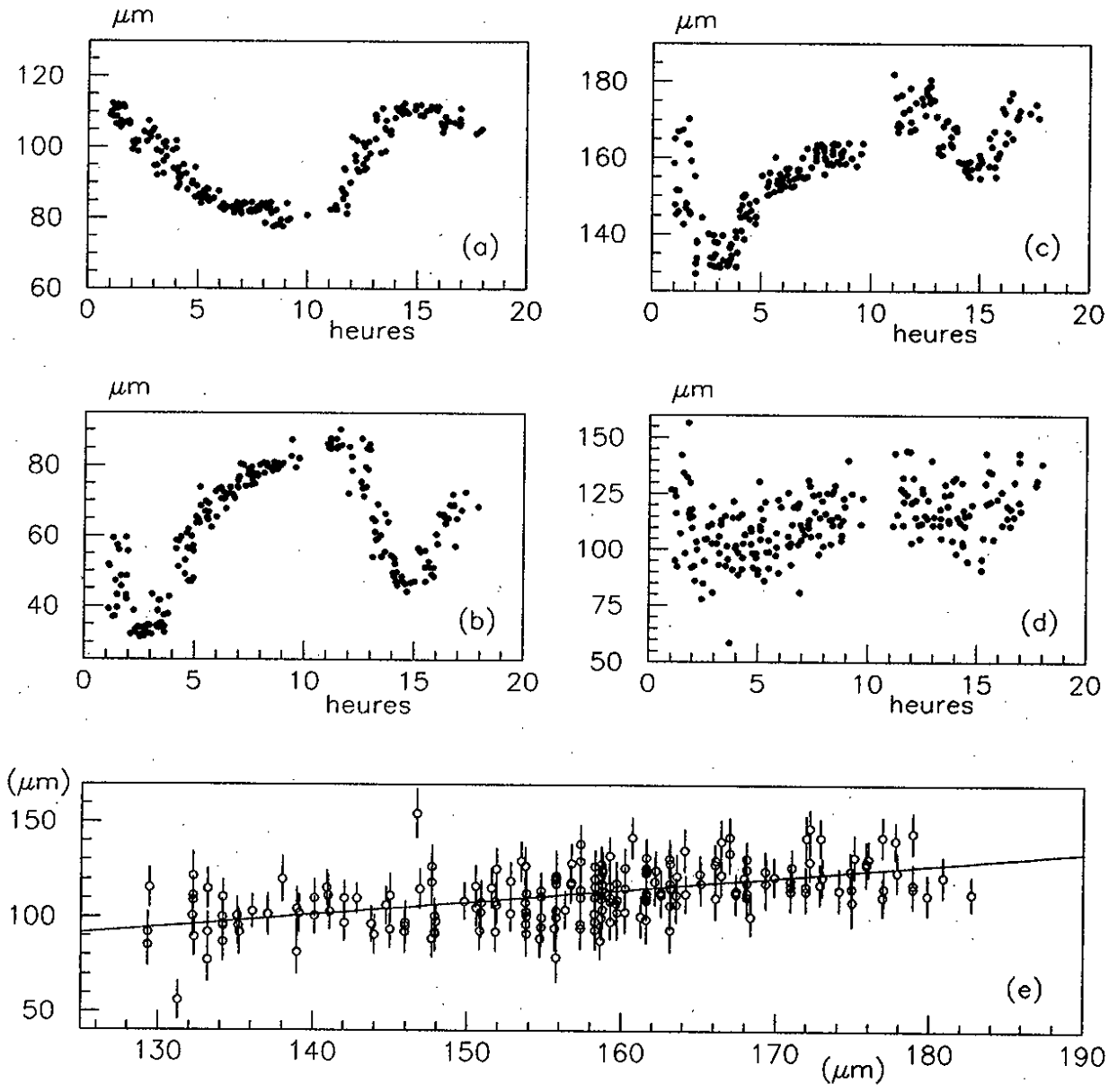

Figure 4.22: Remplissage 2752. Voir la légende de la Fig4.19.

BOMs est la moyenne des deux positions données par les paires droites et gauches.

On s'intéresse surtout à la position verticale du faisceau. La valeur moyenne des erreurs de mesure du VDET pour les 2384 chunks vaut $\sigma_{y_{VDET}}$= 10.5 μm. L'écart type de la distribution $y_{VDET} - y_{LEP}$ valant 17.5 μm, on obtient la valeur de l'erreur des mesures des BOM: $\sigma_{y_{LEP}}$ = 14 μm. Afin de savoir comment prendre en compte les effets dus aux mouvements des QS0, l'erreur σ associée à la distribution

$$y_{VDET} - y_{LEP} - \alpha(y^A_{qs0} + y^B_{qs0})$$

a ensuite été ajustée en fonction de la valeur de α. Pour ces 2384 chunks, le minimum de σ vaut 12.47 μm et est atteint pour α= 0.555 [51], qui est bien de l'ordre de grandeur des constantes de la Table 4.3. Cette correction $y_{LEP} - \alpha y_{qs0}$ permet donc de passer de $\sigma_{y_{LEP}}$= 14 μm à $\sigma^{corr}_{y_{LEP}} = (\sigma^2 - \sigma^2_{y_{VDET}})^{1/2}$ = 6.8 μm.

Le même travail a été fait pour la position horizontale, mais des désaccords (sans doute dus à des problèmes de calibration des BOMs du LEP) entre les positions des électrons et des positrons étant déjà présents avant toute correction, la prise en compte de ces effets de QS0 n'apporte pas d'amélioration significative.

4.5.3 Conclusion

Ces premiers résultats montrent que les mouvements des quadrupôles ont un effet non négligeable sur la position du faisceau et que les conséquences de ces mouvements semblent être assez bien comprises. L'ordre de grandeur du rapport de 0.7 prédit entre les mouvement des QS0 et ceux du faisceau au point d'interaction est assez cohérent avec les premières observations et confirme la nécessité de prendre cet effet en compte dans le système des BOMs. L'étude précédente montre que la correction apportée permet d'améliorer sensiblememt la résolution sur la position verticale mesurée par les BOMs du LEP; il faut maintenant vérifier que les BOMs d'ALEPH voient aussi ce type d'amélioration.

4.6 Calibration de l'électronique associée aux BOMs d'ALEPH

Les différences des mesures des BOMs d'ALEPH et du VDET pourraient aussi être dues à la calibration du système électronique des BOMs qui, on le rappelle, n'a pas été vérifiée depuis 1991. Dans cette partie, une nouvelle méthode de calibration est donc exposée.

Comme il a été vu dans la section 1.3.2, les positions x et y du faisceau aux BOMs sont calculées avec les signaux provenant des quatre pickups. Mais on peut facilement se convaincre que trois signaux suffiraient pour déterminer ces positions dans le plan transverse au faisceau. L'idée est donc d'utiliser cette redondance d'information pour obtenir les gains relatifs des différentes électrodes à l'aide des données elles-mêmes.

Après avoir décrit la procédure de calibration, on essaiera de l'appliquer sur les données

de 1994. On verra alors que certaines manipulations pendant la prise de données sont nécessaires pour que cette méthode puisse aboutir à la détermination des gains et qu'alors, seul un lot particulier de données BOMs de 1995 nous permettra de calibrer les électrodes. En 1995, le LEP fonctionnant avec un système de train de paquets ("bunchs trains"), on verra d'autre part quelles sont les conséquences de ce mode de fonctionnement sur la procédure de calibration et de calcul des positions.

4.6.1 Description de la méthode de calibration

Lorsqu'un paquet d'électrons ou de positrons passe entre les électrodes, le potentiel induit sur chacune des électrodes dépend de l'intensité du paquet et de sa distance à l'électrode. L'expression du signal collecté à l'électrode $n°i$, noté q_i, est paramétrée par [52]

$$q_i = \frac{I}{r_i^2} \qquad i = 1...4 \qquad (6.1)$$

On se place maintenant dans le référentiel lié au centre du tube à vide dans lequel les distances r_i s'expriment en fonction des positions x et y du faisceau et de la position des électrodes (repérée par la longueur a, voir Fig.4.23):

$$r_i^2 \;=\; (a \pm x)^2 \;+\; (a \pm y)^2 \qquad (6.2)$$

La quantité I prend en compte aussi bien l'intensité d'un paquet que des grandeurs caractéristiques des électrodes, comme leur surface ou leur impédance de sortie. I n'a donc pas l'unité physique d'une intensité. Lorsqu'on linéarise les q_i, le premier terme des développements en x/a et y/a permet d'obtenir les expressions des positions x et y en fonction de ces q_i et de la constante a, ceci indépendamment de la quantité I.

$$x, y \;=\; \frac{a}{2}\left(\frac{q_4 - q_3}{q_4 + q_3} \;\pm\; \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2}\right)$$

Ces expressions ont une forme identique à celles de la section 3.2 et l'identification permet de fixer la constante a à 3.628 cm. Le diamètre du tube à vide étant de 11 cm et les extrémités des électrodes se trouvant à quelques millimètres de sa surface, cette valeur $a = 3.628$ cm semble confirmer que notre paramétrisation est appropriée à la description du problème.

Les quatre charges une fois passées à travers les canaux d'électronique sont notés s_i^{true} et sont paramétrées en fonction des q_i par

$$q_i = b_i \; s_i^{true} \qquad (6.3)$$

où les constantes b_i sont les quatre gains qu'on cherche à déterminer. Pour chaque événement k, les expressions explicites de ces quantités s_i^{true} (notées maintenant $s_i^{k\,true}$

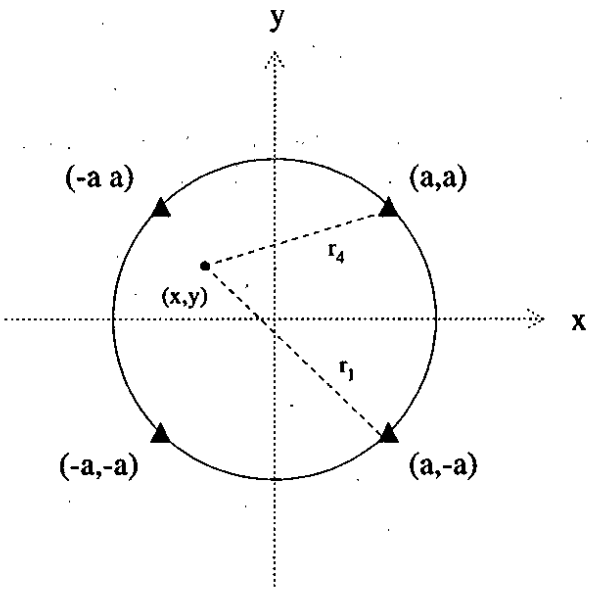

Figure 4.23: Schéma des coordonnées utilisées pour les expressions des charges q_i induite sur chacune des électrodes des BOMs.

pour plus de clarté) sont donc des fonctions des positions x^k et y^k du paquet considéré, de la quantité I^k, et des gains b_i :

$$s_i^{k\,true} = \frac{I^k}{b_i\ [(a \pm x^k)^2 + (a \pm y^k)^2]}$$

Le χ^2 qu'on va minimiser s'écrit alors

$$\chi^2 = \sum_k \chi_k^2 \qquad\qquad \chi_k^2 = \sum_{i=1}^{4} \left(\frac{s_i^{k\,true} - s_i^{k\,mes}}{\sigma_{s_i}^k} \right)^2$$

où l'indice k va de 1 à N et correspond au nombre d'événements utilisés pour la minimisation. Pour chaque événement k, la quantité χ_k^2 est une fonction des quatre signaux mesurés $s_i^{k\,mes}$, des quatre sigmas σ_i^k, des positions x^k et y^k, de la quantité I^k, et des constantes b_i :

$$\chi_k^2 = \sum_{i=1}^{4} \frac{1}{\sigma_{s_i}^{k\,2}} \left(\frac{I^k}{b_i\ [(a \pm x^k)^2 + (a \pm y^k)^2]} \right)^2$$

Chaque χ_k^2 sera d'abord minimisé par rapport à x^k, y^k et I^k pour chaque événement, puis le χ^2 total sera ensuite minimisé par rapport aux constantes b_i. Plus présisément, la résolution des trois équations

$$\frac{\partial \chi_k^2}{\partial x^k} = 0 \qquad \frac{\partial \chi_k^2}{\partial y^k} = 0 \qquad \frac{\partial \chi_k^2}{\partial I^k} = 0 \qquad (6.4)$$

fournit, pour chaque événement, l'expression de x^k, y^k et I^k en fonction des constantes de calibration b_i et des quantités $s_i^{k\,mes}$ et $\sigma_{s_i}^k$. Ces expressions sont ensuite réinjectées dans le χ^2 qui est ensuite minimisé par rapport aux constantes b_i.

Afin de tester cette minimisation, une dizaine de positions x et y ont été générées avec les gains

$$b_1 = 1.0 \qquad b_2 = 1.14 \qquad b_3 = 1.18 \qquad b_4 = 1.09$$

La distribution de ces positions est présentée sur la Fig.4.24(a). Le χ^2 est minimisé par rapport aux trois constantes b_2, b_3 et b_4, la constante b_1 restant fixée égale à 1. Le minimum est alors atteint pour

$$\begin{cases} b_2^{rec} = 1.138 \pm 0.030 \\ b_3^{rec} = 1.171 \pm 0.023 \\ b_4^{rec} = 1.099 \pm 0.021 \end{cases}$$

qui sont des valeurs parfaitement compatibles avec les valeurs générées. Les distributions (b) et (c) de la Fig.4.24 montrent que les positions reconstruites par les équations (6.4) et celles générées sont aussi en bon accord.

4.6.2 Applications aux données BOMs 1994

En 1994, le calcul des coordonnées x et y du faisceau de positrons au BOM B à partir des signaux s_i (sans bien entendu tenir compte des gains puisqu'on ne les connait pas ...), montre que la valeur moyenne de cette position est d'environ 0.14 cm en x et -0.03 cm en y, la variation autour de cette position moyenne étant de l'ordre de 0.01 en x et 0.03 cm en y. On fait donc maintenant un autre test Monte Carlo dans lequel les positions de faisceau simulées sont semblables à celles des données prises en 1994.

La Fig.4.25(a) présente un lot simulé de positions type 1994, dans lequel les constantes b_i choisies pour la génération ont les mêmes valeurs que dans l'exemple précédent. Le résultat de la minimisation du χ^2 fournit alors les constantes

$$\begin{cases} b_2^{rec} = 1.311 \pm 0.141 \\ b_3^{rec} = 1.350 \pm 0.085 \\ b_4^{rec} = 1.093 \pm 0.069 \end{cases}$$

qui ne sont plus du tout en accord avec les constantes générées. Les histogrammes (b) et (c) de la Fig.4.25 montre aussi que les positions ne sont plus reconstruites.

Pour interpréter la différence du résultat des deux exemples précédents, on peut essayer de donner un argument qualitatif : si on ignore toujours les gains, on peut estimer l'erreur commise sur les coordonnées x et y, à partir de la formule linéaire

$$x, y = C\left((s_4 - s_3)/(s_4 + s_3) \pm (s_1 - s_2)/(s_1 + s_2)\right)$$

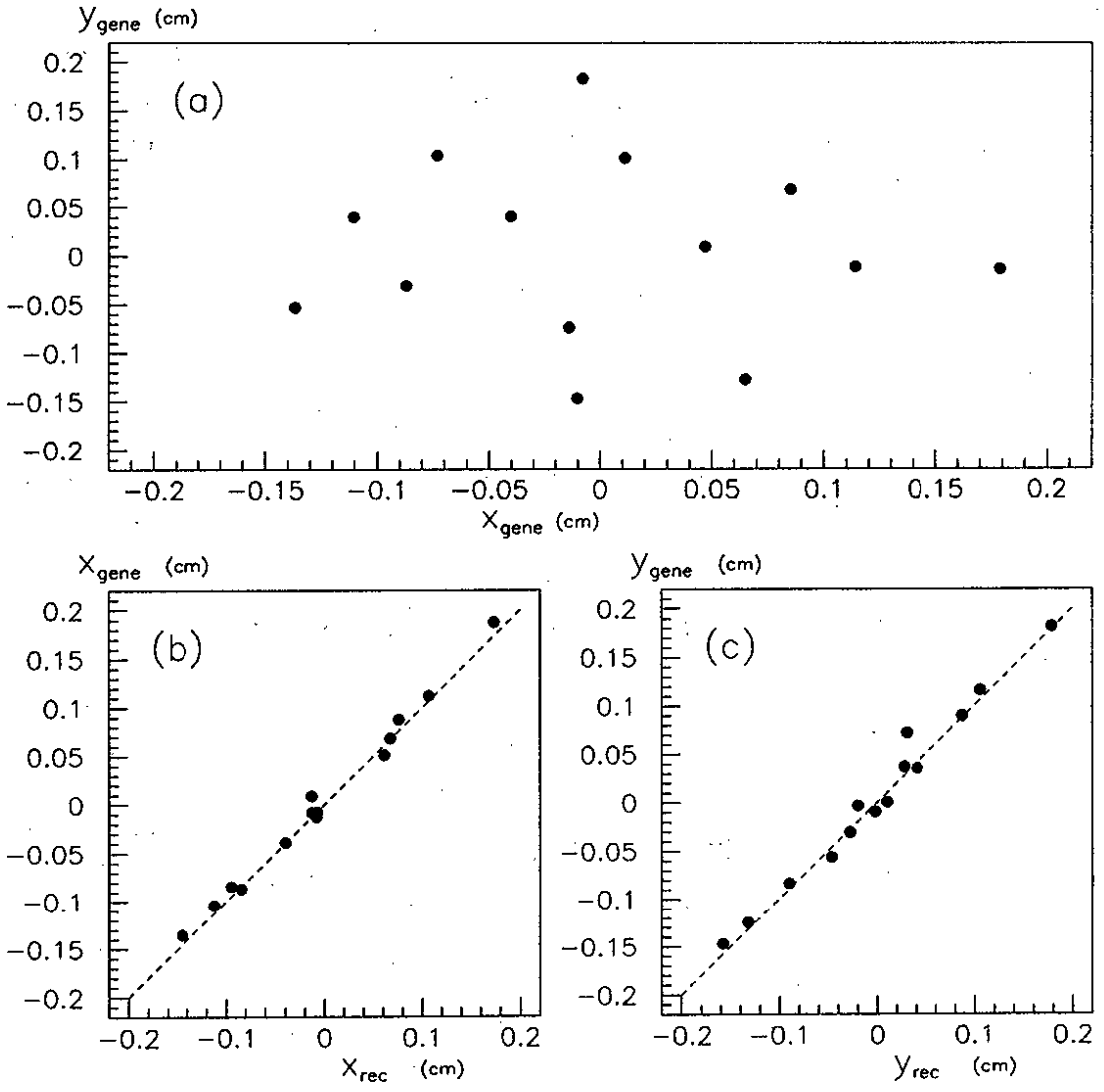

Figure 4.24: Distribution des positions générées (a) avec $b_1 = 1.0$, $b_2 = 1.14$, $b_3 = 1.18$ et $b_4 = 1.09$, et distributions de ces positions en fonction des positions reconstruites verticales (b) et horizontales (c) par le programme de minimisation.

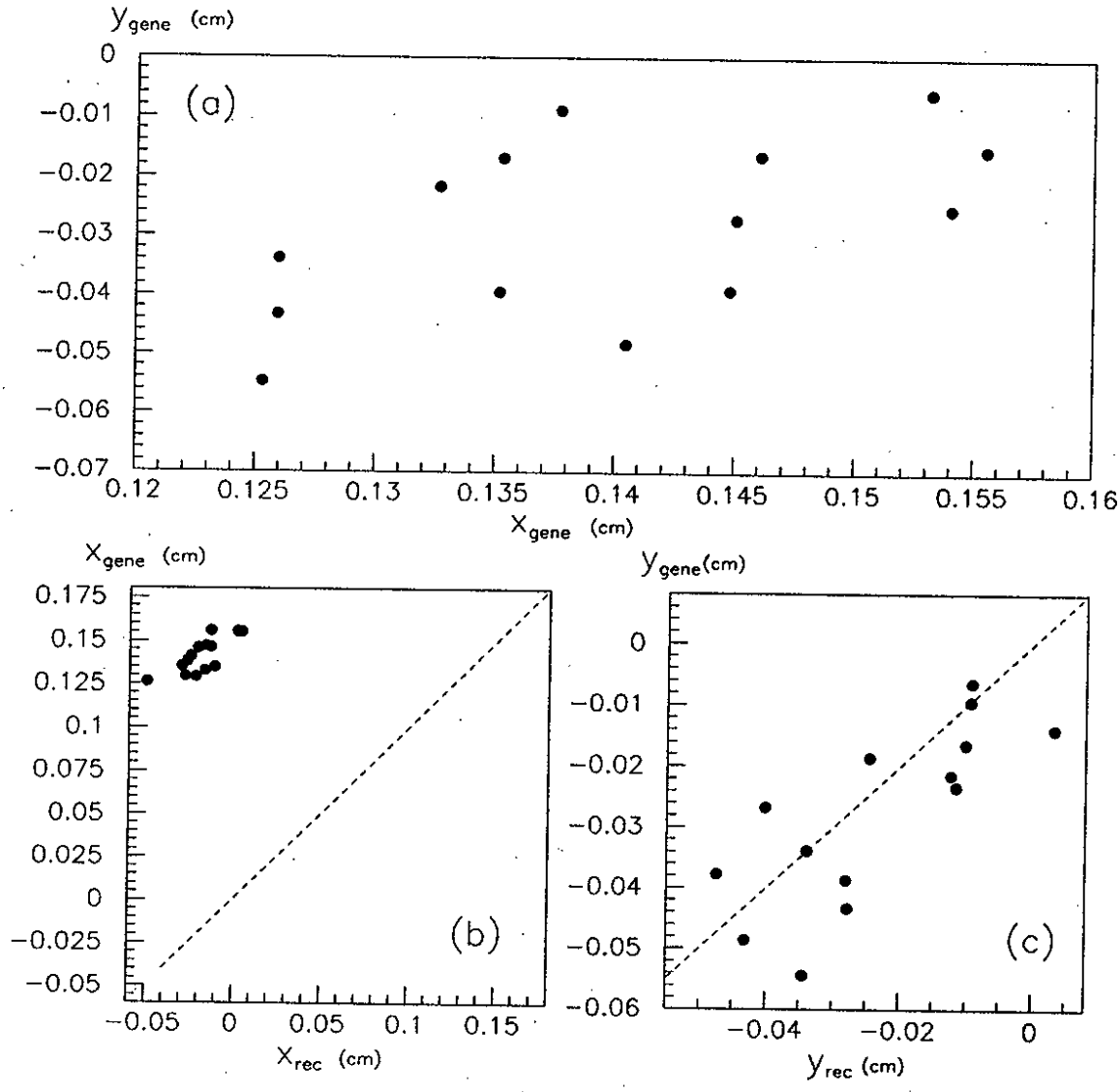

Figure 4.25: Positions simulées et reconstruites (voir la légende de la Fig.4.24) pour un lot où les positions générés sont du même type que celles du faisceau de positrons passant au BOM B en 1994.

et donner l'ordre de grandeur de Δx et Δy, en supposant que les signaux sont identiques pour les quatre électrodes :

$$\Delta x, \Delta y \sim 1.814\ \sigma_s/s$$

L'ordre de grandeur typique d'un signal s_i et de son erreur σ_{s_i} étant respectivement 1000 et 10 coups ADC, on obtient $\Delta x, \Delta y \sim 0.02$ cm. Or, pour avoir suffisamment de contraintes, le χ^2 utilisé pour déterminer les constantes doit contenir plusieurs positions de faisceaux bien distinctes, séparées d'au moins Δx ou Δy les unes des autres; en effet si tous les événements ont les mêmes positions, aux erreurs Δx et Δy près, cela revient à essayer de minimiser un χ^2 ne contenant qu'un seul événement; les contraintes sont alors insuffisantes pour déterminer trois constantes. La génération de la Fig.4.25(a) ne convient donc pas puisque les événements ne sont séparés que d'environ 0.002 cm en x et 0.0035 cm en y. Par contre, les positions générées de la Fig.4.24(a) étant deux à deux distantes d'environ 0.03 cm, elles permettent bien de retrouver les valeurs des b_i.

Toutes les données BOMs observées de l'année 1994 montrent que le faisceau reste toujours dans la région schématisée sur la Fig.4.25(a). Ce type de calibration semble donc impossible. En fait, faute de pouvoir faire bouger le faisceau, on pourrait échapper à ce problème en simulant un déplacement de faisceau. En effet, si on échange au cours de la prise de données les différentes voies d'électronique, le système aura l'impression que le faisceau a bougé. On peut échanger les entrées 1 et 2, puis 1 et 3 et ainsi pour n'importe quelle combinaison, chaque permutation apportant une contrainte supplémentaire au χ^2.

Si on reprend les positions générées de la Fig.4.25(a) et qu'en plus on simule plusieurs permutations d'électronique (1 et 2, 1 et 3, 1 et 4, 2 et 3 ...), le résultat de la minimisation est alors satisfaisant puisqu'il redonne les bonnes valeurs des constantes:

$$\begin{cases} b_2^{rec} = 1.142 \pm 0.057 \\ b_3^{rec} = 1.179 \pm 0.054 \\ b_4^{rec} = 1.090 \pm 0.050 \end{cases}$$

Cette manipulation de l'électronique qui fournit maintenant un nombre suffisant de contrainte n'a bien sûr pas été faite au cours de la prise de données de 1994. Ce type de calibration utilisant les données BOMs de 1994 a d'ailleurs été un échec. En 1995, en revanche, on a procédé à ces échanges de canaux d'électronique pour un très petit lot de données.

4.6.3 Calibration des BOMs avec les données de 1995 Conséquences des trains de paquets

Jusqu'en 1994, le LEP marchant en mode Pretzel, l'optique de la machine entre le point d'interaction et les BOMs d'ALEPH était telle que les faisceaux se trouvaient très près de l'axe du tube à vide (moins de 0.2 cm) au niveau des BOMs d'ALEPH. La situation est différente en 1995 car le LEP marche avec des faisceaux de quatre trains avec chacun deux,

trois ou parfois quatre paquets d'électrons ou de positrons [53]. Avec ce type de faisceau, la présence de bumps est nécessaire pour séparer les faisceaux afin qu'ils n'interagissent pas ailleurs qu'au point de collision. Les faisceaux de positrons et d'électrons sont alors espacés verticalement d'au moins 1 cm lorsqu'ils passent au niveau des BOMs d'ALEPH.

Dans les deux exemples Monte Carlo présentés sur les Fig.4.24 et 4.25, les positions x et y générées étant très proches de l'origine (comparée avec le rayon du tube à vide), le problème avait été linéarisé par un développement au premier ordre en x/a et y/a, et les trois équations (6.4) résolues analytiquement pour chaque événement. Dans les configurations de positions de l'année 1995, ces approximations ne sont plus valables. On peut en effet donner un ordre de grandeur de l'erreur commise en considérant par exemple le faisceau à x_{BOM}=0.2 cm et y_{BOM}=1.2 cm (correspondant à la position moyenne du faisceau de positrons passant au BOM B en 1995): si, à partir de ces positions, on calcule les charges q_i linéarisées d'une part et non linéarisées d'autre part, les différences $q_i^{lin} - q_i^{non\ lin}$ vont jusqu'à 12%. Il est impossible de déterminer les constantes de calibration avec de telles erreurs et les trois équations (6.4) doivent maintenant être résolues numériquement dans la procédure de calibration.

Un lot de positions type 1995 ($\bar{x}_{BOM}$=0.13 cm, $\bar{y}_{BOM}$=1.18 cm) a été simulé afin de vérifier que la procédure fonctionne toujours dans ce cas non linéarisé. La génération a été faite, avec toujours les mêmes constantes : b_1=1.0, b_2=1.14, b_3=1.18 et b_4=1.09, et l'amplitude des variations des positions verticales et horizontales est de l'ordre de 0.03 cm comme cela est observé dans les données. Comme on pouvait s'y attendre, si on ne simule pas d'échange dans les canaux d'électronique, la procédure de minimisation n'aboutit pas. Par contre, avec la simulation de permutations, les valeurs rendant le χ^2 minimum sont bien egales à celles qui ont été générées. Les distributions (a) et (b) de la Fig.4.26 présentent les positions horizontales et verticales générées en fonction des positions reconstruites.

Pour les données BOMs réelles, les permutations de canaux électroniques ont été effectuées au début du remplissage 3007 pendant le run 37652: les entrées 1 et 2 ont été échangées pendant quelques minutes, puis les entrées 1 et 3, etc., etc. La durée de cette opération n'a pas dépassé une demi-heure. Le lot utilisé pour la minimisation comprend une trentaine d'événements couvrant toutes les permutations effectuées. Les valeurs des constantes b_i minimisant le χ^2 sont alors

$$\begin{cases} b_2 = 1.0913 \pm 0.0032 \\ b_3 = 1.1633 \pm 0.0028 \\ b_4 = 1.1064 \pm 0.0028 \end{cases}$$

Les données BOMs utilisées dans cette minimisation sont les signaux induits sur les électrodes du BOM B au passage d'un paquet de positrons. Les constantes de calibration pour les positrons au BOM A et pour les électrons aux BOMs A et B seraient obtenues de la même façon.

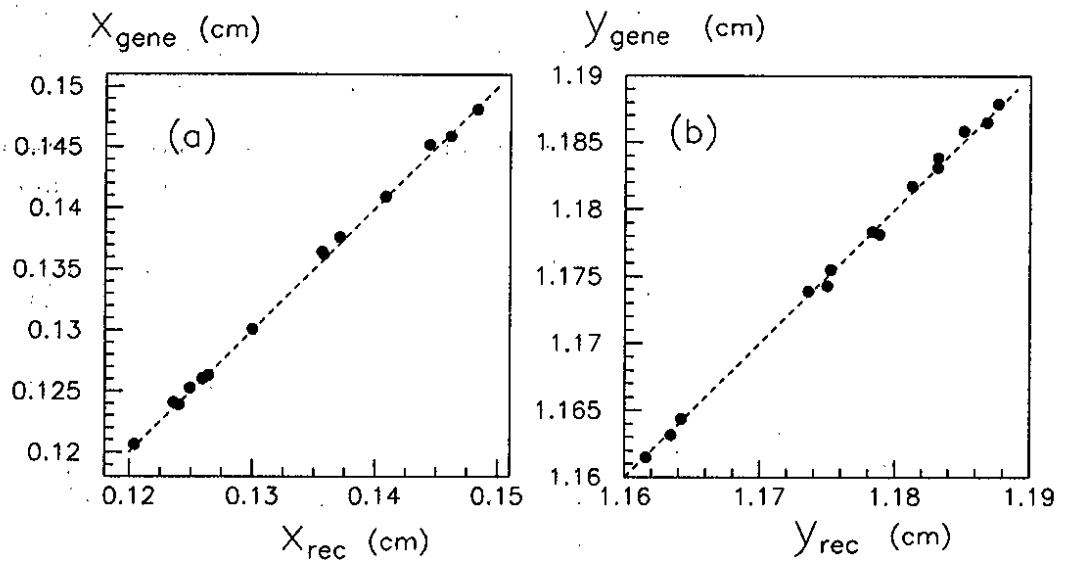

Figure 4.26: Positions simulées en fonction des positions reconstruites pour un lot où les positions générés sont du même type que celles du faisceau de positrons passant au BOM B en 1995.

Alors qu'en 1991, seuls les rapports des gains des électrodes 1 et 2 d'une part et 3 et 4 d'autre part, avaient été déterminés, dans la méthode proposée ici, tous les gains sont calculés. En fait, cette calibration des électrodes deux à deux est nécessaire dès que les formules de reconstruction ne sont plus linéaires. Cette procédure de calibration nécessite très peu de données BOMs et permet donc de vérifier souvent la validité des gains. D'autre part, les données utilisées pour calibrer ne sont pas perdues pour la physique puisque la reconstruction des positions aux BOMs peut être faite en prenant en compte les permutations des canaux d'électronique.

Le problème évoqué précédemment concernant la linéarisation reste valable pour le calcul des positions x et y. Une fois les constantes de calibration établies, une façon d'obtenir les coordonnées x_{BOM} et y_{BOM} du faisceau serait de résoudre numériquement les trois équations (6.4), autrement dit de minimiser pour chaque événement la quantité

$$\left(\frac{\partial \chi_k^2}{\partial x^k}\right)^2 + \left(\frac{\partial \chi_k^2}{\partial y^k}\right)^2 + \left(\frac{\partial \chi_k^2}{\partial I^k}\right)^2 = 0$$

de la même façon que cela est fait dans la détermination des constantes b_i. Cette procédure serait bien sûr beaucoup plus lourde que celle décrite dans la section (4.3.2), mais semble être indispensable pour que les données BOMs soient utilisables avec ce mode des paquets trains.

Il faudra par ailleurs vérifier que les gains obtenus et la procédure de reconstruction des positions permettent bien d'améliorer la résolution des mesures des BOMs au point d'interaction, ceci en comparant avec les mesures fournies par le VDET en 1995. Ceci pourra être fait dès que les données des BOMs auront été extrapolées jusqu'au point d'interaction avec la matrice de transfert décrivant l'optique de la machine en 1995.

4.7 Conclusion

La comparaison entre les données des quadrupôles QS0 et celles du VDET a clairement montré que les effets dûs aux mouvements de ces QS0 ne sont pas du tout négligeables et doivent absolument être pris en compte pour que les mesures des BOMs puissent être utilisées comme contrainte dans les analyses de physique. L'étude d'un échantillon des données de 1995 montre que cette correction, une fois ajoutée, permet d'améliorer sensiblement la résolution de la position verticale des BOMs du LEP qui passe de 14 μm à 6.8 μm.

Une nouvelle méthode de calibration permet maintenant de déterminer les gains des électrodes des BOMs d'ALEPH à partir d'une trentaine de données BOMs, collectées après avoir effectué certaines permutations des voies d'électronique. En utilisant les nouvelles constantes de calibration et en prenant en compte la correction due aux mouvements des quadrupôles QS0, la résolution des mesures des BOMs d'ALEPH devrait aussi être sensiblement améliorée. La comparaison des données BOMs de 1995 avec celles du VDET nous permettra de savoir si la résolution atteinte sera suffisante; on rappelle que la résolution typique fournie par le VDET à LEP1 est de 20 μm horizontalement et 10 μm verticalement.

Comme on l'a dit dans la section 2, le système de mesure par chunk du VDET ne pourra plus être utilisé à LEP2. Une étude a cependant été faite sur la mesure de la position des faisceaux par la méthode des chunks à partir des événements $\gamma\gamma$ [54]. Cette étude est effectuée sur des données prises en 1993 à $\sqrt{s}$=89.4 GeV et utilise 56 chunks, correspondant à une valeur moyenne de 7.48 nb^{-1} par chunk. La résolution sur la position du faisceau mesurée par les événements $\gamma\gamma$ est obtenue par comparaison avec les mesures de VDET classiques. Le résultat est $\Delta x = 52$ μm et $\Delta y = 37$ μm par chunk. Pour comparer avec une situation à plus haute énergie, une étude Monte Carlo à $\sqrt{s} = 175$ GeV a ensuite été faite et la résolution prédite pour des chunks de 7.48 nb^{-1} est $\Delta x = 29$ μm et $\Delta y = 28$ μm.

Cette étude montre qu'il semble possible à LEP2 d'obtenir la position du faisceau grâce aux événement $\gamma\gamma$ aussi régulièrement qu'à LEP1 avec les événements multihadroniques et ce, avec une résolution de l'ordre de 30 μm. Cette méthode de reconstruction pourra aussi être très utile pour la comparaison avec les données des BOMs.

Conclusion

Les recherches de particules supersymétriques décrites ici ont été faites dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimum avec violation de la R-parité. Dans ce modèle, la conservation de la parité baryonique interdit la présence des termes $\lambda'' U^c D^c D^c$ dans le superpotentiel, assurant ainsi la stabilité du proton. Seuls les termes $\lambda L L E^c$ ont été considérés, ce qui revient à supposer que les constantes λ sont dominantes devant les constantes λ'. On a aussi supposé que le neutralino le plus léger était la particule supersymétrique la plus légère et que sa durée de vie était négligeable.

Le résultat des recherches sur les données enregistrées par ALEPH de 1989 à 1993 ont permis d'exclure d'une part, les squarks $\tilde{u}$, $\tilde{d}$, $\tilde{c}$, $\tilde{s}$, $\tilde{b}$ et toutes les saveurs de sleptons et de sneutrinos en dessous de la limite cinématique $m_Z/2$ et d'autre part, un stop non couplé au Z dans un domaine de masse compris entre 11 GeV/c^2 et 41 GeV/c^2. Ces limites sur les squarks ont été établies en supposant que les gluinos sont plus lourds que les squarks.

Dans le secteur des jauginos, les résultats des recherches des processus de désintégration du Z en $\chi\chi$, $\chi\chi'$ et $\chi'\chi'$ et la mesure précise de la largeur du Z, ont permis de contraindre l'espace des trois paramètres $m_{\tilde{\gamma}}$, μ et $\tan\beta$, de la même façon que cela avait été fait dans le cadre du MSSM avec conservation de la R-parité. La principale différence des domaines d'exclusion obtenus dans le cadre de ce modèle avec violation de la R-parité est due aux états finals visibles dans les désintégrations du neutralino χ.

Toutes ces limites ou contraintes ayant été établies avec la constante $\lambda_{i,j,k}$ la plus défavorable, (c'est-à-dire $(i,j,k) = (1,3,3)$), elles restent valables quelles que soient les valeurs du triplet (i,j,k). L'ordre de grandeur de ces constantes, correspondant à une durée de vie τ_χ négligeable, varie, selon la masse du χ, entre 5 10^{-5} et 0.04 (lorsque la masse des sfermions est de l'ordre de 100 GeV/c^2). D'un autre côté, le cas d'une durée de vie du χ très grande revient à considérer un modèle dans lequel la R-parité est conservée.

Dans la partie concernant le système des moniteurs de position de faisceau (BOMs) d'ALEPH, l'étude comparative de la position des faisceaux, mesurée par le détecteur de vertex (VDET) et par les BOMs sur les données de 1994, a mis en évidence des différences systématiques importantes.

L'influence des mouvements des quadrupôles les plus proches du point d'interaction sur la position des faisceaux au point d'interaction a été clairement établie par l'analyse

des données du début de l'année 1995; la prise en compte des corrections dues à ces mouvements dans le système des BOMs améliore sensiblement l'accord BOMs-VDET.

L'autre point avancé pour expliquer ces différences BOMs-VDET était la mauvaise calibration des BOMs. La nouvelle méthode de calibration exposée ici permet maintenant de déterminer les gains relatifs des quatre électrodes directement à partir des données BOMs. Pour déterminer ces gains, quelques échanges dans les branchements électroniques des électrodes sont nécessaires pendant la prise de données; cette manipulation ne demande cependant que quelques minutes et a déjà été effectuée sur un petit échantillon de données en 1995.

Bibliographie

[1] Prem P Srivastava, *Supersymmetry, Superfields and Supergravity : an Introduction*, édition Douglas F. Brewer.

[2] H.P. Nilles, *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*, Phys. Rep. **110**, Nos 1 & 2 (1984) 1-162.

[3] H.P. Nilles, *Beyond the standard model*, MPI-PAE/PTh 75/90 (Nov. 1990).

[4] H.P. Nilles, *Weak interaction breakdown induced by supergravity*, Phys. Lett. 120 B, (1983) number 4,5,6.

[5] L.J. Hall and M. Suzuki, *Explicit R-parity breaking in supersymmetric models*, Nucl. Phys. **B 231** (1984) 419.

[6] H.E. Haber and G.L. Kane, *The search for supersymmetry: probing physics beyond the standard model*, Phys. Rep. **117**, Nos. 2-4 (1985) 75-263.

[7] K. Hikasa and M. Kobayashi, *Light scalar top quark at e^+e^- colliders*, Phys. Rev. **D 36** (1987) 724.

[8] S. Weinberg, *Supersymmetry at ordinary energies. Masses and conservation laws*, Phys. Rev. **D 26** (1982) 287.

[9] P. Fayet, *Supersymmetry and Supergravity*, proceedings of the Trieste Spring School 4-14 April, 1984.

[10] P. Fayet and S. Ferrara, *Supersymmetry*, Phys. Rep. **32**, No. 5 (1977) 249-334.

[11] P. Fayet, *Supersymmetry Theories of Particles and Interactions*, Phys. Rep. **105**, Nos. 1 & 2 (1984) 21-51.

[12] S. Dimopoulos and S. Raby, *Geometric hierarchy*, Nucl. Phys. **B 218** (1983) 479-512.

[13] G. Farrar and P. Fayet, *Phenomenology of the production, decay, and detection of new hadronic states associated whith supersymmetry*, Phys. Lett. **B 76** (1978) 575.

[14] L.E. Ibáñez and G.G. Ross, *Discrete gauge symmetries and the origin of baryon and lepton number conservation in supersymmetric versions of the standard model*, Nucl. Phys. **B 368** (1992) 3.

[15] S. Dimopoulos and L.J. Hall, *Lepton and baryon number violating collider signatures from supersymmetry*, Phys. Lett. **B196** (1987) 135.

[16] J. Ellis *et al.*, *Supersymmetric relics from the Big Bang*, Nucl. Phys. **B 238** (1984) 453.

[17] V. Barger, G.F. Giudice and T. Han, *Some new aspects of supersymmetry R-parity violating interactions*, Phys. Rev. **D 40** (1989) 2987.

[18] S. Dawson, *R-parity breaking in supersymmetric theories*, Nucl. Phys. **B 261** (1985) 297.

[19] H. Dreiner and G.G. Ross, *R-parity violation at hadron colliders*, Nucl. Phys. **B 365** (1991).

[20] ALEPH Coll., D. Decamp *et al.*, Phys. Rep. **216** (1992) 253.

[21] CDF Coll., F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3439.

[22] D0 Coll., *Search for Squark and Gluinos in $p\bar{p}$ collisions at the D0 Detector*, International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brussels (Belgium) 1995, contributed paper No.434.

[23] M. Acciarri *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett. **B 350** (1995) 109.

[24] S. Simion, *Recherche des bosons de Higgs neutres d'un modèle à deux doublets avec le détecteur ALEPH au CERN*, thèse soutenue le 11 avril 1995 à Orsay, LAL 95-14.

[25] The ALEPH Collaboration, *The Aleph handbook 1989*, ALEPH 89-77.

[26] ALEPH Coll., D. Buskulic *et al.*, *"Performance of the ALEPH detector at LEP"*, Nucl. Inst. and Methods **A 360** (1995) 481.

[27] ALEPH Coll., D. Decamp *et al.*, Phys. Lett. **263 B** (1991) 112.

[28] ALEPH Coll., D. Buskulic *et al.*, *"Study of the four-fermion final state at the Z resonance"*, Z. Phys. **C 66** (1995)3-18.

[29] The ALEPH Collaboration, *Tau hadronic branching ratios*, CERN-PPE/95-140, June 1995.

[30] JADE Coll.,S.Bethke *et al.*, Phys. Lett. **B 213** (1988) 235.

[31] R. Barbieri *et al.*,Phys. Lett. **B 238** (1990) 86.

[32] ALEPH Coll., D. Buskulic *et al.*, Phys. Lett. **B 313** (1993) 299.

[33] D.H. Schiller and D. Wähner, Nucl. Phys. **B 255** (1985) 505-514.

[34] M. Drees and K. Hikasa, Phys. Lett. **B 252** (1990) 127.

[35] A. Bartl, H. Fraas and W. Majerotto, *Signatures of Chargino Production in e^+e^- Collisions*, Z. Phys. **C 30** 91986) 441-449.

[36] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, *"Combined preliminary data on Z parameters from the LEP experiments and constraints on the standard model"*, CERN PPE/94-187, November 1994.

[37] R. Barbieri *et al.*, *"Supersymmetry searches"*, in *Z Physics at LEP 1*, eds. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08, Vol. 2, September 1989.

[38] R. Barbieri, G. Gamberini, G.F. Giudice, G. Rudolfi, *"Neutralino Production at (and close to) the Z^0-peak"*, IFUP-TH-12/87.

[39] G. Gamberini, Z. Phys. **C 30** (1986) 605.

[40] OPAL Coll., P.D Acton *et al.*,Phys. Lett. **B 313** (1993) 333.

[41] H1 Coll., T. Ahmed *et al.*, Z. Phys. **C 64** (1994) 545.

[42] J. Butterworth and H. Dreiner, Nucl. Phys **B 397** (1993) 3.

[43] G. Baribaud *et al.*, *The LEP Orbit Measurement System : Status and Running-in Results*, EPAC 1992, Nice, pp 137-9.

[44] J.-C. Brunet, *Industrial fabrication of ultra-high vaccum quadrupole chambers for LEP*, CERN/LEP-VA/89-60.

[45] R. Forty, O. Schneider, and Sheng Tian Xue, *The BOM's*, Contribution to the ALEPH handbook, May 1994.

[46] W. Kozanecki, *Extracting the Interaction Point beam position from the ALEPH BOM readings*, ALEPH 91-47, BOM 91-01 (1991).

[47] H. Kim and J. Rothberg, *Status of BOM Offline Reconstruction*, ALEPH 92-140, PHYSIC 92-128 (1992).

[48] F. Bird *et al.*, *Beam orbit measurements in the ALEPH interaction region*, LEP-PERF/91-39 (1991).

[49] H. Kim, *Beam Spot Position with BOM*, ALEPH 93-78, PHYSIC 93-64 (1993).

[50] C. Bovet, *Vertex position for LEP2 physics*, Transparencies shown at the April 3rd, 1995 Meeting of the "Interaction Region" Subgroup of LEP2 Workshop WG4.

[51] O. Schneider, *Beam Position Measurements at IP4 using LEP BOM and ALEPH QS0 data*, Transparencies shown at the September 14th, 1995 Meeting of the "Interaction Region" Subgroup of LEP2 Workshop WG4.

[52] L. Landau et E. Lifchitz, *Théorie des champ.*

[53] The ALEPH Bunch Train Working Group, *Performance of the ALEPH Detector with Bunch Trains at LEP*, ALEPH 94-191, PHYSIC 94-162 (1994).

[54] J. Putz and S. Wasserbaech, *A Beam Position Measurement from $\gamma\gamma$ Events*, ALEPH 95-106, PHYSIC 95-094 (1995).

Remerciements

Je remercie Jacques Lefrançois d'avoir bien voulu présider ce jury. Je lui suis par ailleurs très reconnaissante de m'avoir incitée à entreprendre le travail plus expérimental que j'ai effectué ces derniers mois.

Je remercie Michel Baubillier d'avoir accepté d'être membre de mon jury, ainsi que Pierre Binetruy et Luigi Rolandi qui ont pris le temps d'être rapporteurs de mon travail.

Je remercie Jean-François Grivaz pour la grande liberté qu'il m'a laissée et qui s'est toujours accompagnée des "remises sur les rails" qui s'imposaient. Je le remercie de m'avoir permis de participer à la conférence d'hiver de cette année. Enfin, je le remercie pour ses enseignements dont j'ai beaucoup profité.

Merci à Patrick Janot et Laurent Duflot, qui ont toujours été là qu'il s'agisse de physique ou d'amitié.

Je remercie Ioana Videau qui a rendu possible mon travail sur les BOMs. Merci à François Le Diberder pour toutes les discussions que nous avons eues à ce sujet, et à Olivier Schneider et Roger Forty qui m'ont acceptée dans leur groupe.

Je remercie Philippe Heusse pour l'accueil chaleureux qu'il m'a fait à mon arrivée, et tous les membres du groupe ALEPH-LAL pour leur sympathie et leur soutien : R. Alemany, J. Boucrot, O. Callot, A. Cordier, F. Courault, M. Davier, A. Höcker, A. M. Lutz, G. Mussolino, I. Nikolic, H. J. Park, I. C. Park, M. H. Schune, S. Simion, E. Tournefier, J. J. Veillet et D. Zerwas.

Enfin, merci à Emmanuel pour la patience dont il a toujours fait preuve, et pour ses escortes au beau milieu de la nuit dans les rues désertes de Montmartre.