

INSTITUT DE PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES, SERPUKHOV

Rapport IFVE SKU 68-60

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100568

CALCUL DE LA DYNAMIQUE DES PARTICULES
LORS DE L'ENVOI DU FAISCEAU DE PROTONS SUR LES CIBLES INTERNES
DE L'ACCELERATEUR DE SERPUKHOV

par

V.I. Gridasov, K.P. Myznikov
Serpukhov, 1968

Traduit au CERN par A. Golovanoff
(Original : russe)

(CERN Trans. 69-11)

Genève
Mars 1969

1. INTRODUCTION

Le projet d'exploitation des premiers faisceaux de particules secondaires, formés sur les cibles internes de l'accélérateur de l'IFVE, prévoit la possibilité du fonctionnement de chaque canal dans une large gamme d'impulsions. Afin de permettre la réalisation de cette possibilité, la position des cibles internes doit varier par rapport à l'axe de l'aimant dans les limites ± 4 cm.

L'envoi du faisceau accéléré de protons sur la cible peut être obtenu par différentes méthodes. Ainsi, on peut le faire en élargissant (en resserrant) l'orbite d'équilibre, en la déformant ou en augmentant artificiellement l'amplitude des oscillations bétatroniques des protons dans l'anneau. Le choix de la méthode de targetting est déterminé par les particularités de la dynamique des particules. Le déplacement des fréquences des oscillations bétatroniques est un facteur très important dans cette opération. D'abord, il influe sur la stabilité du déplacement lors de l'envoi du faisceau sur la cible; ensuite, il détermine le déplacement vertical lorsque l'on fait varier la position radiale du faisceau ^{/1/}, ce qui constitue un point essentiel lorsque le canal travaille dans un large intervalle d'impulsions.

Dans le présent travail, on examine la particularité de la dynamique pour différentes méthodes de targetting dans les

conditions réelles de l'accélérateur de l'IFVE. Les caractéristiques du champ magnétique utilisées dans les calculs sont tirées du résultat des mesures dans l'aimant annulaire.

2. Méthodes de calcul

Tous les calculs ont été effectués à l'aide de la calculatrice BESM-4. Dans le programme utilisé pour les calculs, la structure du champ magnétique de l'accélérateur était représentée par une période composée de 10 unités, séparées par des sections droites.

Chaque bloc était caractérisé par sa longueur de gradient efficace L_{eff}^G et sa longueur de champ efficace L_{eff}^H .

Dans les limites de la longueur de gradient efficace, le déplacement des particules était décrit par le système d'équations différentielles :

$$\begin{cases} \rho'' - \frac{e(p)'}{R_s + \rho} - (R_s + \rho) = -\frac{e}{pc} \{ [R_s + \rho]^2 H_z - Z' \rho' H_r \} \\ Z'' - \frac{2Z\rho'}{R_s + \rho} = \frac{e}{pc} \{ [R_s + \rho]^2 H_r - Z' \rho' H_z \}. \end{cases} \quad (1)$$

Ici, ρ - déflexion radiale de l'orbite d'équilibre, z - déflexion verticale de l'orbite d'équilibre, R_s - rayon de l'orbite d'équilibre, H_z - composante verticale du vecteur d'intensité du champ magnétique, H_r - composante radiale du vecteur d'intensité du champ magnétique, p - impulsion d'une particule, e - charge du

proton, c - vitesse de la lumière. La différenciation était effectuée selon l'azimut φ . La variation de la composante du champ H_z suivant la coordonnée z s'écrivait sous la forme :

$$H_z(\rho, z) = H_z(\rho)_{z=0} - \frac{z^2}{2} \left(\frac{1}{R_{s+\rho}} \frac{\partial H_z}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial \rho^2} \right)_{z=0}. \quad (2)$$

La relation radiale $H_z(\rho)_{z=0} = f(\rho)$ était approchée par la série :

$$H_z(\rho)_{z=0} = H(R_s)_{z=0} (1 + n \rho^2 + a \rho^4 + b \rho^6 + c \rho^8 + d \rho^{10}), \quad (3)$$

où n - exposant de la chute du champ magnétique au centre de l'unité. La composante H_r était déterminée par la condition :

$$\text{rot } \vec{H} = 0 \quad (4)$$

et s'écrivait sous la forme :

$$H_r(\rho, z) = \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \cdot z. \quad (5)$$

Le schéma de la traversée des sections droites par les particules est représenté sur la Fig. 1. Les chiffres 0,1 délimitent la zone de champ magnétique homogène d'une dimension azimutale $\varphi_1 = \frac{L^H}{\text{eff}} - \frac{L^G}{\text{eff}}$. Les conditions initiales sont transformées suivant ^Rs les formules :

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_1' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \psi_1 \\ 0 & 1 - \frac{1}{2}(\psi_1 + \frac{P_1'}{2R_1})^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_0 \\ P_0' \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_1' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \psi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_0 \\ Z_0' \end{pmatrix}. \quad (6a)$$

Dans la région 1-2, les particules se déplacent dans l'espace libre constitué par la différence entre la longueur théorique du champ efficace d'une unité $L_{\text{théor}}^H$ (coïncidant avec L_{eff}^H pour un champ $H = 4000$ oe) et L_{eff}^H pour l'intensité de champ considérée. Ici :

$$\begin{pmatrix} P_2 \\ P_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_2 \cdot R_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & \psi_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ P_1' \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} Z_2 \\ Z_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \psi_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_1' \end{pmatrix} \quad (7a)$$

$$\psi_2 = \frac{1}{R_2} (L_{\text{reop}}^H - L_{\text{eff}}^H).$$

La région 2-3 correspond à la section droite de longueur L_1 , dans laquelle s'effectuent les transformations suivantes :

$$\begin{pmatrix} P_3 \\ P_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_1}{R_3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_2 \\ P_2' \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\begin{pmatrix} Z_3 \\ Z_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_1}{R_3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_2 \\ Z_2' \end{pmatrix}. \quad (8a)$$

Comme les régions 3-4 et 4-5 sont analogues aux régions 1-2

et 0-1, on a :

$$\begin{pmatrix} \rho_4 \\ \rho_4' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \psi_2 \\ \psi_2 \cdot R_3 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & \psi_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_3 \\ \rho_3' \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$\begin{pmatrix} z_4 \\ z_4' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \psi_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_3 \\ z_3' \end{pmatrix} \quad (9a)$$

et

$$\begin{pmatrix} \rho_5 \\ \rho_5' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \psi_1 \\ 0 & 1 - (\psi_1 + \frac{\rho_1'}{z})^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_4 \\ \rho_4' \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$\begin{pmatrix} z_5 \\ z_5' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \psi_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_4 \\ z_4' \end{pmatrix}. \quad (10a)$$

Ensuite, les trajectoires des particules sont décrites par le système d'équations différentielles (1), avec pour matrice des conditions initiales

$$\begin{pmatrix} \rho_5 \\ \rho_5' \\ z_5 \\ z_5' \end{pmatrix} \quad \text{etc.}$$

Il est important de remarquer que, dans le modèle décrit pour le calcul, on utilise seulement des constantes qui ont été obtenues à l'issue des mesures magnétiques dans la zone active de l'électro-aimant annulaire de l'accélérateur de l'IFVE.

Compte tenu de (2), (3), (4) et (5), le système d'équations différentielles (1) s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \rho'' - \frac{2\rho\rho'}{R_3 + \rho} (R_3 + \rho) &= -K_1 \{ (R_3 + \rho)^2 [(1 + n \frac{\rho}{R_3} + a\rho^2 + 6\rho^3 + c\rho^4 + d\rho^5) - \\
 - 2' \rho' (\frac{\rho}{R_3} + 2a\rho + 36\rho^2 + 4c\rho^3 + 5d\rho^4)] & \\
 \frac{z''}{R_3 + \rho} &= K_1 [(R_3 + \rho)^2 (\frac{\rho}{R_3} + 2a\rho + 36\rho^2 + 4c\rho^3 + 5d\rho^4) z - \\
 - 2' \rho' (1 + n \frac{\rho}{R_3} + a\rho^2 + 6\rho^3 + c\rho^4 + d\rho^5)] &.
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

Ici, $K_1 = \frac{eH(R_s)}{pc} \Big|_{z=0}$, les signes des grandeurs n , b et d alternent d'unité en unité.

Pour déterminer l'orbite fermée d'une particule d'impulsion P dans un champ magnétique donné, à un certain azimut φ_1 , on choisissait arbitrairement les conditions initiales (ρ_0, ρ'_0) et (z_0, z'_0) .

La trajectoire de la particule sur un certain nombre de tours était calculée par intégration de l'équation (1) avec un pas fixé. Les coordonnées d'une particule à l'azimut φ_1 , correspondant aux différentes révolutions ($\Delta\varphi = 2\pi$), étaient portées sur le plan de phases (ρ, ρ') et (z, z') . L'ensemble de ces points décrivait les courbes des phases de forme approximativement elliptique. Le centre géométrique d'une telle ellipse coïncide avec les coordonnées de l'orbite fermée. A partir de ces coordonnées trouvées, on calculait la forme de l'orbite fermée.

Cette méthode était utilisée pour trouver les orbites fermées des particules d'impulsion donnée, dans un champ magnétique non linéaire, aussi bien en l'absence de perturbations locales du

champ ($K_1 = \text{const}$ dans tout l'intervalle de variations de φ)
que dans le cas d'une asymétrie azimutale du champ magnétique.

Pour calculer les fréquences des oscillations bétatroniques, on a utilisé la méthode des points coïncidents /2/. Si l'on désigne par $m_{r,z}$ le nombre de révolutions suivant la courbe des phases (période des oscillations bétatroniques), au bout desquelles le point sur la courbe des phases coïncide avec le point initial, et par $n_{r,z}$ le nombre correspondant de périodes de la structure de l'anneau magnétique, on a :

$$Q_{r,z} = \frac{12 m_{r,z}}{n_{r,z}} \quad (12)$$

3. Résultats des calculs

a) Envoi du faisceau sur la cible par élargissement ou resserrement de l'orbite d'équilibre

En utilisant la méthode décrite ci-dessus, nous avons calculé que dans le champ magnétique, d'intensité au centre de l'entrefer $H_z = 12.000$ oe, la trajectoire des particules d'impulsion $P_s = 69,51$ GeV/c coïncide pratiquement avec l'axe de l'aimant annulaire. Une modification du rayon de l'orbite d'équilibre est possible en faisant varier soit le champ magnétique, soit l'énergie de la particule d'équilibre. Dans un champ linéaire la grandeur du déplacement ρ est déterminée par la relation classique :

$$\rho = \psi(\varphi) \frac{\Delta p}{p} = - \psi(\varphi) \frac{\Delta H}{H},$$

où $\psi(\varphi)$ - une certaine fonction dépendant de l'azimut. Sur la Fig. 2, la courbe 1 représente la fonction $\rho = f\left(\frac{\Delta P}{P}\right)$ pour un champ magnétique non linéaire de la forme (3). Les coefficients du développement (3) ont été déterminés à partir des résultats des mesures magnétiques pour $H_z = 12.000$ oe. La courbe (2) correspond au cas linéaire. Il apparaît que pour des déflexions supérieures à ± 4 cm, les termes non linéaires apportent une importante contribution, surtout lors d'une déflexion vers l'extérieur de l'orbite centrale.

On a calculé la variation des fréquences des oscillations bétatroniques suivant la position radiale de l'orbite d'équilibre pour $H_z = 12.000$ oe et $H_z = 4.000$ oe. Les grandeurs caractérisant le champ magnétique à ces niveaux sont données au tableau 1 (pour les unités à focalisation radiale).

Tableau 1

Hz	g	H						
oe	$L_{\text{eff}} \text{ cm}$	$L_{\text{eff}} \text{ cm}$	n	a, cm^{-2}	b, cm^{-3}	c, cm^{-4}	d, cm^{-5}	
4000	1045,6	1060,0	442,7	$-2,0 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$-6 \cdot 10^{-8}$	$-5 \cdot 10^{-9}$	
12000	1037,2	1054,0	438,94	$-2,5 \cdot 10^{-5}$	$-1,8 \cdot 10^{-6}$	$-4,1 \cdot 10^{-7}$	$-2,6 \cdot 10^{-8}$	

Le tableau 2 donne les valeurs de Q_r et Q_z sur l'orbite coïncidant avec l'axe de l'aimant annulaire, pour $H_z = 4000$ oe et $H_z = 12.000$ oe.

Tableau 2

H_z , oe	Q_r	Q_z
4000	9,732	9,666
12000	,701	9,644

L'erreur calculée sur la détermination des fréquences atteint $\pm 0,001$. L'influence des termes non linéaires sur la forme de la fonction $Q_{r,z} = f(\rho)$ pour un champ $H_z = 12.000$ oe (Figs. 3 et 4) est très importante. L'approximation (3) permet de tenir compte de l'influence de chacun des termes non linéaires. Sur les figures 3 et 4, les courbes 2, 3, 4, 5 représentent l'effet des termes des 2e, 3e, 4e et 5e ordres, de pair avec la variation linéaire de $Q_{r,z}$ avec le rayon, par suite de la variation de l'impulsion (Fig. 1). Les fonctions $Q_{r,z} = f(\rho)$ sous l'effet conjugué de l'ensemble des termes non linéaires sont représentées par la courbe 6. Il est possible de les décrire par les formules approchées suivantes :

$$\begin{aligned}
 Q_r &= 9,701 - 3,17 \cdot 10^{-2} \cdot \rho + 2,6 \cdot 10^3 \cdot a \cdot \rho + 2,08 \cdot 10^3 \cdot b \cdot \rho^2 + 4,29 \cdot 10^3 \cdot c \cdot \rho^3 + 3,37 \cdot 10^3 \cdot d \cdot \rho^4 \\
 Q_z &= 9,644 - 3,17 \cdot 10^{-2} \rho - 2,2 \cdot 10^3 \cdot a \rho - 3,1 \cdot 10^2 \cdot b \cdot \rho^2
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

Les non-linéarités des 4e et 5e ordres sont pratiquement sans influence sur la fréquence des oscillations verticales.

En comparant les courbes des Figs 3 et 4 aux courbes correspondantes des Figs 5 et 6 pour un champ $H_z = 4000$ oe, on peut tirer les conclusions suivantes. Avec l'accroissement du champ magnétique, les termes non linéaires manifestent un effet sensible, en particulier à l'extérieur de l'orbite centrale où leurs actions s'additionnent. Aussi, une déflexion du faisceau sans perte de stabilité est seulement possible dans les limites $\pm 1,5$ cm. Au-delà de cet intervalle, les fréquences des oscillations bétatroniques tombent, soit dans la bande de la résonance entière $Q_z = 10$, soit dans la bande de la résonance paramétrique $Q_r = 9,5$. On peut obtenir un élargissement considérable de l'intervalle de travail en introduisant une correction de la non-linéarité quadratique, compensant la diminution de Q_r dans la direction radiale.

Un autre facteur défavorable réside dans la variation sensible de la valeur de Q_z suivant le rayon (Fig. 4). Lors de la variation de la position radiale de la cible, il peut en résulter une modification de la position verticale du faisceau dans la chambre, ce qui entraînera des difficultés pour l'ajustement vertical du canal de transport.

Pour toutes les raisons exposées, ce procédé d'envoi du faisceau sur la cible ne peut être utilisé que dans un domaine limité radialement.

b) Envoi du faisceau sur la cible par déformation locale de l'orbite d'équilibre

On a prévu de produire la déformation locale de l'orbite au moyen des enroulements complémentaires disposés dans les unités de l'aimant. C'est pourquoi nous nous limiterons à l'étude du cas où la non-homogénéité azimutale du champ magnétique est engendrée dans les unités de l'aimant. La déformation peut être de différentes formes et dépend du nombre et de la position des unités enclenchées. D'un point de vue pratique, il est intéressant d'étudier la dynamique lors de l'excitation de déformation locale d'une forme voisine de $\frac{\lambda}{2}$, λ et $\frac{3}{2}\lambda$ où λ - longueur d'onde des oscillations bétatroniques.

Une déformation d'une demi-longueur d'onde avec une amplitude atteignant 5 cm peut être créée par excitation d'un champ complémentaire ΔH dans trois unités. La forme de la déformation sera variable en fonction de la nature des unités (focalisante ou défocalisante), qui l'engendrent. La figure 7 représente deux formes de déformation de demi-longueur d'onde, obtenues au moyen d'unité focalisante (courbe 1) et d'unité défocalisante (courbe 2). On a aussi indiqué les valeurs des champs complémentaires dans les unités, requises pour obtenir une déflexion de 5 cm à l'azimut donné. On voit que pour créer une déformation locale d'amplitude donnée la valeur du champ de perturbation peut être plus petite dans le premier cas que dans le second.

On a calculé les déplacements des fréquences des oscillations bétatroniques pour les deux cas en fonction de l'amplitude de la déformation. Les figures 8 et 9 représentent les fonctions du déplacement des fréquences des oscillations bétatroniques radiales et verticales dans le cas correspondant à la courbe 1. Les droites pointillées figurent les déplacements des fréquences dans un champ linéaire, introduites par les variations du gradient. Les courbes continues montrent les mêmes dépendances, compte tenu des termes non linéaires.

Les courbes analogues pour le cas correspondant à la courbe 2 sont représentées sur les figures 10 et 11. Il ressort de la comparaison des figures que, dans le cas de la courbe 1, les déplacements des fréquences, par suite d'une variation du gradient et de l'action des termes non linéaires, s'exercent dans le même sens. Cela entraîne que pour des amplitudes de déformation de ± 5 cm les déplacements des fréquences atteignent une grandeur sensible. Au contraire, lors de l'excitation de la déformation à l'aide des unités défocalisantes, le déplacement linéaire et le déplacement non linéaire des fréquences se compensent. C'est pourquoi, dans l'intervalle ± 5 cm, le déplacement total des fréquences est négligeable. Ce fait peut jouer un rôle décisif dans le choix de la forme de déformation lorsqu'il convient de provoquer des déflexions de grande amplitude.

La déformation de l'orbite fermée, d'une forme voisine de λ et d'une amplitude d'environ 5 cm, peut être obtenue aussi à l'aide de trois unités. En comparaison avec une déformation de la

forme $\frac{\lambda}{2}$, elle présente une intensité azimutale élevée, ce qui se révèle souvent moins avantageux en pratique. Toutefois, dans ce cas, le déplacement des fréquences $Q_{r,z}$ est négligeable dans l'intervalle de variations des amplitudes de - 10 cm à 6 cm (Figs 13 et 14). Cela s'explique par le fait que l'action des termes non linéaires dans la partie interne et externe de la chambre à vide se compense mutuellement.

Comme l'ont montré les calculs, les déformations de la forme $\frac{3}{2}\lambda$ n'introduisent pas, elles non plus, de déplacements importants de la fréquence jusqu'à des amplitudes de 10 cm. Cette déformation est avantageuse dans les cas où il est nécessaire d'obtenir une déflexion importante *).

Comme la valeur du champ complémentaire ne peut dépasser $\frac{\Delta H}{H} = 3\%$ avec les enroulements existants, il faut utiliser au moins 4 unités pour engendrer une déformation de la forme $\lambda, (\frac{3}{2}\lambda)$ d'amplitude ~ 10 cm (voir Fig. 12).

c) Envoi du faisceau sur la cible par augmentation artificielle de l'amplitude des oscillations bétatroniques

Cette méthode peut être réalisée, par exemple, par excitation résonante des oscillations bétatroniques. Il serait intéressant de déterminer le déplacement des fréquences des oscil-

*) On se trouve, par exemple, confronté à une telle nécessité dans l'éjection des protons.

lations bétatroniques provoquées par l'effet des termes non linéaires du champ magnétique. La Fig. 15 représente les résultats des calculs du déplacement des fréquences pour un champ de 12.000 oe. La courbe 1 montre l'effet résultant de l'ensemble des non-linéarités. Les influences de la non-linéarité quadratique, cubique et du 5e ordre sont illustrées séparément par les courbes 2, 3, 5

Comme il apparaît sur la Figure, le déplacement des fréquences lors de l'augmentation des amplitudes des oscillations bétatroniques est déterminé principalement par l'effet des termes impairs, tandis que le terme quadratique et le terme du 4e ordre ont peu d'effet. Dans l'intervalle ± 5 cm qui nous intéresse, le déplacement des fréquences est déterminé par la non-linéarité cubique. Il atteint des valeurs considérables et peut avoir une influence sur le déplacement des particules lors de l'envoi du faisceau sur la cible.

4. CONCLUSIONS

En définitive, nous arrivons aux conclusions suivantes :

- 1) l'influence des termes non linéaires s'accroît avec l'augmentation du champ magnétique. Ces termes ont un effet sur le déplacement des fréquences des oscillations bétatroniques et sur la forme de l'orbite fermée.
- 2) il faut tenir compte de ces deux effets dans le calcul du système de targetting. Le déplacement des fréquences des oscillations bétatroniques est particulièrement dangereux; il peut

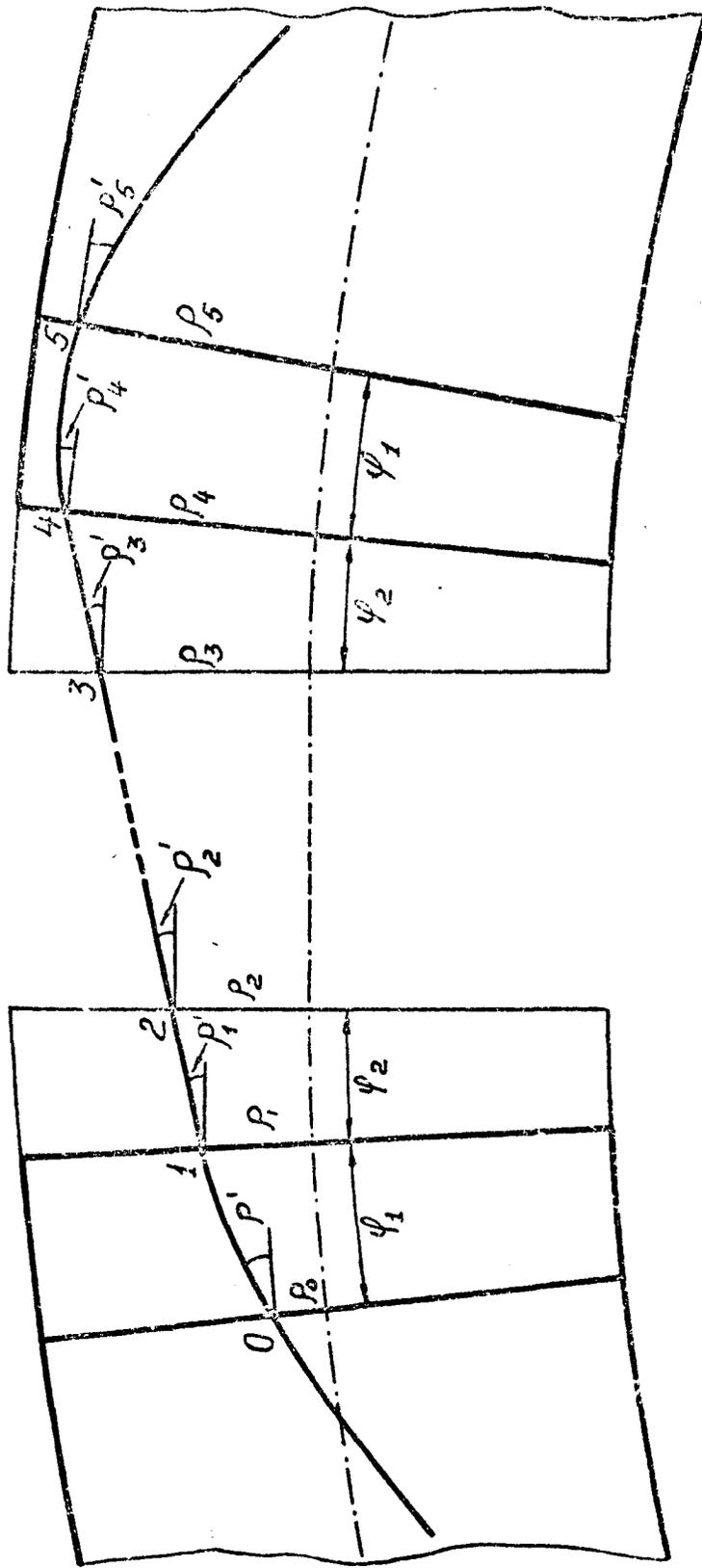
provoquer une altération de la stabilité et de la position verticale du faisceau lors de son déplacement radial.

- 3) Lors de l'envoi du faisceau sur la cible par modification de la valeur du champ magnétique dans l'entrefer de l'accélérateur ou par modification adiabatique de la fréquence de la tension accélératrice HF, la largeur de la zone efficace pour un champ de 12.000 oe se trouve réduite à une valeur de $\pm 1,5$ cm par suite du déplacement des fréquences. Pour des champs supérieurs, il se produit une brusque réduction de la zone efficace. Il est possible d'élargir cette zone au moyen d'une compensation de la non-linéarité quadratique.
- 4) Dans le cas où l'envoi du faisceau sur la cible est obtenu par excitation des amplitudes des oscillations bétatroniques, le déplacement des fréquences dans la zone efficace ± 5 cm atteint une valeur sensible. Il est possible d'atténuer cet effet par une compensation de la non-linéarité cubique.
- 5) Lorsqu'on utilise la méthode de déformation locale de l'orbite fermée, il est possible de réduire au minimum le déplacement des fréquences par le seul choix de la forme des déformations et d'élargir considérablement la zone efficace sans introduire de correction, même aux champs intenses. Pour des amplitudes de déformation élevées, la forme de l'orbite doit être calculée compte tenu de la non-linéarité des termes du champ magnétique.

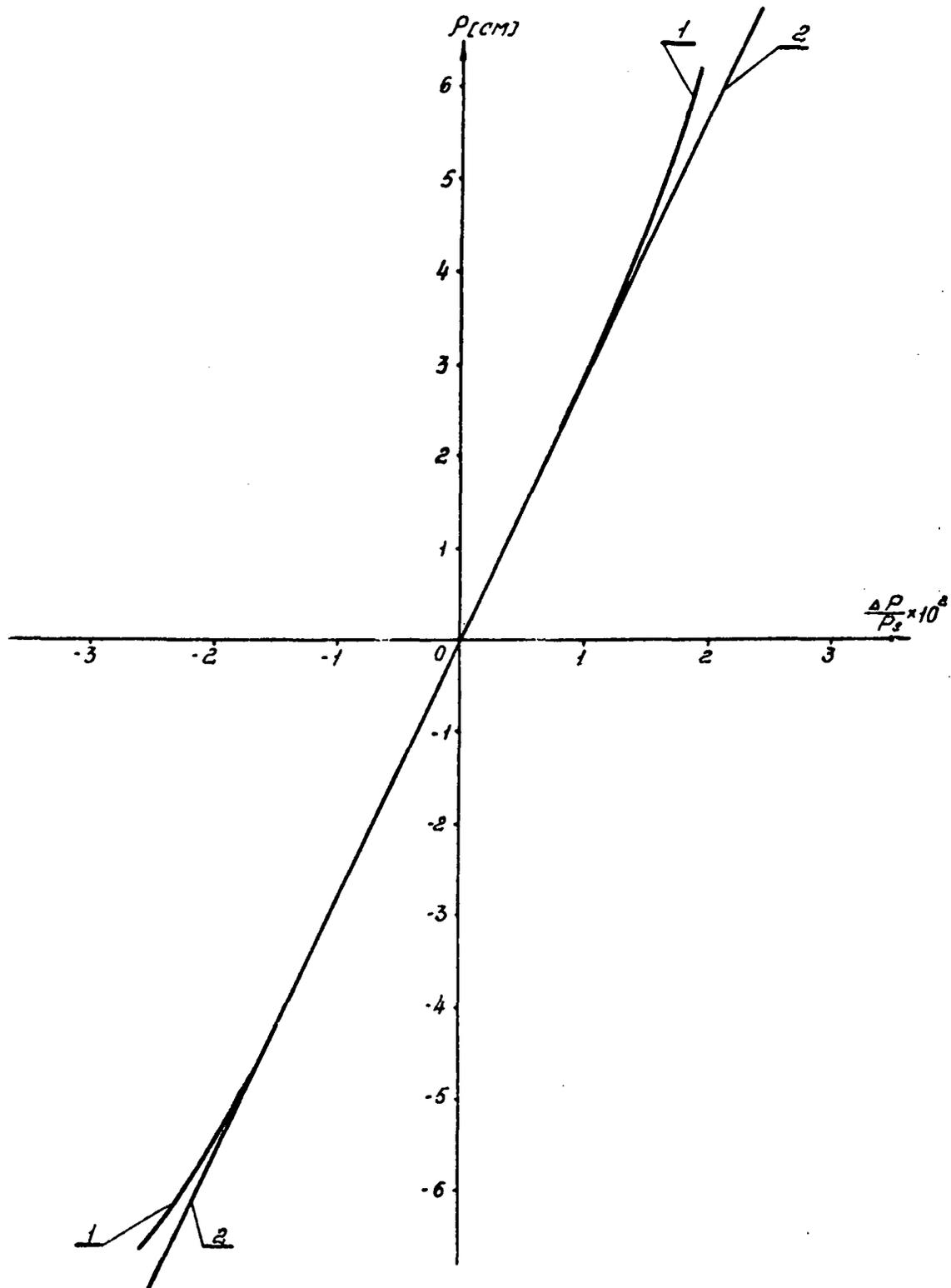
En conclusion, les auteurs expriment leur gratitude à L.I. Nikitaeva pour l'aide apportée dans les calculs et la mise en forme.

REFERENCES

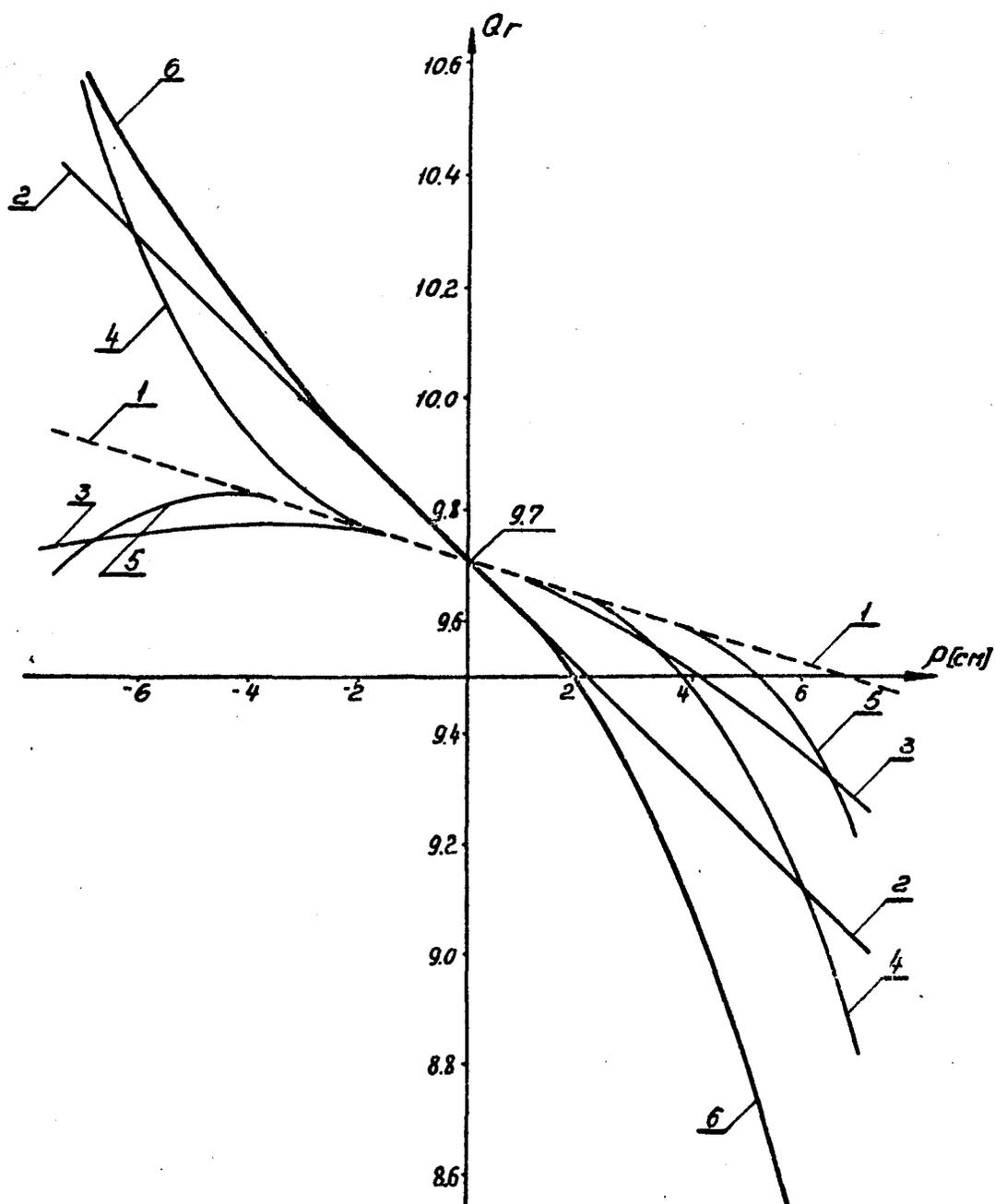
1. V.I. Balbekov, I.A. Shukejlo: Caractéristiques dynamiques du synchrotron à protons de l'IFVE, d'après les résultats des mesures magnétiques. Preprint IFVE 67-58K, Serpukhov 1968 (traduit au CERN : Trans. 68-7).
2. V.P. Dimitrievskij, V.V. Kol'ga, T.M. Prilipko: Caractéristiques dynamiques du synchrotron à protons de 70 GeV. Preprint IFVE 68-47K, Serpukhov 1968 (traduit au CERN).



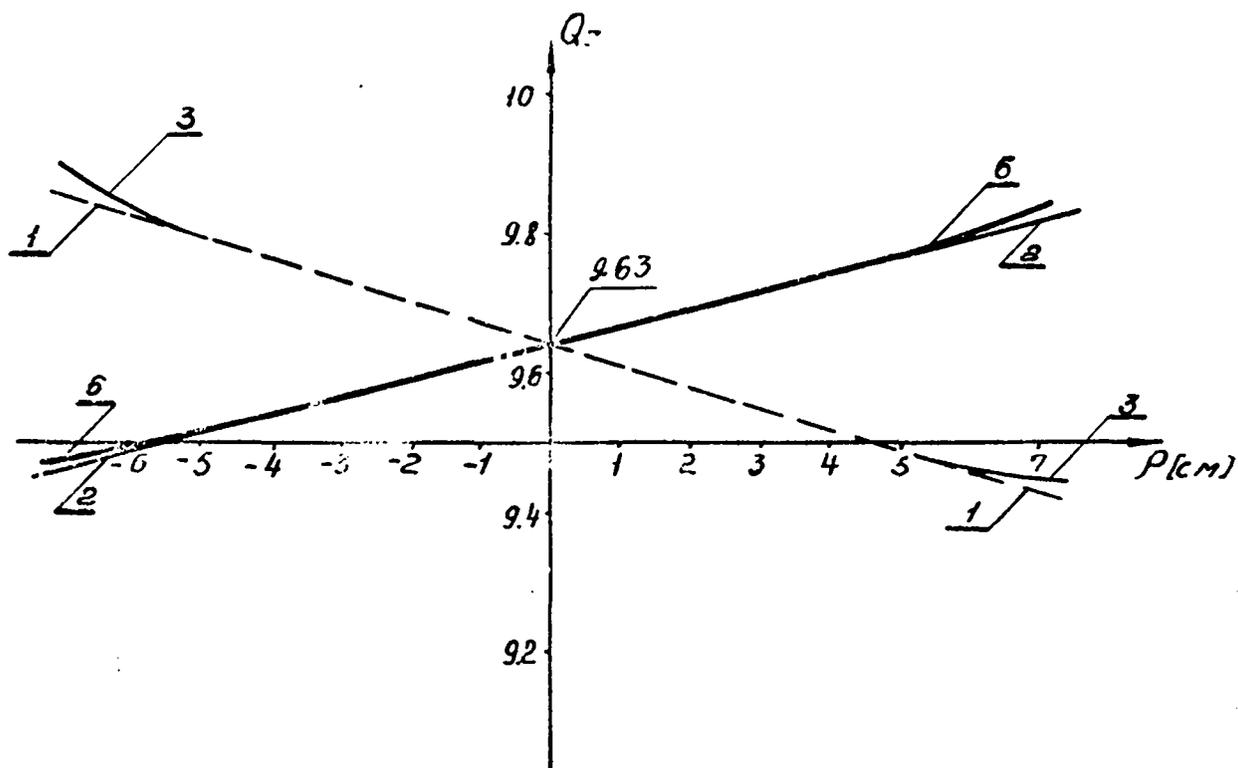
1. Schéma de la traversée des sections droites par les particules.



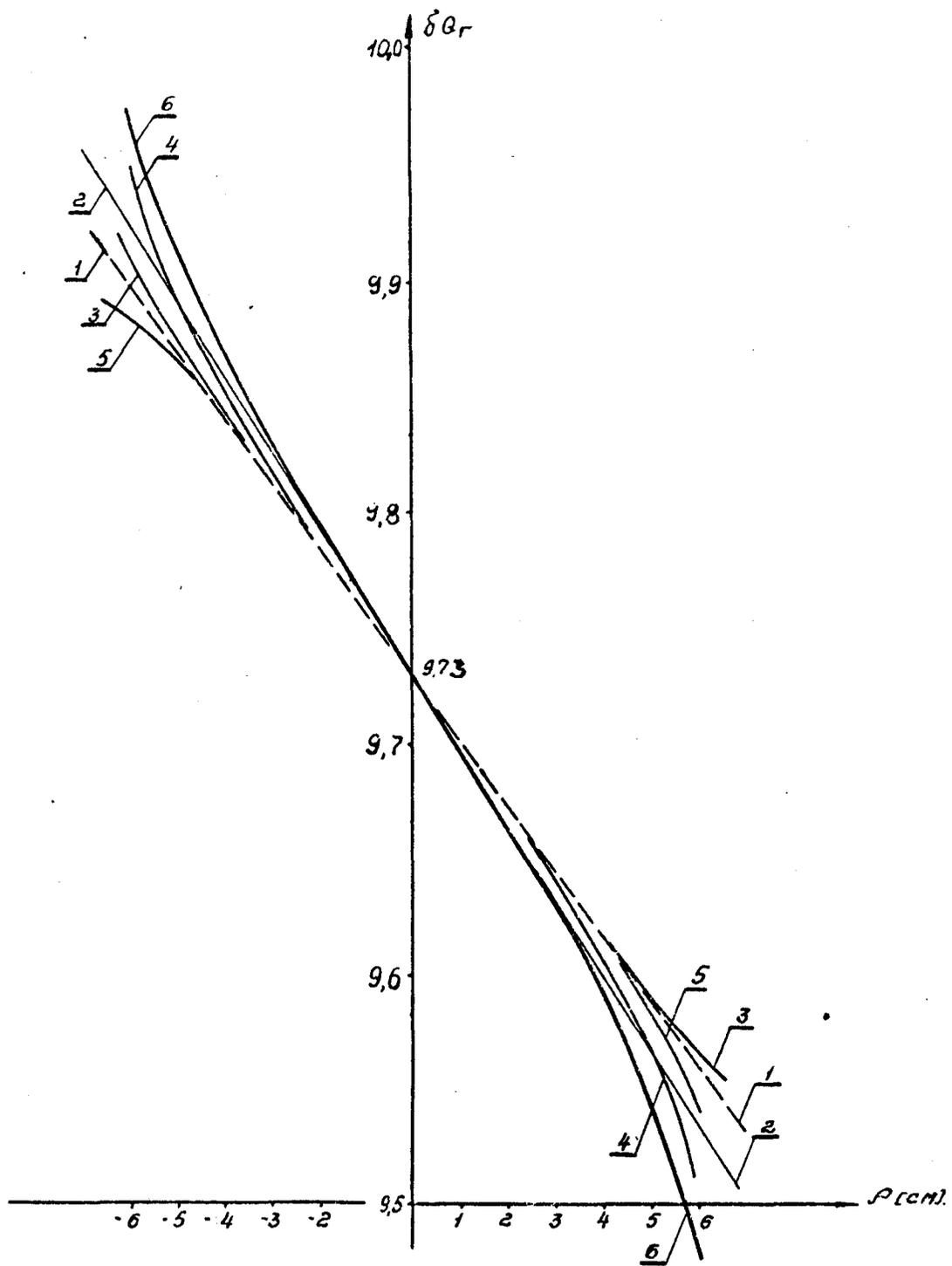
2. Déplacement radial de l'orbite fermée en fonction de la variation relative de l'impulsion des particules : 1 - dans un champ magnétique non linéaire, 2 - dans un champ magnétique linéaire.



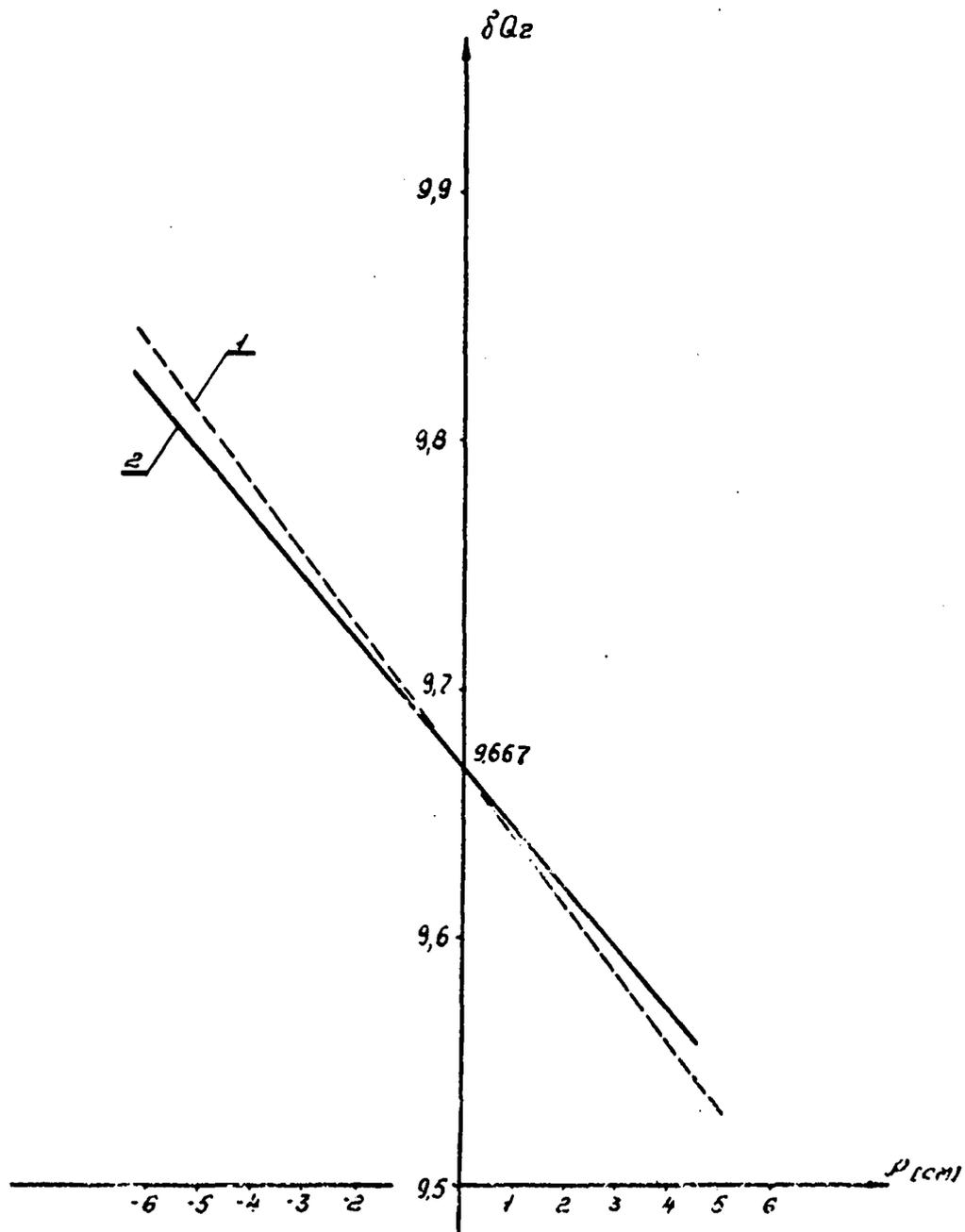
3. Variation de Q_r en fonction de la position radiale de l'orbite d'équilibre ($H_z = 12.000$ oe) : 1 - dans un champ linéaire, 2 - dans un champ linéaire à additif quadratique, 3 - dans un champ linéaire à additif cubique, 4 - dans un champ linéaire à non-linéarité du 4e ordre, 5 - dans un champ linéaire à non-linéarité du 5e ordre, 6 - dans un champ linéaire à additif, non linéaires des 2e, 3e et 5e ordres.



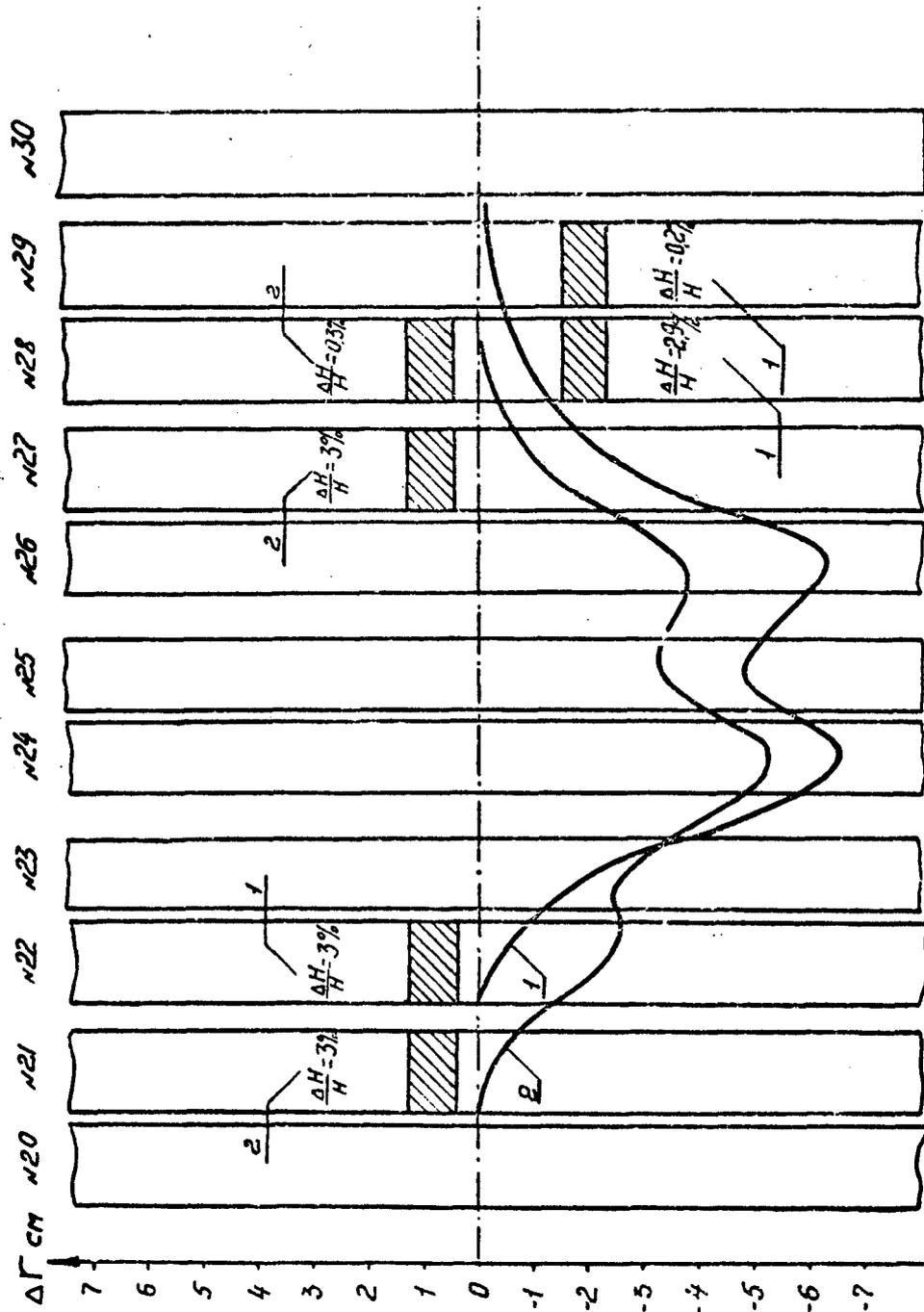
4. Variation de Q_z en fonction de la position radiale de l'orbite d'équilibre ($H_z = 12.000$ oe) : 1 - dans un champ linéaire, 2 - dans un champ linéaire à additif quadratique, 3 - dans un champ linéaire à additif cubique, 6 - dans un champ linéaire à additif, non linéaires des 2e, 3e, 4e et 5e ordres.



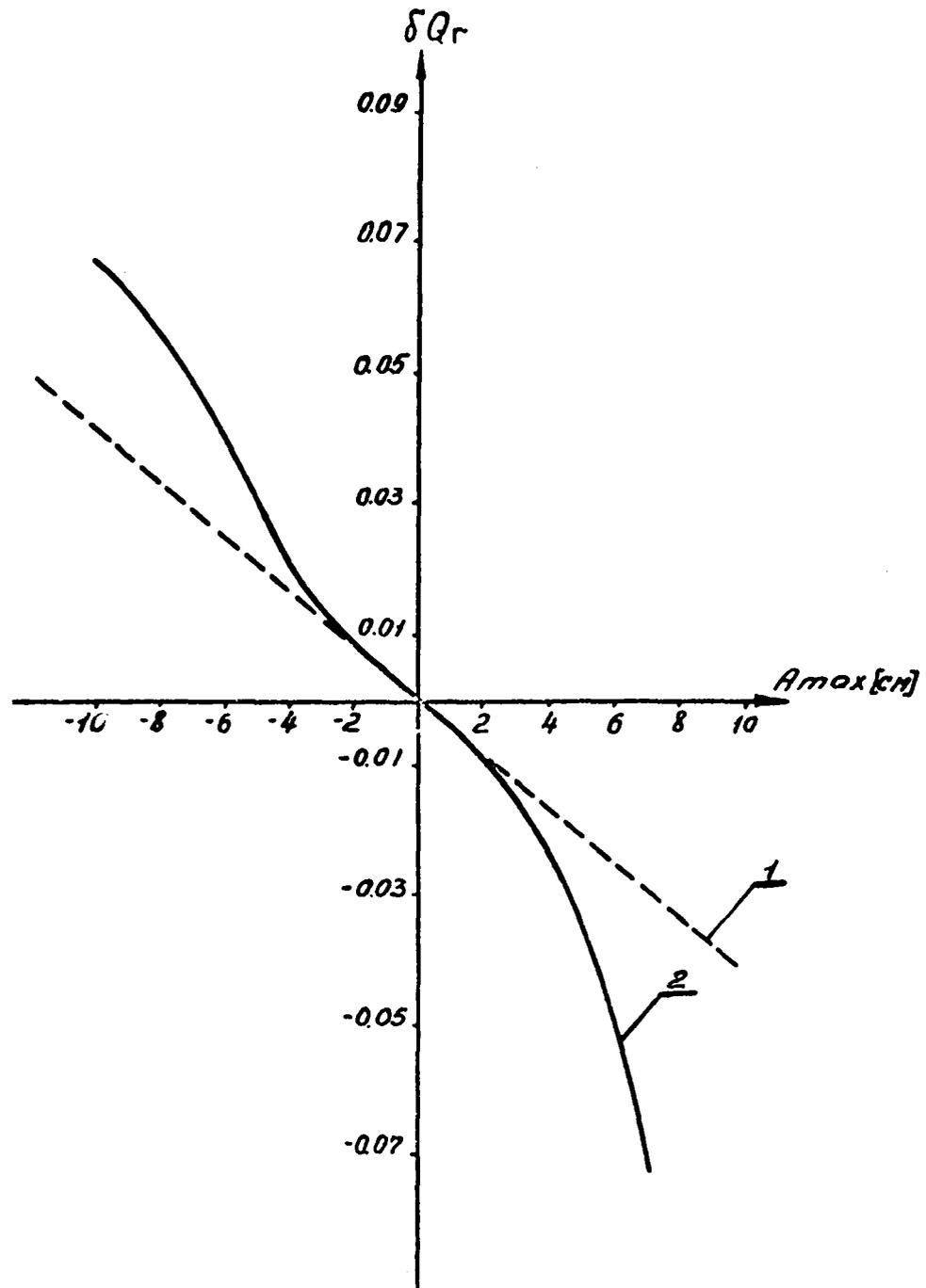
5. Variation de Q_r en fonction de la position radiale de l'orbite d'équilibre ($H_z = 4000$ oe) : 1, 2, 3, 4, 5 et 6 comme sur la figure 3.



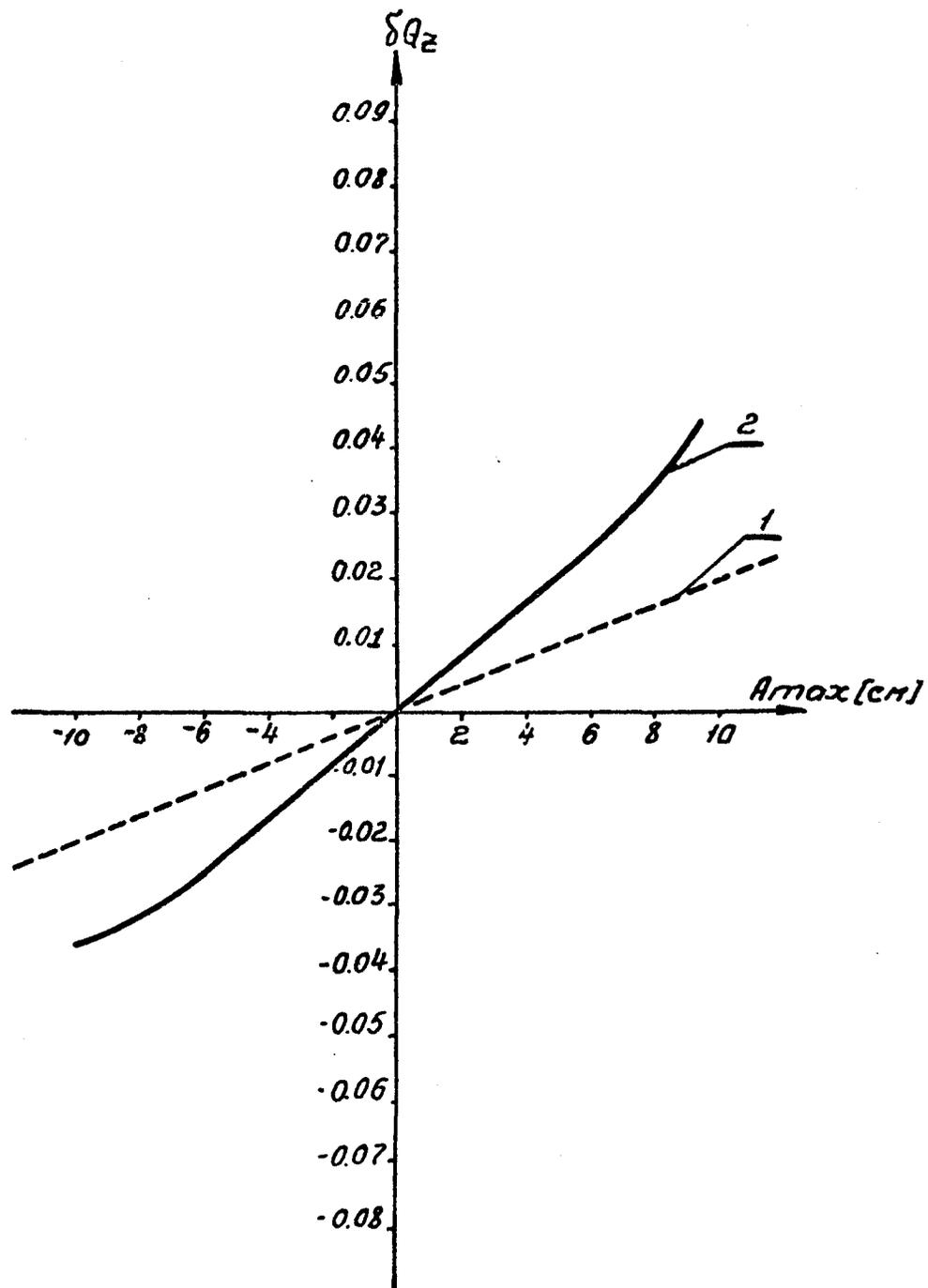
6. Variation de Q_z en fonction de la position radiale de l'orbite fermée ($H_z = 4000$ oe). 1 et 2 comme sur la Fig. 4.



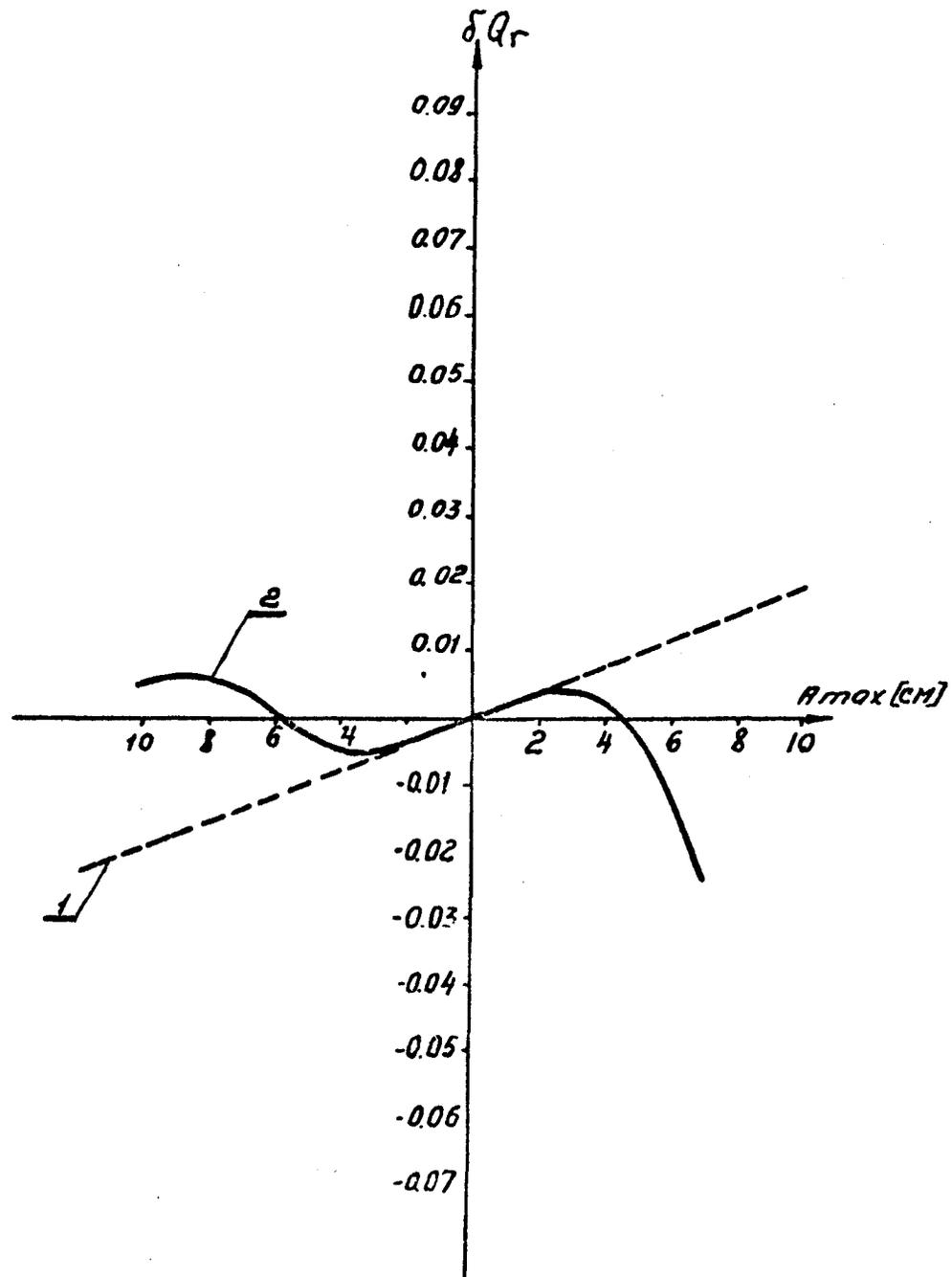
7. Forme de la déformation locale de l'orbite d'équilibre de longueur $\frac{\lambda\theta}{2}$. 1 - perturbation dans une unité focalisante, 2 - perturbation dans une unité défocalisante.



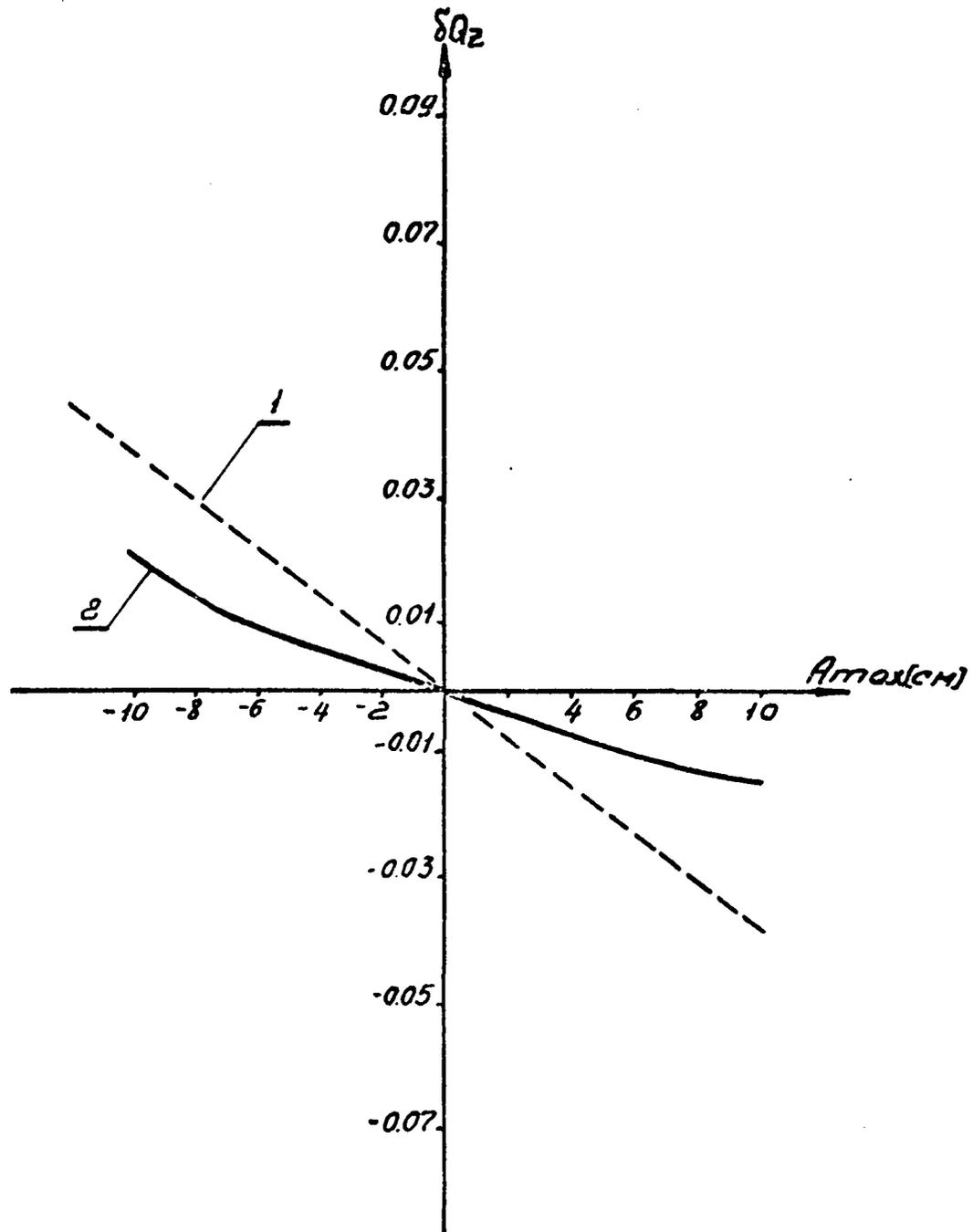
8. Variation de Q_r en fonction de l'amplitude d'une déformation $\frac{\lambda}{2}$, correspondant à la courbe 1 de la Fig. 7.



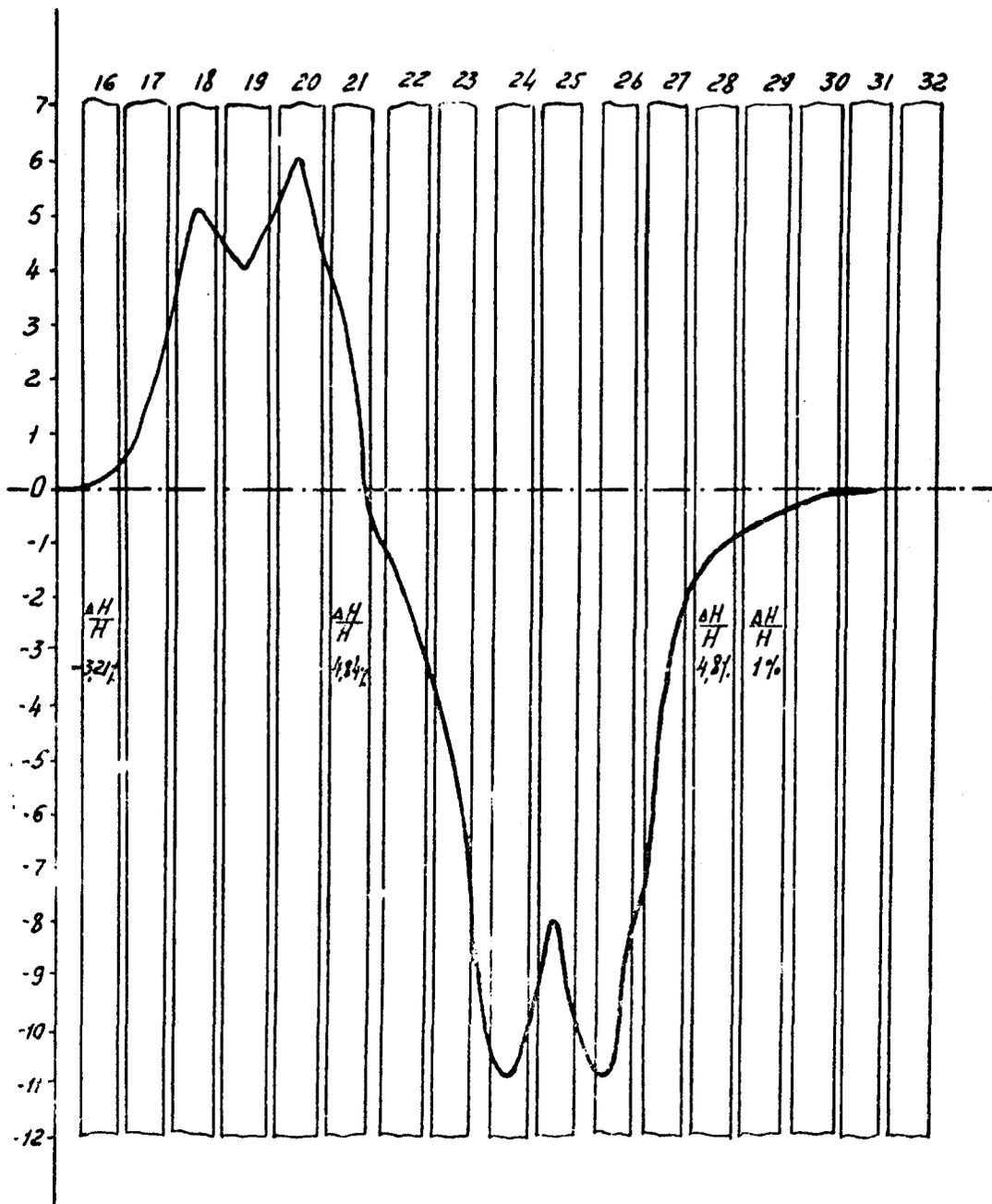
9. Variation de Q_z en fonction de l'amplitude d'une déformation $\frac{\lambda}{2}$, correspondant à la courbe 1 de la figure 7.



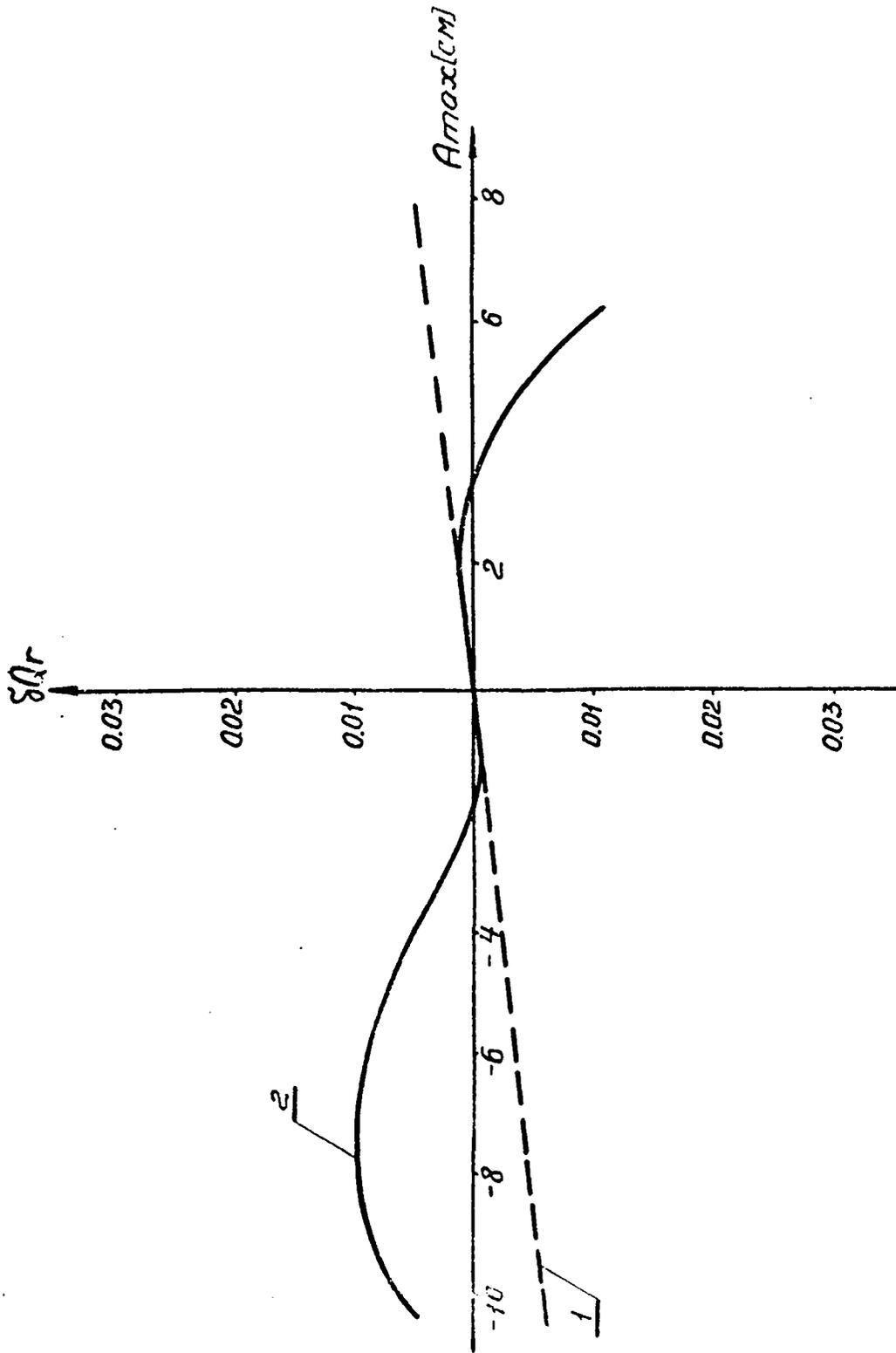
10. Variation de Q_r en fonction de l'amplitude d'une déformation $\frac{\Delta}{2}$ correspondant à la courbe 2 de la figure 7.



11. Variation de Q_z en fonction de l'amplitude de la déformation $\frac{\lambda}{2}$ correspondant à la courbe 2 de la figure 7.

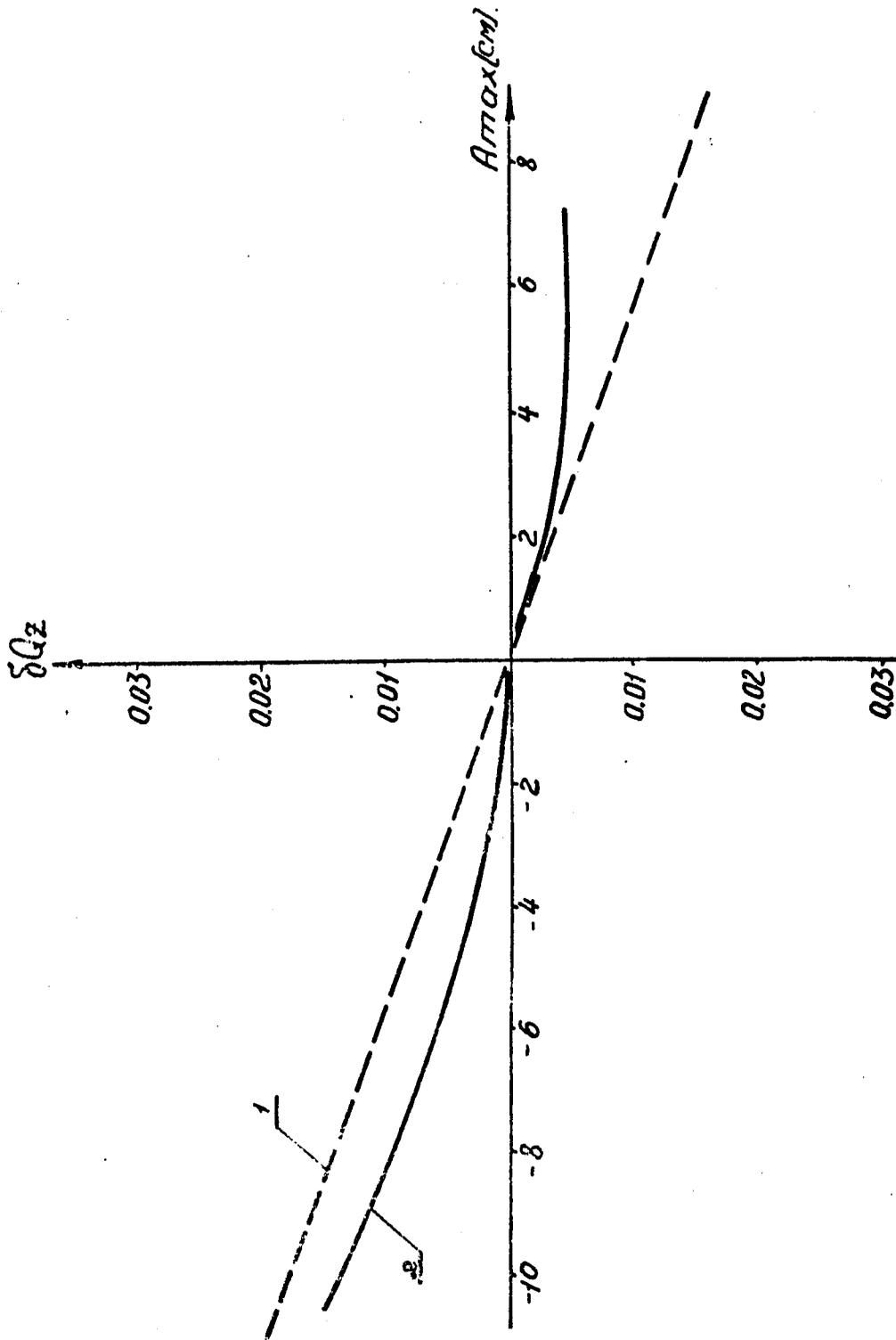


12. Forme de la déformation de l'orbite fermée d'une longueur $\lambda\beta$
d'amplitude $A_{\max} \approx 10$ cm.



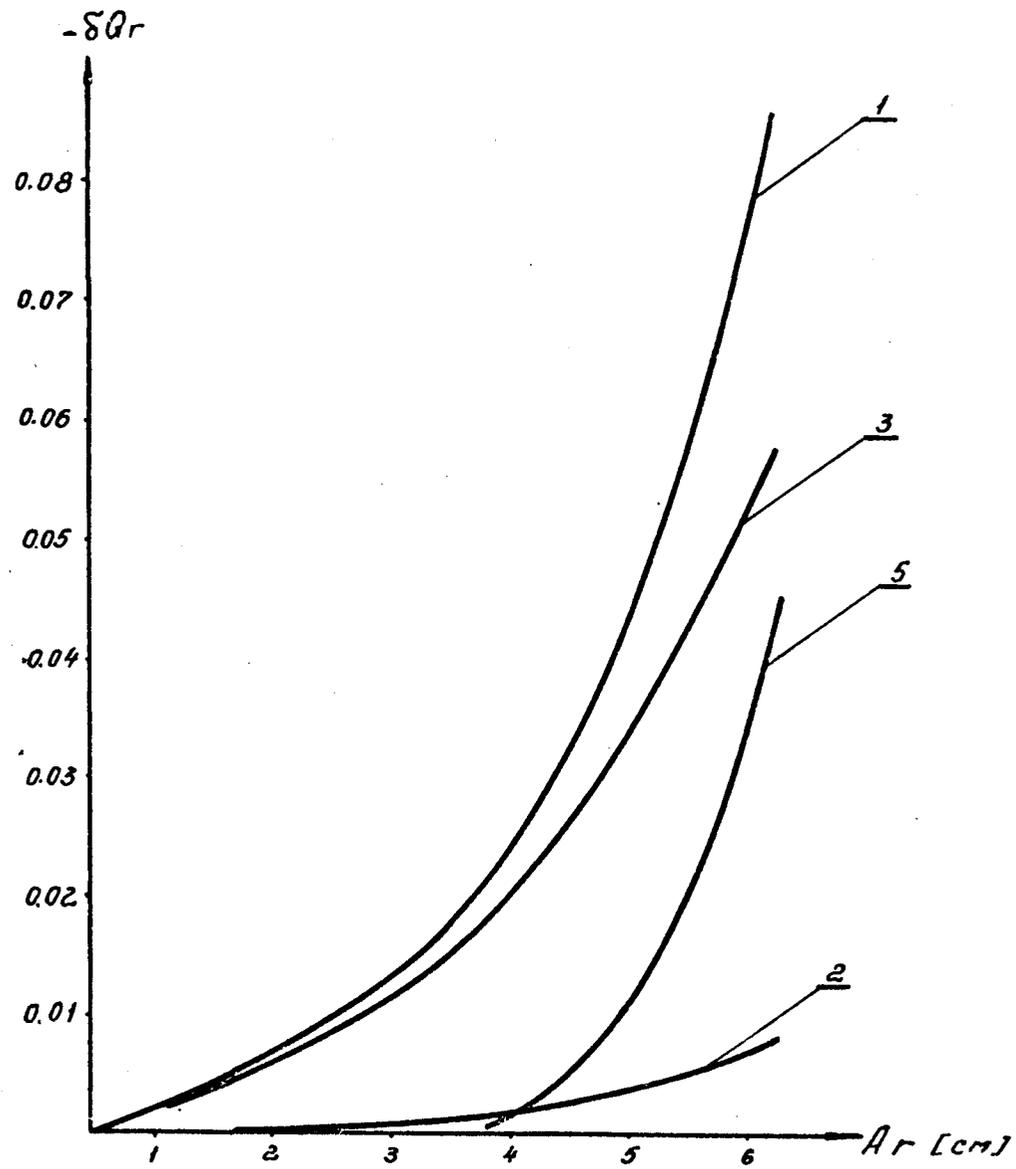
13. Variation de Q_r en fonction de l'amplitude d'une déformation

A_{max} d'une longueur $\lambda\beta$.



14. Variation de Q_z en fonction de l'amplitude d'une déformation

A_{max} de longueur $\lambda\beta$.



15. Variation de Q_r en fonction des oscillations bétatroniques radiales d'amplitude : 1 - effet résultant des termes linéaires des 2e, 3e et 5e ordres; 2 - effet de la non-linéarité quadratique; 3 - effet de la non-linéarité cubique; 5 - effet de la non-linéarité de 5e ordre.