CEA-R-4662

CEA-R-4662

FR7600456

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

A.14

ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DES GENERATEURS DE COURANT EXPLOSIFS HELICOIDAUX A COMPRESSION DE CHAMP MAGNETIQUE

par

Bernard ANTONI, Christian NAZET

Centre d'Etudes de Limeil

Rapport CEA-R-4662

PLAN DE CLASSIFICATION DES RAPPORTS ET BIBLIOGRAPHIES CEA

(Classification du système international de documentation nucléaire SIDON/INIS)

A 11	Physique théorique
A 12	Physique atomique et moléculaire
A 13	Physique de l'état condensé
A 14	Physique des plasmas et réactions thermonucléaires
A 15	Astrophysique, cosmologie et rayonnements cosmiques
A 16	Conversion directe d'énergie
A 17	Physique des basses températures
A 20	Physique des hautes énergies
A 30	Physique neutronique et physique nucléaire
B 11	Analyse chimique et isotopique
B 12	Chimie minérale, chimie organique et physico-chimie
B 13	Radiochimie et chimie nucléaire
B 14	Chimie sous rayonnement
B 15	Corrosion
B 16	Traitement du combustible
B 21	Métaux et alliages (production et fabrication)
B 22	Métaux et alliages (structure et propriétés physiques)
B 23	Céramiques et cermets
B 24	Matières plastiques et autres matériaux
B 25	Effets des rayonnements sur les propriétés physiques des matériaux
B 30	Sciences de la terre
C 10	Action de l'irradiation externe en biologie
C 20	Action des radioisotopes et leur cinétique
C 30	Utilisation des traceurs dans les sciences de la vie
C 40	Sciences de la vie : autres études
C 50	Radioprotection et environnement
D 10	Isotopes et sources de rayonnements
D 20	Applications des isotopes et des rayonnements
E 11	Thermodynamique et mécanique des fluides
E 12	Cryogénie
E 13	Installations pilotes et laboratoires
E 14	Explosions nucléaires
E 15	Installations pour manipulation de matériaux radioactifs
E 16	Accélérateurs
E 17	Essais des matériaux
E 20	Réacteurs nucléaires (en général)
E 30	Réacteurs nucléaires (types)
E 40	Instrumentation
E 50	Effluents et déchets radioactifs
F 10	Economie
F 20	Législation nucléaire
F 30	Documentation nucléaire
F 40	Sauvegarde et contrôle
F 50	Méthodes mathématiques et codes de calcul
F 60	Divers

Rapport CEA-R-4662

Cote-matière de ce rapport : A.14

DESCRIPTION-MATIERE *(mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)*

en français	*en anglais*
DISPOSITIFS D'ALIMENTATION	POWER SUPPLIES
DISPOSITIFS A PLASMA FOCUS	PLASMA FOCUS DEVICES
COMPRESSION MAGNETIQUE	MAGNETIC COMPRESSION
EXPLOSIFS CHIMIQUES	CHEMICAL EXPLOSIVES
CONVERSION DE L'ENERGIE	ENERGY CONVERSION
ENERGIE ELECTRIQUE	ELECTRIC POWER
PERTES D'ENERGIE	ENERGY LOSSES
PIEGEAGE	TRAPPING

- Rapport CEA-R-4662 -

Centre d'Etudes de Limeil

ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DES GENERATEURS DE COURANT EXPLOSIFS HELICOIDAUX A COMPRESSION DE CHAMP MAGNETIQUE

par

Bernard ANTONI, Christian NAZET

- Juillet 1975 -

CEA-R-4662 - ANTONI Bernard, NAZET Christian

ETUDE EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DES GENERATEURS DE COURANT EXPLOSIFS HELICOÏDAUX A COMPRESSION DE CHAMP MAGNETIQUE

Sommaire.- Dans ce rapport nous proposons une explication du fonctionnement d'un générateur hélice. Nous montrons que l'échauffement des conducteurs par effet joule (diffusion non linéaire) proposé par d'autres équipes pour l'explication de la saturation dans le fonctionnement de ce type de générateur, entraîne des pertes de flux négligeables sur les modèles que nous avons expérimentés. Par contre nous mettons en lumière, l'importance prépondérante des défauts géométriques dans le fonctionnement du générateur surtout à haut niveau d'énergie. Cette théorie permet des calculs complets de simulation d'un générateur à compression de champ, de forme quelconque (hélice, montage plan...) : calcul de la variation théorique de l'inductance, pertes de flux par diffusion et par piégeage dues aux défauts géométriques de surface. Ce calcul permet en outre de déterminer le courant de saturation.

1975 75 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R-4662 - ANTONI Bernard, NAZET Christian

EXPERIMENTAL AND THEORETICAL STUDY OF HELICAL EXPLOSIVE ELECTRICAL CURRENT GENERATORS WITH MAGNETIC FIELD COMPRESSION

Summary.- We describe a generator of electrical energy in which magnetic field compression is achieved by a solid explosive. The magnetic flux losses have been calculated for generators of various configurations by the skin depth concept. Calculations take the joule heating of conductors into account. In helical generators the magnetic flux losses are higher than those calculated by considering diffusion only. Additional losses approximately as important as diffusion losses have already been observed elsewhere on similar devices. We show by detailed calculations of the motion of the explosively driven inner conductor that losses come from the jumps encountered by sliding contact moving along the helix. The jumps are caused by little geometrical defects and the consequence on losses is strongly dependent on current intensity. The jumps decrease when the pitch of helix increases which explains they can disappear in coaxial generators ; this is confirmed experimentally. The jumps are detrimental to the efficient use of the explosive energy. With helical generators only 5 % of the energy is transferred into magnetic energy.

1975 75 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

PLAN

η	rendement
λ	coefficient de perte de flux magnétique
μ_o	perméabilité du vide
ρ	densité
σ	conductivité électrique
τ	constante de temps
Φ	flux magnétique
θ	angle de relèvement du tube de cuivre
θ_o	angle des fumées

II - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Soit $L_o I_o$ le flux magnétique initial piégé dans une boucle d'inductance initiale L_o. On déforme par un moyen quelconque ce circuit électrique de façon à diminuer son inductance. Son énergie magnétique $W(t)$ à l'instant t vaut $\frac{1}{2}\, L(t)\, I^2(t)$.

Si les pertes de flux sont nulles, posons :

$$\gamma(t) = \frac{L(o)}{L(t)} \qquad (1)$$

Il vient

$$W(t) = W(o)\ \gamma(t)$$

En réalité il y a des pertes de flux dues en partie à des dégradations d'énergie par effet joule, posons :

$$\lambda(t) = L(t)\ I(t)\ /\ L_o I_o \qquad (2)$$

$L(t)\ I(t)$ est le flux à l'instant t. Il vient :

$$W(t) = \gamma(t)\ \lambda^2(t)\ W(o) \qquad (3)$$

Si $\gamma(t)\ \lambda^2(t) > 1$ il y a amplification de l'énergie.

Cette condition peut s'écrire différemment à l'aide d'un formalisme utilisant deux équations électriques : une de conservation du flux et une de conservation de l'énergie :

$$R(t)\ .\ I(t) + \frac{d}{dt}\left[L(t)\ .\ I(t)\right] = O \qquad (4)$$

Dans cette équation on attribue formellement les pertes de flux à la chute ohmique aux bornes de $R(t)$. L'équation d'énergie s'obtient à partir de l'équation (4) en multipliant chaque membre de (4) par $I(t)$ et en intégrant

$$\underbrace{\frac{1}{2}\, I^2(t)\, \frac{dL}{dt}}_{\substack{\text{travail des forces de Laplace représentant}\\ \text{la fourniture d'énergie au système}}} + \underbrace{\frac{d}{dt}\left|\frac{1}{2}\, L(t)\ I^2(t)\right|}_{\substack{\text{énergie magnétique stockée}\\ \text{dans le système}}} + \underbrace{R(t)\ .\ I^2(t)}_{\substack{\text{perte d'énergie}\\ \text{par effet joule.}}} = O \qquad (5)$$

De l'équation (5) on constate qu'il y aura amplification de l'énergie magnétique si $R(t)\ I^2(t) < -\frac{1}{2}\, I^2(t)\, \frac{dL}{dt}$, soit encore

$$R(t) < -\frac{1}{2}\, \frac{dL}{dt}\,(t)$$

Cette condition est réalisée dans le générateur explosif hélicoïdal à compression de champ magnétique où l'explosif sert à déformer le circuit électrique en réduisant son inductance.

III - REALISATION

III - 1. Description (figure 1)

Un générateur hélicoïdal est constitué de deux parties :

- l'armature externe qui est un tube dans le quel on a tracé et usiné une hélice à pas variable ;
- le tube central servant de retour au circuit électrique et que l'on remplit d'une charge explosive cylindrique gainée par un tube de matière plastique mince.

III - 2. Phases de fonctionnement

- création du flux initial dans la self-inductance initiale que constitue le générateur au repos;
- induction d'une onde de détonation plane se propageant longitudinalement dans le cylindre d'explosif ;
- le tube central, relevé par la détonation de l'explosif, court-circuite les spires une à une : c'est la phase de compression du champ magnétique.

Le flux initial est créé par la décharge d'un banc de condensateurs. Le temps de mise à feu de l'explosif est calculé de manière à ce que le tube relevé court-circuite le générateur sur lui-même quand le courant, et par suite l'énergie est maximale dans le générateur.

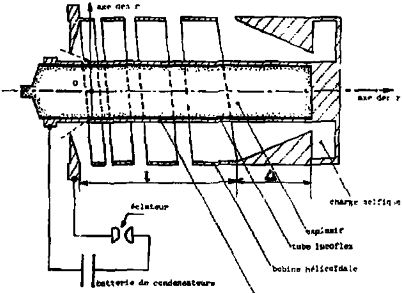


FIGURE 1

à $z = 0$ pas initial $= p_1$

à $z = l$ pas final $= p_2$

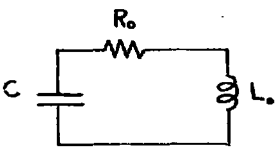
$$p(z) = p_1 + (p_2 - p_1) \frac{z}{l} \tag{7}$$

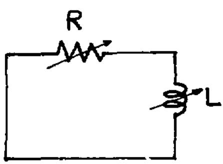
Le cône de fermeture a un demi-angle au sommet égal à l'ange de relèvement du tube central.

Le tableau ci-dessous donne les caractéristiques géométriques de deux générateurs opérationnels.

explosif	lucoflex	tube central	bobine hélicoïdale	K	l	p_1	p_2
Ø 50 mm	Ø 50-55 mm	Ø 55-60 mm	Ø 140-150 mm	0,6	50 cm	40 mm	100 mm
Ø 69 mm	Ø 69-74 mm	Ø 74-80 mm	Ø 200-210 mm	0,7	50 cm	40 mm	180 mm

Le fonctionnement du générateur peut être décrit par deux schémas électriques représentant respectivement l'état avant et après le court-circuit :





$$i(t) = \frac{V_o}{L_o} \exp - \mu t \; \frac{\sin \omega_o t}{\omega_o}$$

$$\mu = \frac{R_o}{2L_o} \qquad \omega_o = (L_o C)^{-1/2}$$

On prend l'origine des temps à l'instant du court-circuit

$$i(t) = \gamma(t) \; . \; \lambda(t) \; . \; i(o)$$

avec

$$i(o) = i\left(\frac{T}{4}\right)$$

$$i\left(\frac{T}{4}\right) = k(d) \; V_o \sqrt{\frac{C}{L_o}}$$

où k(d) est la fonction d'amortissement du circuit (1).

III - 3. Bilan énergétique

L'énergie chimique libérée par l'explosif apparaît d'une part sous forme d'énergie interne en échauffant les gaz brûlés, et d'autre part sous forme d'énergie cinétique en mettant en mouvement à la fois le tube central et les gaz brûlés. On peut définir un rendement η_1 entre l'énergie cinétique acquise par le tube relevé et l'énergie de l'explosif.

L'énergie cinétique du tube relevé servira à comprimer le champ magnétique. C'est le principe de la dynamo puisque en contraignant un conducteur à se déplacer dans une induction magnétique, on peut convertir une partie de son énergie cinétique en énergie électrique.

On peut donc définir de la même manière que précédemment un rendement η_2 entre l'énergie électrique et l'énergie cinétique du revêtement.

Il se trouve que les rendements η_1 et η_2 sont pratiquement indépendants l'un de l'autre. On peut représenter les transferts énergétiques successifs par le schéma suivant :

$$E_o \xrightarrow{\eta_1} E_1 \xrightarrow{\eta_2} W$$

énergie chimique de l'explosif	énergie cinétique de relèvement acquise pratiquement instantanément (quelques microsecondes).	énergie électrique restituée en des temps de 20 à 30 µs.

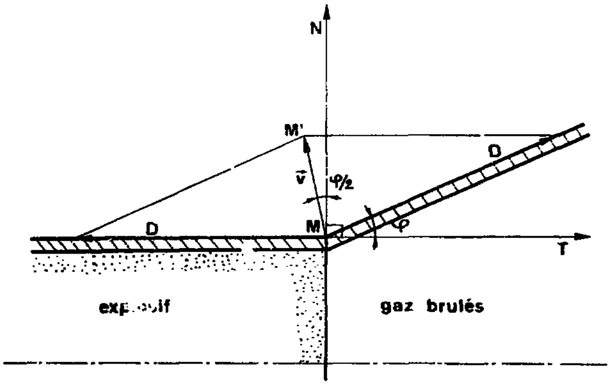


FIGURE 2 - RELEVEMENT CYLINDRIQUE

III - 3 - 1. Etude du rendement η_l : rapport de l'énergie cinétique de relèvement à l'énergie chimique de l'explosif.

La charge explosive est un cylindre et le revêtement un tube de cuivre recouvrant la face extérieure de ce cylindre.

Ce cylindre d'explosif est parcouru par une onde de détonation stationnaire normale à l'axe longitudinal du cylindre. Les produits de détonation se détendent derrière le front de détonation "relevant" d'un angle φ le tube d'épaisseur e et de masse volumique ρ. Le tube initialement au repos, acquiert une vitesse v telle que [3] :

$$v = 2D \sin \frac{\varphi}{2} \qquad (8)$$

D étant la vitesse de détonation de l'explosif (figure 2).

Le relèvement du tube de cuivre ne s'effectue pas instantanément mais en quelques microsecondes [3]. L'angle φ est l'angle que fait l'axe du tube avec l'asymptote au relèvement. Celui-ci comporte une déformation continue du revêtement qui s'amincit tout au long de son mouvement, jusqu'au moment où il éclate. La valeur de la vitesse v acquise par le tube relevé est maximale au niveau du front de détonation. Elle se maintiendrait constante pendant tout le mouvement de ce revêtement si on le considérait comme un fluide parfait. En fait la déformation continue modifie le bilan énergétique et l'absorption d'énergie par la déformation se fait au détriment de l'énergie cinétique. La courbure du revêtement projeté traduit une diminution progressive de vitesse, mais expérimentalement ce phénomène est difficilement perceptible, car l'énergie de déformation du tube n'atteint que quelques pourcents de son énergie cinétique. Par la suite nous négligerons cet effet et nous considérerons que le relèvement est un cône parfait d'angle φ.

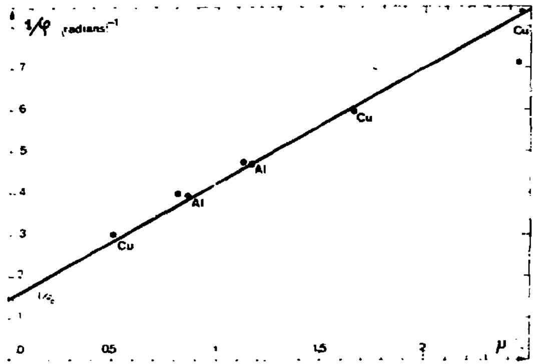


FIGURE 3 - COURBE EXPERIMENTALE $1/\varphi$ EN FONCTION DE μ.

RICHTER [3] a donné une loi de la forme :

$$\frac{1}{\varphi} = \frac{1}{\varphi_o} + C\mu \qquad (9)$$

où φ est l'angle de relèvement,

φ_o est l'angle des "fumées".

$$\mu = \frac{2}{\rho_o} \quad \rho_1 \frac{e}{r_o} \qquad (10)$$

avec r_o rayon de la cartouche d'explosif,

ρ_1 densité du cuivre,

ρ_2 densité de l'explosif,

C constante ne dépendant que de l'explosif utilisé.

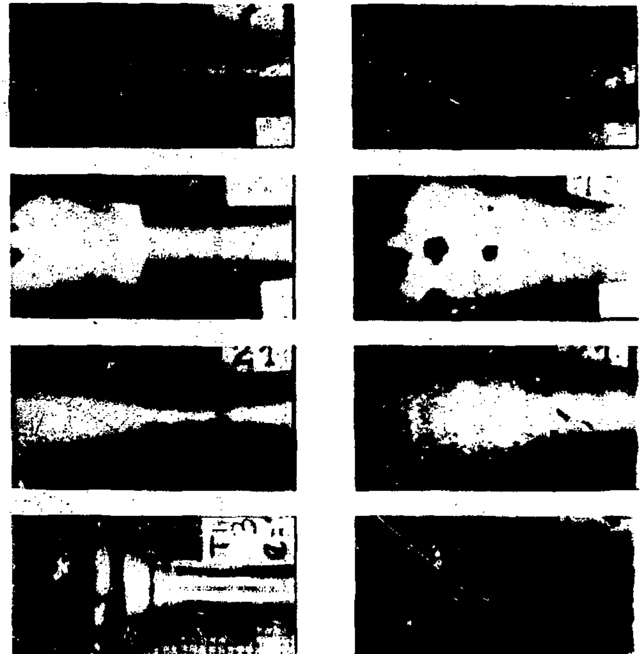
Nous avons vérifié expérimentalement qu'il existait une relation linéaire entre $1/\varphi$ et le rapport $\frac{e}{r}$ pour du cuivre et un explosif donné.

Pour connaître l'angle de relèvement φ, l'observation optique du tube en cours de relèvement est nécessaire. L'observation se fait à l'aide d'une caméra à l'image intégrale LCA type CI 4. Outre nos propres résultats, nous avons utilisé ceux de Jacques Morin [2].

Si l'on se reporte à la figure 3 on constate que l'expérience vérifie (9) avec :

$$\frac{1}{\varphi_o} = 1,40 \pm 0,07$$

et : $C = 2,80 \pm 0,14$



Tube standard -

Explosif ϕ 50
Cuivre e_1 = 2,5
Plastique e_2 = 2,5

Explosif ϕ 50
Cuivre e_1 = 2,5
Plastique e_2 = 0

Explosif ϕ 50
Aluminium e_1 = 2,5
Plastique e_2 = 2,5

Explosif ϕ 50
Cuivre e_1 = 1,5
Plastique e_2 = 0

PLANCHE 2 : ETUDE DU RELEVEMENT

d'où

$$\varphi_0 = 40° \, 45' \pm 2°$$

Connaissant les caractéristiques de l'explosif on peut déterminer théoriquement l'angle des fumées φ_0.

En effet :

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \left[\left(\frac{\Gamma + 1}{\Gamma - 1} \right)^{1/2} - 1 \right] = 41° \, 45' \pm 1° \qquad (11)$$

$\Gamma = 2,75$ étant l'exposant polytropique des gaz brûlés pour l'explosif considéré. On constate un bon accord entre la détermination expérimentale et théorique de φ_0.

L'observation optique du relèvement permet en outre de se faire une idée de l'état de surface du cône et de connaître le moment où celui-ci finit par éclater. On trouve expérimentalement que la cassure se produit lorsque le rayon de tube en cuivre atteint 2,5 à 3 fois le rayon du tube au repos. Notons également que l'on supprime les irrégularités de relèvement dues au passage de la détonation d'un cylindre d'explosif à l'autre (l'explosif étant livré sous forme de cylindres élémentaires), en disposant une gaine plastique entre l'explosif et le tube de cuivre.

La figure 4 montre l'état de surface et l'allure du relèvement pour des exemples précis avec et sans gaine plastique.

En tenant compte de ces observations il est possible de déterminer le rapport optimum $\frac{e}{r}$ ou la plage donnant un rendement optimum entre énergie explosive et énergie cinétique.

L'énergie cinétique s'exprime d'après la relation suivante :

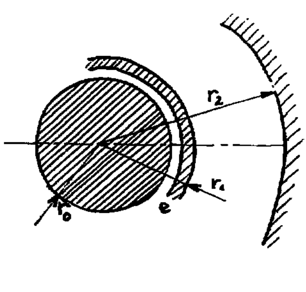
$$E_1 = \frac{1}{2} \, m \, v^2 \, Z \qquad (12)$$

m est la masse du revêtement par unité de longueur

$$m = 2\pi \, r^* \, e \, \rho_1 \qquad (13)$$

et Z = Dt distance parcourue par l'onde de détonation à l'instant t

$$r^* = r_1 - \frac{e}{2}$$



Les angles φ étant petits (~10°) (8) peut s'écrire

$$v \simeq D \, \varphi \qquad (14)$$

d'où $E_1 = \pi r^*_e \, \rho_1 \, D^2 \, \varphi^2 \, Z \qquad (15)$

Soit E_0 l'énergie explosive

$$E_0 = \pi r^2_0 \rho_0 w_0 \, Z \qquad (16)$$

où ρ_0 est la densité de l'explosif

w_0 la densité d'énergie par unité de masse.

Par définition le rendement η_1 vaut avec $r^* \simeq r_o \simeq r$

$$\eta_1 = \frac{E_1}{E_o} \qquad (17)$$

qui devient :

$$\eta_1 = \frac{e D^2 \alpha^2 \rho_1}{r w_o \rho_o} \qquad (18)$$

avec (9) il vient :

$$\eta_1 = \frac{e D^2 \alpha}{r w_o \rho_o} \times \frac{\varphi_o^2}{(1 + C\mu\varphi_o)^2} \qquad (19)$$

soit en remplaçant D, w_o, c, φ_o par leurs valeurs

$$\eta_1 = \frac{7{,}50\ \rho_1 \frac{e}{r}}{\left(1{,}40 + 3{,}25\ \rho_1 \frac{e}{r}\right)^2}$$

On constate que la courbe (fig. n°5) donnant η_1 en fonction soit de μ soit de $\frac{e}{r}$ passe par un maximum pour $\frac{e}{r} = 0{,}05$. On constate également que si $0{,}05 < \frac{e}{r} < 0{,}1$ le rendement varie peu : il passe de $\eta_1 = 0{,}42$ à $\eta_1 = 0{,}38$. Il est donc préférable de choisir la valeur $\frac{e}{r} = 0{,}1$ qui présente l'avantage d'avoir une cassure se produisant plus loin, puisque l'on double l'épaisseur de matériau, tandis que le rendement reste très près (à moins de 10 %) du maximum théorique.

Il faut également noter que le rendement réel est sensiblement inférieur à la valeur calculée compte tenu de la présence de la gaine plastique dont l'épaisseur est identique à celle du tube de cuivre.

Dans ces conditions pour $\frac{e}{r} = 0{,}1$ l'expérience et la théorie indiquent :

$$\eta_1 = 0{,}35 \pm 0{,}01$$

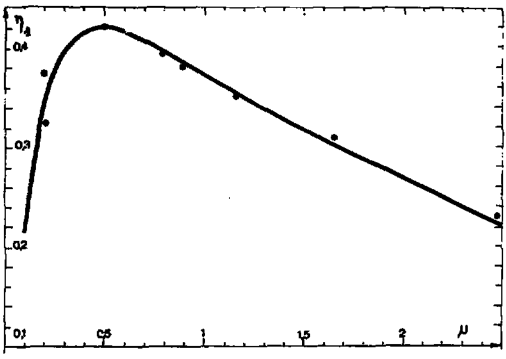


FIGURE 5 - COURBE EXPERIMENTALE η_1 EN FONCTION DE μ.

III - 3 - 2. Définition du rendement η_2 : soit η_2 le rendement de transformatic de l'énergie cinétique du revêtement en énergie électrique.

Ecrivons l'égalité entre le travail des forces de Laplace et la variation de l'éne gie cinétique

$$-\frac{1}{2}\, I^2(t)\,\frac{dL}{dt} = \eta_2\,\frac{dE_1}{dt} \qquad (20)$$

Sans compression de champ, l'énergie cinétique E_1 est donnée par (12). Plus gé néralement, en présence d'un champ magnétique, nous appellerons l'énergie cinétique totale E_T

$$E_T = \int_0^Z \frac{1}{2}\, m v^2 \,(z,\ t)\ dz \qquad (21)$$

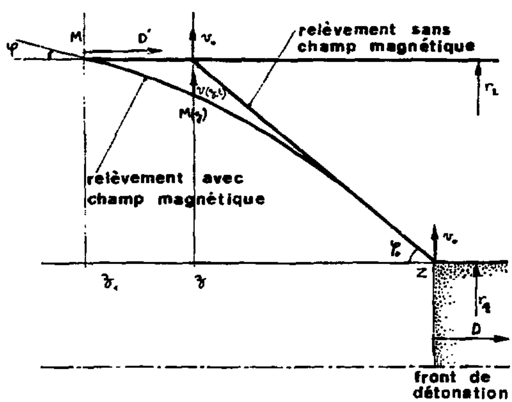
où m est la masse par unité de longueur et Z = Dt la distance parcourue par l'ordre de dé- tonation à l'instant t. Avec compression de champ magnétique l'énergie cinétique du tube rele E_T jusqu'à la cote Z est différente de E_1. En effet le tube travaille contre les forces élec- tromagnétiques et cède une fraction de son énergie.

La variation de l'énergie cinétique étant égale au travail des forces de Laplace, il vient :

$$-\frac{1}{2}\, I^2(t)\,\frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt}E_1 - \frac{d}{dt}\,E_T$$

Exprimons

$$\frac{d}{dt}\,E_1 \ \text{et}\ \frac{d}{dt}\,E_T \ \text{(se reporter à la figure (6))}$$



Remarque :

L'angle φ est en réalité faible (10° environ). On assimile la vitesse matérielle = 2 D sin φ à sa projection sur l'axe des r. De plus <D'> = D.

FIGURE 6

d'après (12) :

$$\frac{d}{dt}E_1 = \frac{m}{2} v_o^2 D \qquad (23)$$

d'après (21) :

$$\frac{d}{dt} E_T = \int_o^Z \frac{m}{2} \frac{\partial}{\partial t} v^2(z,t)\, dz + \frac{m}{2} v_o^2 D \qquad (24)$$

Il vient :

$$\frac{1}{2} I^2(t) \frac{dL}{dt} = - \int_o^Z \frac{m}{2} \frac{\partial}{\partial t} v^2(z,t)\, dz \qquad (25)$$

ou encore (voir figure 6) :

$$\frac{1}{2} I^2(t) \frac{dL}{dt} = - \int_o^{z_1} \frac{m}{2} \frac{\partial}{\partial t} v^2(z,t)\, dz - \int_{z_1}^Z \frac{m}{2} \frac{\partial}{\partial t} v^2(z,t)\, dz \qquad (26)$$

En fait la première intégrale est nulle. Cette partie du tube ne travaille plus contre les forces électromagnétiques et ne subit donc pas de variation de vitesse. Posons :

$$E_c = \int_{z_1}^Z \frac{1}{2} m\, v^2 (z,t)\, dz \qquad (27)$$

Nous verrons plus loin (paragraphe 9) qu'il est préférable d'assurer une progression régulière du court-circuit, c'est-à-dire que celui-ci avance comme le front de détonation, ou encore :

$$\frac{d\, z_1}{dt} = D$$

Cette condition est réalisée, par exemple, si la pression magnétique sur le relèvement ne dépend pas du temps. La forme du relèvement est alors stationnaire dans un système lié à l'onde de détonation. L'énergie cinétique E_c est donc invariante. Dans ce cas :

$$\frac{d\, E_c}{dt} = O \qquad (28)$$

Or d'après (27) et (28) :

$$\frac{d\, E_c}{dt} = \int_{z_1}^Z \frac{1}{2} m \frac{\partial}{\partial t} v^2(z,t)\, dz + \frac{1}{2} m\, v_o^2 D - \frac{1}{2} m\, v_1^2 D \qquad (29)$$

Finalement (22) s'écrit :

$$\frac{1}{2} I^2(t) \frac{dL}{dt} = \frac{m}{2} v_o^2 D - \frac{m}{2} v_1^2 D \qquad (30)$$

et :

$$\eta_2 = 1 - \frac{v_1^2}{v_o^2} \qquad (31)$$

Pour assurer un bon contact électrique il faut une vitesse matérielle positive. Le compromis entre un rendement important et un contact électrique suffisant, consiste à choisir $v_1 \# \frac{V_o}{2}$ (figure 7). En effet, ce choix implique que nous utiliserons déjà 75 % de l'énergie cinétique du tube relevé pour les transformer en énergie électrique.

Donc dans ce cas :

$$\frac{1}{2} I^2 \frac{dL}{dt} = 0,75\ \eta_1 \frac{d}{dt} E_o \qquad (32)$$

Cette condition impose également que $\varphi_1 = \varphi_0/2$. Or dans le calcul - ou de la mesure - de la self-inductance on suppose que le tube relevé est un cône droit. Nous calculerons, dans un cas simple mais proche de la réalité au paragraphe III - 3 - 4, l'allure du front de relèvement et estimerons l'erreur faite sur la mesure ou le calcul de la self-inductance.

III - 3 - 3. Remarques concernant le pas.

Dans les générateurs "hélice", la puissance mécanique est constante puisque l'explosif et le tube intérieur ont des diamètres constants. Il faut donc réaliser un fonctionnement à puissance électrique constante pour que η_2 puisse atteindre à chaque instant sa valeur maximum, soit 0,75. Le courant faible au départ impose donc une variation très rapide de l'inductance dans les instants initiaux.

Pendant le fonctionnement le courant augmente et la variation de l'inductance de donc diminuer. C'est pourquoi les hélices, qui sont taillées sur le tube extérieur de ces générateurs, ont un pas variable : petit au début, grand à la fin. L'énergie magnétique faible au début est donc concentrée au niveau du relèvement et peut le freiner efficacement. A la fin du fonctionnement, elle peut remplir de façon plus homogène le reste du générateur.

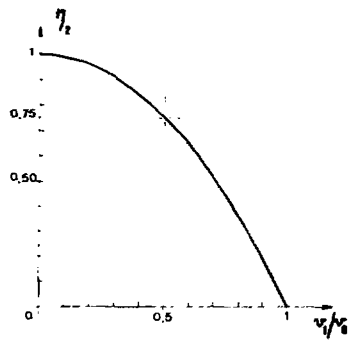


FIGURE 7 - RENDEMENT η_2 EN FONCTION DU RAPPORT DES VITESSES v_1/v_0.

Pour obtenir un bon rendement il existe donc nécessairement, surtout au début du fonctionnement, un fort gradient de pression magnétique dans le sens de la détonation. (gradient peut conduire à des limitations sur V_c plus sévères, si bien que dans la pratique η_2 est plus voisin de 0,1 que de 0,75 pour les générateurs.

III - 3 - 4. Calcul de la forme du relèvement dans le cas d'un générateur coaxial.

Supposons qu'un générateur coaxial soit parcouru par un courant I supposé con tant. La pression magnétique s'exerçant sur le cône tend à le déformer.

Un élément de cône de masse "m" est donc soumis à une accélération :

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{F}{m} \qquad (33)$$

$m = 2\pi\ r_o e_o \rho$ masse par unité de longueur

$$F = \frac{B^2}{2\mu_o}\ 2\pi r = \frac{\mu_o}{4\pi}\frac{I^2}{r} \qquad (34)$$

d'où .

$$\Rightarrow \frac{r d^2 r}{dt^2} = - \frac{\mu_o}{4\pi}\ \frac{I^2}{m} \qquad (35)$$

Les conditions initiales sont $t = O = r = r_o\ v_o \neq D\varphi_o$

$\frac{dv}{dt} = v\,\frac{dv}{dr}$ sachant que $v \neq D\,\varphi$ il vient

$$\varphi\ (r) = \sqrt{- \frac{\mu_o I_o^{\ 2}}{2\pi m D^2}\ \mathrm{Log}\ \frac{r_o}{r} + \varphi_o^{\ 2}} \qquad (36)$$

Il est donc possible dans ce cas de calculer point par point l'allure du relèvement. Le courant I_o sera celui pour lequel $v_1 = v_o/2$ quand le relèvement atteint l'armature externe.

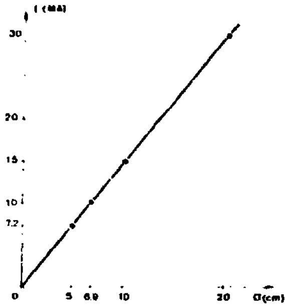
Il sera donc possible d'évaluer d'une part, le courant maximum admissible en fonction du diamètre de la cartouche d'explosif en satisfaisant à la condition locale de fonctionnement stationnaire, c'est-à-dire $\eta_2 = 0,75$; et d'autre part la connaissance du front de relèvement donnera l'erreur faite sur la self-inductance lorsqu'on suppose le relèvement droit. La courbe de la figure n 8 donne le courant maximum en fonction du diamètre de la cartouche.

En ce qui concerne le calcul du front de relèvement on remplace dans l'expression donnant $\varphi(r)$, I_o par sa valeur, on trouve ainsi une expression indépendante des dimensions du générateur coaxial :

$$\varphi(r) = \varphi_o \sqrt{\left(1 - \frac{3}{2}\ \mathrm{Log}\ \frac{r_1}{r} \Big/ \mathrm{Log}\ \frac{r_1}{r_2}\right)} \qquad (37)$$

Le calcul de l'erreur ΔL faite sur la détermination de la self-inductance s'exprime aisément en considérant le schéma de la figure n° 9 :

$$\Delta L = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\mu_o}{2\pi}\ dz\ \mathrm{Log}\ \frac{r_1}{r(z)} - t_g\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_o\right)\left|r_1 - r - r\ \mathrm{Log}\ \frac{r}{r_1}\right|\frac{\mu_o}{2\pi} \qquad (38)$$



COURANT MAXIMUM QUE L'ON PEUT OBTENIR AVEC UN GENERATEUR COAXIAL POUR η_2 = 0,75 EN FONCTION DU DIAMETRE DE LA CARTOUCHE EXPLOSIVE

FIGURE 8

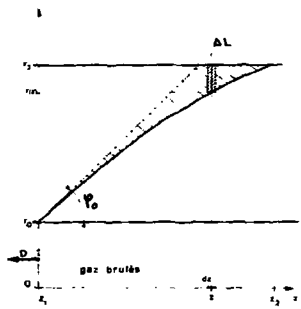


FIGURE 9

Les courbes des figures 10 et 11 donnent l'allure du relèvement pour les générateurs 140-(et 200-210.

Nous avons calculé les erreurs maximums faites dans ce cas dans l'évaluation la self-inductance. Elles atteignent 1,7. 10^{-9} H pour la générateur 140 - °0 et 2,4. 10^{-9}H pour le 200 - 210.

Ces générateurs "travaillant" sur des charges selfiques de l'ordre de 50. 10^{-} l'erreur entraînée par le fait de supposer le relèvement droit est inférieure à 5 %.

En fait nous verrons au paragraphe VIII - 5 que dans les tirs réels η_2 est tr inférieur à 0,75. Pour ces tirs, l'erreur est donc inférieure.

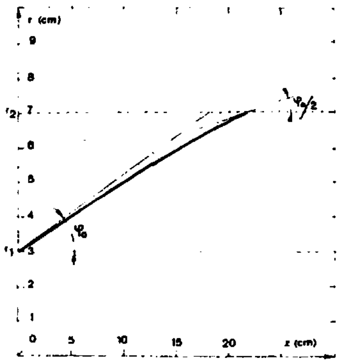


FIGURE 10 - RELEVEMENT DU TUBE CENTRAL D'UN GENERATEUR COAXIAL 140-60 POUR η_2 = 0,75.

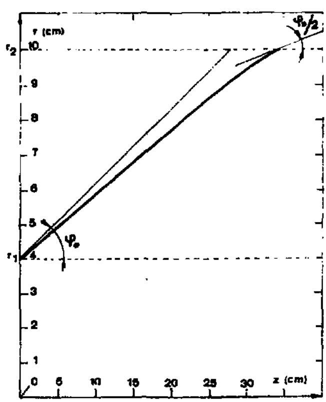


FIGURE 11 - RELEVEMENT DU TUBE CENTRAL D'UN GENERATEUR COAXIAL 200-80 POUR η_2 = 0,75.

IV - DETERMINATION EXPERIMENTALE ET THEORIQUE DE LA SELF-INDUCTANCE ET DE LA RESISTANCE D'UN GENERATEUR

D'après la première équation électrique de fonctionnement du générateur (4) nous voyons qu'il suffit d'exprimer L et R pour décrire l'évolution du courant du générateur.

Nous avons déterminé L et R à la fois expérimentalement et théoriquement.

La self-inductance est mesurée par simulation au laboratoire en faisant glisser sur le tube central un cône représentant le relèvement.

La mesure de la résistance du générateur est déduite du dépouillement des tirs du générateur à partir de la mesure du courant et de la connaissance de la self-inductance du générateur à chaque instant à partir de (4).

A un courant initial donné injecté dans le générateur, correspondra donc une courbe donnant la résistance du générateur en fonction du temps.

L'inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite un certain nombre de tirs, car on observe que la résistance R(t) peut dépendre du courant initial (voir paragraphe VIII. 5).

Ce comportement sera expliqué par nos calculs théoriques.

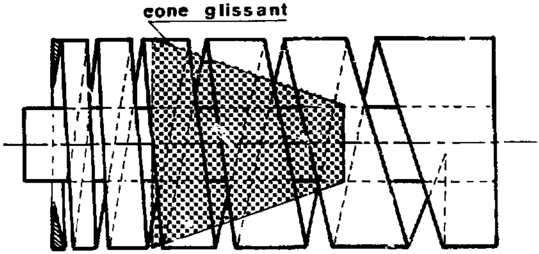


FIGURE 12 A

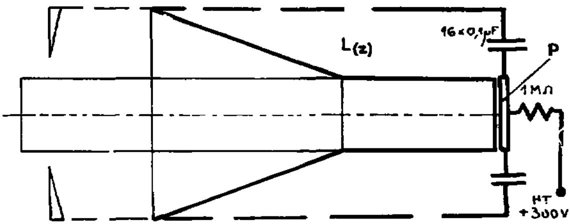


FIGURE 12 B - MESURE DE LA SELF-INDUCTANCE DU GENERATEUR HELICOIDAL.

La correction due à l'amortissement est donc parfaitement négligeable et finalement :

$$L = \frac{1}{C\bar{\omega}_o^2} \tag{42}$$

Les erreurs faites sur la mesure sont de deux ordres :

- le principe de la mesure proprement dit : erreur systématique due au fait que l'on assimile le tube relevé à un cône parfait. L'erreur due aux self-parasites entraînés surtout par le circuit capacitif ;
- la mesure en elle-même : non linéarité du balayage de l'oscilloscope, erreur due à l'observateur.

En ce qui concerne l'erreur systématique, elle est faible et voisine de 2.10^{-9} H dans le cas d'un générateur coaxial, celui-ci travaillant au maximum qu'impose la relation (32).

Les selfs parasites dues au circuit capacitif sont de deux ordres :

- les capacités sont légèrement selfiques 1 à 2.10^{-9} H. Etant donné leur nombre (16 en pales fluctuations dues aux défauts de construction du générateur utilisé pour la mesure, ils donnent une valeur moyenne indépendante de ces défauts valable pour toutes les hélices.

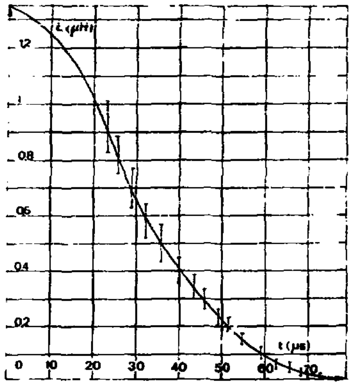


FIGURE 13 - INDUCTANCE EXPERIMENTALE DU GENERATEUR 140-60.
(lissage des points expérimentaux)

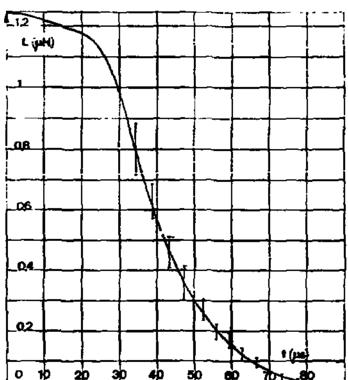


FIGURE 14 - INDUCTANCE EXPERIMENTALE DU GENERATEUR 200-80.
(lissage des points expérimentaux)

VI - DETERMINATION THEORIQUE DE LA SELF-INDUCTANCE

VI - 1. Introduction.

L'inductance variable des générateurs de courants hélicoïdaux est mesurée par simulation du relèvement du tube central. Nous proposons ici une méthode de calcul approchée de cette inductance.

VI - 2. Rappel concernant la description du générateur.

Nous rappelons sur la figure n° 15 le fonctionnement du générateur. Lorsque le front de la détonation se trouve au point A, le tube intérieur vient court-circuiter en B le tube extérieur. Ce tube est taillé en hélice (H) jusqu'en C. Les bornes N et P sont reliées au banc d'énergie initial. La bague MN sert de court-circuit dans les premiers instants de fonctionnement lorsque le tube relevé n'a pas atteint le tube extérieur.

Le circuit d'utilisation est relié aux bornes D et C. CD est un cône de 1/2 angle au sommet égal à l'angle de relèvement φ. La côte de A (front de la détonation) est Z. Celle de B (contact des 2 tubes) est donc $Z - \Delta$ avec $\Delta = \dfrac{R_2 - R_1}{tg\varphi}$, celle de C est l, celle de D et E, $l + \Delta$. Sur la figure (15) la courbe H représente une ligne de courant particulière, les autres s'en déduisent par rotation :

Le pas de l'hélice (H) est par construction une fonction linéaire de la côte Z du point h décrivant l'hélice.

$$p(z) = p_1 + \frac{p_2 - p_1}{l} z \qquad (44)$$

p_1 est le pas initial et p_2 le pas final.

Les coordonnées de h s'en déduisent.

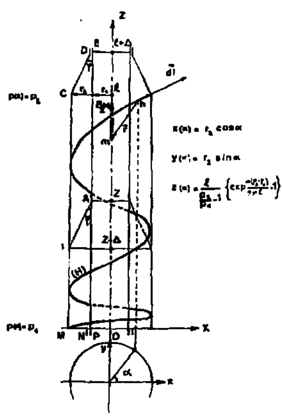


FIGURE 15

$$h(\alpha)\left\{\begin{array}{l} x = R_2 \cos\alpha \\ y = R_2 \sin\alpha \\ z = \dfrac{1}{\dfrac{p_2}{p_1}-1}\left[\exp\left\{\dfrac{\alpha(p_2-p_1)}{2\pi 1}\right\}-1\right]\end{array}\right. \tag{45}$$

$$\alpha_{(z)} = \frac{2\pi 1}{p_2 - p_1}\ \mathrm{Log}\left[\left(\frac{p_2-p_1}{p_1 l}\right)+1\right] \tag{46}$$

VI - 3. Méthode de calcul.

Nous proposons de calculer l'inductance L(Z) de l'hélice à chaque position de la détonation en passant par le calcul de l'énergie magnétique totale :

$$L(Z) = \frac{2}{I^2(Z)}\int_{v(Z)} \frac{B^2(Z, x, y, z)}{2\mu_o}\, dv \tag{47}$$

Etant donné la symétrie cylindrique du générateur, le champ B se décompose en deux champs orthogonaux : un azimuthal B_α et un axial B_Z. Donc : $B^2 = B^2_\alpha + B^2_Z$ et le calcul de L se ramène aux calculs de deux intégrales L_α et L_Z.

Le calcul de L_α est immédiat : c'est celui d'un coaxial.

Pour le calcul de B_Z et L_Z nous allons faire plusieurs approximations simplificatrices.

VI - 4. *Hypothèse de calcul - approximations.*

Nous supposons :

Premièrement : le champ B_Z nul à l'extérieur de l'hélice ainsi qu'à l'intérieur du tube relevé.

Deuxièmement : le champ B_Z uniforme dans chaque plan de section perpendiculaire à l'axe.

Troisièmement : le champ B_Z sur l'axe est calculé à partir d'une hélice filiforme (H) et d'une spire (S) de rayon R_2 en C couplés mutuellement avec (H) pour tenir compte des courants induits dans C D.

VI - 5. Calcul de L_α.

La bague de court-circuit M N est assimilée à un plan de cote O. Il y a deux phases distinctes dans le fonctionnement.

Première phase : le tube relevé n'a pas atteint l'armature externe, la détonation n'a pas atteint la cote $\Delta = \dfrac{R_2 - R_1}{tg\,\varphi}$. Alors :

$$L_\alpha(Z) = \frac{\mu_o}{2\pi}\left\{(1+\Delta - Z)\ \mathrm{Log}\frac{R_2}{R_1} - \frac{1}{tg\,\varphi}\left[R_2 - (R_1 + Z tg\,\varphi) - (R_1 + Z tg\,\varphi)\ \mathrm{Log}\frac{R_2}{R_1 + Z tg\,\varphi}\right]\right\} \tag{48}$$

Deuxième phase : de la cote O à la cote Z - Δ, l'armature externe est constamment en contact avec la partie supérieure du tube relevé :

$$L_\alpha(Z) = \frac{\mu_o}{2\pi} (1 + \ell - Z) \operatorname{Log} \frac{R_2}{R_1} \qquad (49)$$

VI - 6. <u>Calcul de L_Z</u>

Nous calculerons le champ magnétique B_H créé en m par l'hélice en intégrant la formule de BIOT et SAVART avec $\vec{r} = h\vec{m}$ et $d\vec{l}$ élément de courant de l'hélice (H).

$$\vec{B}_H(m) = \frac{\mu_o I}{4\pi} \int_{(H)} \left[\vec{d} l \wedge \frac{\vec{r}}{r^3} \right] \qquad (50)$$

A cause de la symétrie de révolution de l'hélice, nous ne calculons que la composante axiale B_H (m). Avec α l'angle polaire paramétrant l'hélice (H), α_1 paramètre de B, α_2 paramètre de C

$$B_H(m) = \frac{\mu_o I}{4\pi} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{R^2_2 \; d\alpha}{\left\{ R^2_2 + (z(\alpha) - m)^2 \right\}^{3/2}} \qquad (51)$$

ou encore en paramétrant l'hélice (H) par la cote z :

$$B_H(m) = \frac{\mu_o I}{4\pi} \int_{Z-\Delta}^{1} \frac{R^2_2 \; \alpha'(z) \, dz}{\left\{ R^2_2 + (z - m)^2 \right\}^{3/2}} \qquad (52)$$

avec :

$$\alpha'(z) = \frac{2\pi}{P_1} \quad \frac{1}{\frac{P_2 - P_1}{P_1} z + 1} \qquad (53)$$

Ce champ B_H induit dans la spire (S) en C un courant qui s'oppose à la variation de flux. Dans le cadre des approximations précédentes, le champ résultant en m sera $B_Z(m)$

$$B_Z(m) = B_H(m) + B_S(m) \text{ pour } m \leq 1 \qquad (54)$$

Avec :

$$B_S(m) = - B_H(1) \frac{R^3_2}{(R^2_2 (1 - m)^2)^{3/2}} \qquad (55)$$

et $B_Z(m) = 0$ pour $m \geq 1$.

Posons :

$$K_{\alpha_1}^{\alpha_2}(m) = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{R^2_2 \; d\alpha}{\left\{ H^2_2 + (z(\alpha) - m)^2 \right\}^{3/2}} + \frac{4\pi}{\mu_o I} B_S(m) \qquad (56)$$

ou encore

$$B_Z(m) = \frac{\mu_o I}{4\pi} K_{\alpha_1}^{\alpha_2}(m) \qquad (57)$$

Comme précédemment durant la première phase, Z est compris entre O et Δ :

$$L_Z(Z) = \frac{\mu_o}{16\pi} \left\{ \int_o^Z S_1(m, Z) \, |K_o^{a(1)}(m)|^2 \, dm \right. \tag{58}$$

$$\left. + \int_Z^1 S_2 \, |K_o^{a(1)}(m)|^2 \, dm \right\}$$

avec

$$S_1(m, Z) = R_2^2 - (R_1 + (Z - m) \operatorname{tg} \varphi)^2 \tag{59}$$

et

$$S_2 = R_2^2 - R_1^2 \tag{60}$$

Il faut distinguer encore deux cas pour la deuxième phase :

Premier cas : Z est compris entre Δ et 1 :

$$L_Z(Z) = \frac{\mu_o}{16\pi} \left\{ \int_{Z-\Delta}^{Z} S_1(m, Z) \, |K_{a(Z-\Delta)}^{a(1)}|^2 \, dm \right. \tag{61}$$

$$\left. + \int_Z^1 S_2 \, |K_{a(Z-\Delta)}^{a(1)}(m)|^2 \, dm \right\}$$

Deuxième cas : Z est compris entre 1 et $1 + \Delta$

$$L_Z(Z) = \frac{\mu_o}{16\pi} R_2^4 \int S_1(m,Z) \left(K_{a(Z-\Delta)}^{a(1)}(m) \right)^2 dm \tag{62}$$

VI - 7. Conclusions.

Nous avons représenté en trait plein les valeurs calculées, et en pointillé les valeurs mesurées relatives aux générateurs déjà construits et utilisés actuellement (figures 16 et 17). Sur l'ensemble du fonctionnement, la précision est de l'ordre de 10 %. Cette précision paraît satisfaisante pour calculer les performances des futurs générateurs. Pour les générateurs actuels, nous utilisons par contre un lissage des résultats expérimentaux.

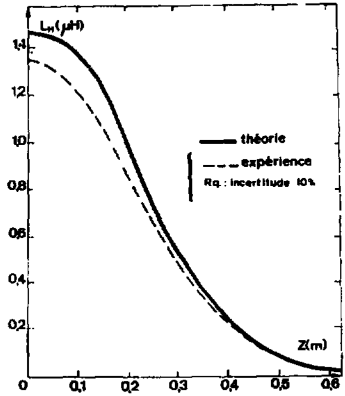


FIGURE 16 - INDUCTANCE DU GENERATEUR 140-60.

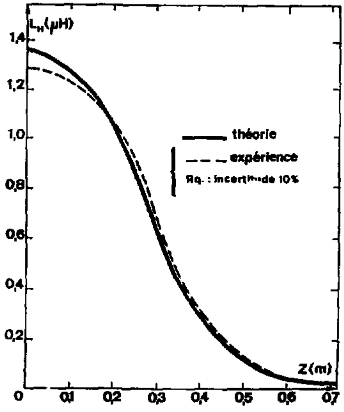


FIGURE 17 - INDUCTANCE DU GENERATEUR 200-80

VII - MESURE EXPERIMENTALE DE LA RESISTANCE

Elle se déduit de la mesure du courant et de la self-inductance en effet d'après (4)

$$\frac{d}{dt}(L(t)I(t)) + R(t)I(t) = 0 \text{ avec } I(0) = I_o \text{ condition initiale}$$

$$\Longrightarrow R(t) = \frac{-1}{I(t)} \frac{d}{dt} [L(t)I(t)]$$

si $\Phi(t) = L(t)\, I(t)$ il vient $R(t) = -\frac{L(t)}{\Phi(t)} \frac{d}{dt} \Phi(t)$

avec $\Phi(0) = \Phi_o$.

Ainsi donc pour différentes valeurs du courant d'injection I_o pouvons-nous déduire les valeurs expérimentales de R(t).

VII - 1. Dispositif expérimental.

On décharge un banc de condensateur de 1,92. 10^{-3} F chargé à une tension V_o dans l'inductance que constitue le générateur. Le courant est mesuré à l'aide d'une ceinture de ROGOWSKY placée de manière telle qu'elle puisse enregistrer toute la phase de compression du champ magnétique. Cette ceinture de ROGOWSKY aura été préalablement étalonnée à partir d'une autre ceinture dont la constante est parfaitement connue. Les phases de fonctionnement du tir sont les suivantes :

- au temps O décharge du banc de condensateurs ;
- au temps t détonation de l'explosif de manière telle que le court-circuit du générateur se produise au quart de période de la décharge donc à courant maximum.

Un certain nombre d'oscilloscopes mesurent tout ou partie du signal de la ceinture de ROGOWSKY, ce signal peut être intégré , on a alors un signal proportionnel au courant.

Le problème du dépouillement étant de recaler en temps l'impulsion de courant avec la valeur de l'inductance, on dispose en fin de détonation de la cartouche d'explosif, un contact délivrant une impulsion synchrone de la fin de détonation. Cette impulsion qui sert de repère permet de remonter au temps initial correspondant au court-circuit du générateur.

La disposition de l'expérience est représentée sur la figure 18.

VII - 2. Résultats.

Nous donnons, pour chaque type de générateur, deux valeurs de résistance correspondant à deux courants d'injection.

Le dépouillement consiste donc à dresser un tableau de nombres dans lequel on donne à chaque microseconde une valeur de courant et la valeur de l'inductance correspondante.

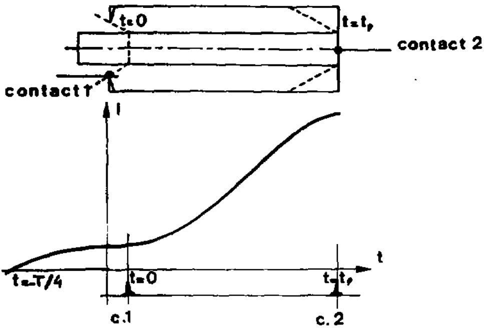
On calcule $\Phi(t) = L(t) \,.\, i(t)$ à chaque instant et on trace la courbe.

On effectue ensuite un lissage en fonction des barres d'erreur.

L'erreur sur I(t) est estimée à 10 %. En effet, cette erreur est la somme de deux termes : 5 % due au dépouillement du signal délivrée par la sonde de ROGOWSKY (oscilloscope 3 %, observateur 2 %) et 5 % dû à l'étalonnage de la ceinture.

Φ(t) est par conséquent connu à 20 % près. Donc :

$$R(t) = \frac{L(t)}{I(t)} \frac{d}{dt} \Phi(t)$$



Contact 1 : délivre l'impulsion synchrone du court-circuit qui est le temps pris pour origine dans le dépouillement.

Contact 2 : impulsion synchrone de la fin de détonation de l'explosif.

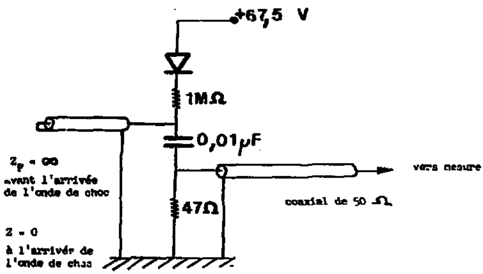


FIGURE 18

Nous donnons les résultats sous forme de courbes 19 et 20. Les résistances sont calculées à partir des lissages des valeurs expérimentales de Φ.

VII - 3. Conclusion.

Nous remarquons que ces courbes présentent un maximum au moment où le tube relevé atteint l'armature externe pour la première fois. Or c'est bien à ce moment que les pertes de flux par diffusion sont les plus grandes. En effet, les pertes dans la bague de court-circuit et le tube extérieur sont négligeables devant celles dans le tube relevé. D'autre part, c'est bien à ce moment qu'apparaissent les pertes de flux par discontinuité de la progression du contact (paragraphe IX). La forme arrondie du maximum de R_H provient des techniques de lissages utilisées. Elles ne permettent pas une analyse très détaillée, mais donnent plutôt une valeur moyenne de R_H. Nous remarquons également que le croissance de R_H avec I_o est d'autant plus forte que le pas de l'hélice est plus petit, c'est-à-dire que les conditions d'un contact continu sont plus difficiles à remplir. Vers la fin du fonctionnement R_H ne dépend pratiquement plus du courant initial.

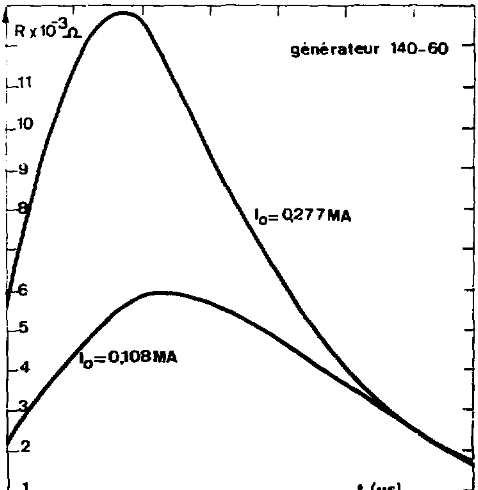


FIGURE 19 - INFLUENCE DU COURANT D'INJECTION SUR LA RESISTANCE EXPERIMENTALE

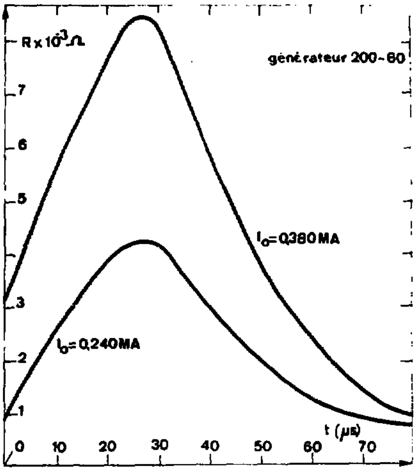


FIGURE 20 - INFLUENCE DU COURANT D'INJECTION SUR LA RESISTANCE EXPERIMENTALE

<u>Hélice 140-60</u> $x = 10^6\ t$ (x temps en μs)

$I(O) = 104$ kA

$\Phi_{104} = 0{,}1455 - 0{,}2339.\ 10^{-3}\ x - 0{,}1378.\ 10^{-4} x^2$

$I(O) = 277$ kA

$\Phi_{277} = 0{,}3699 - 0{,}1528.\ 10^{-2}\ x - 0{,}1150.\ 10^{-3} x^2$

$+ 0{,}2358.\ 10^{-5} x^3 - 0{,}1657.\ 10^{-7}\ x^4$

<u>Hélice 200-80</u> $x = 10^6\ t$ (x temps en μs)

$I(O) = 240$ kA

$\Phi_{240} = 0{,}3037 - 0{,}1424.\ 10^{-3}\ x - 0{,}5463.\ 10^{-4}\ x^2$

$+ 0{,}2304.\ 10^{-6}\ x^3\ /\ (1 + 0{,}3158.\ 10^{-3}\ x$

$- 0{,}1065.\ 10^{-3}\ x^2)$

$I(O) = 380$ kA

$\Phi_{380} = 0{,}4753 - 0{,}4448.\ 10^{-2}\ x\ /\ (1 - 0{,}6798.\ 10^{-2}\ x$

$+ 0{,}8456.\ 10^{-4}\ x^2 - 0{,}9334.\ 10^{-6}\ x^3 + 0{,}33.\ 16.\ 10^{-8}\ x^4)$

VIII - CALCUL THEORIQUE DES PERTES DE FLUX

VIII - 1. Introduction.

Les pertes de flux proviennent d'une part de la diffusion du champ magnétique dans l'épaisseur des conducteurs, d'autre part du piégeage du champ magnétique entre les conducteurs au niveau du court-circuit mobile (fig. 22). Nous appellerons R_1 la résistance équivalente aux pertes de flux par diffusion que nous calculerons au paragraphe VIII - 2, R_2 celle correspondant aux autres pertes et R_3 une correction de R_1 traduisant les effets non linéaires de la diffusion.

D'après la formule (4) nous avons évidemment :

$$R = R_1 + R_2 - R_3 = - \frac{1}{I} \frac{d(LI)}{dt} \qquad (63)$$

VIII - 2. Calcul de R_1 - Pertes de flux par diffusion.

VIII - 2 - 1. Méthode de calcul.

Nous avons suivi la méthode utilisée par CRAWFORD et DAMEROW. Nous rappellerons seulement ici les hypothèses et les approximations de ce type de calcul.

VIII - 2 - 1 - 1. Approximations géométriques.

La diffusion est considérée comme plane. Cette approximation est justifiée si l'épaisseur de peau δ est petite devant les rayons des tubes et si les effet de divergence du relèvement sont négligeables [4] :

$$\frac{\delta}{r} \ll 1$$

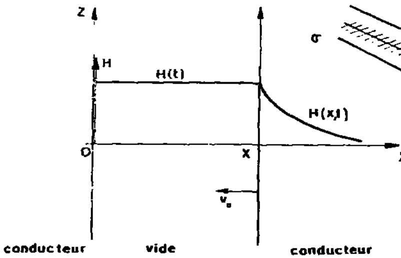


FIGURE 21

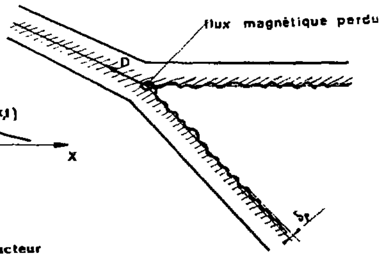


FIGURE 22

$$\frac{\mu_o \sigma \delta^2 \frac{dr}{dt}}{\pi r} < 1 \qquad (65)$$

L'épaisseur des conducteurs e est très grande devant l'épaisseur de peau δ. Nous la considérons comme infinie :

$$\frac{\delta}{e} << 1 \qquad (66)$$

Nous supposerons la conductivité σ constante. Ce qui implique des champs magnétiques assez faibles $B \lesssim 15$ T (voir paragraphe VIII - 4 - 1.).

Nous négligeons également les effets de bord [5]. Avec ces approximations, l'équation de la diffusion s'écrit :

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = \mu_o \sigma \frac{\partial B}{\partial t} \qquad (67)$$

avec des conditions aux limites particulièrement simples (fig. 21).

VIII - 2 - 1 - b. Approximations temporelles.

Pour poursuivre les calculs encore plus simplement nous utilisons le concept d'épaisseur de peau δ. δ se définit par (figure 21) :

$$\delta = \frac{1}{B_z(O,t)} \int_o^\infty B_z(x,t)\, dx \qquad (68)$$

Lorsque le champ $B_z(O, t)$ croît exponentiellement avec une constante de temps τ :

$$B_z(O,t) = B_z(O, O)\, e^{t/\tau} \qquad (69)$$

On trouve que :

$$\delta = \sqrt{\frac{\tau}{\mu_o \sigma}} \qquad (70)$$

Dans ce cas on a aussi :

$$\delta = \frac{1}{j_y(O,t)} \int_O^\infty j_y(x,t)\, dx \qquad (71)$$

Si λ est la largeur du conducteur et j la densité de courant :

$$\delta = \frac{I(t)}{\lambda\, j(O,t)} \qquad (72)$$

On en déduit que :

$$R_1 = \frac{1}{\sigma \delta} \int_{(c)} \frac{dl}{\lambda(l)} \qquad (73)$$

(c) est une ligne de courant dont l'abscisse curviligne est l. L'intégrale S(t) :

$$S(t) = \int_{\Gamma(t)} \frac{dl'}{\lambda(l)} \qquad (74)$$

ne dépend, à un instant donné, que de la géométrie du générateur. Nous la calculerons au paragraphe VIII - 3. La formule (73) n'est rigoureusement vraie que si (69) est vérifiée avec τ constant. Il faut donc que le rapport

$$\tau = \frac{B_z(O,\ O)}{\frac{d}{dt}\ B_z(O,\ t)}$$

soit constant.

C'est pratiquement le cas pour les générateurs hélice durant la plus grande partie de leur fonctionnement. Nous avons donc calculé, comme l'indique KNOEPFEL [6], B_1 à partir des équations (70) et (73) dans lesquelles τ est calculé par :

$$\tau\ (t) = \frac{B_z(O,\ O)}{\frac{d}{dt}\ B_z(O,t)} \qquad (75)$$

VIII - 2 - 2. Détermination de l'épaisseur de peau.

Il faut distinguer deux phases distinctes dans le fonctionnement du générateur. Une première phase concernant la décharge des condensateurs dans la self-inductance initiale que constitue le générateur avant le court-circuit.

Une seconde phase concernant la compression du champ magnétique après le court-circuit.

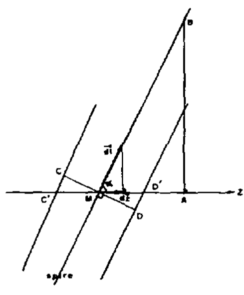


FIGURE 23

Durant la première phase le courant est sinusoïdal faiblement amorti de pseudo-période $2\pi\sqrt{LC}$. Nous calculons alors δ par la formule classique :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\sqrt{LC}}{\sigma\mu_0}} \qquad (76)$$

qui suppose le régime établi.

Le calcul de l'épaisseur de peau durant la deuxième phase s'effectue de la manière suivante : B est proportionnel à I en un point donné à la surface du conducteur en raison des approximations géométriques, paragraphe VIII - 2 - 2 - 1, (75) devient alors :

$$\tau = \frac{I}{\frac{dI}{dt}} \tag{77}$$

Ainsi donc au temps t l'épaisseur de peau prendra pour valeur :

$$\delta(t) = \sqrt{\frac{I}{\frac{dI}{dt}} \; \frac{1}{\mu_o \sigma_o}} \tag{78}$$

L'expression de $R_1(t)$ compte tenu de $\delta(t)$ s'écrit :

$$R_1(t) = \sqrt{\frac{\mu_o}{\sigma_o} \; \frac{\frac{dI}{dt}}{I}} \; S(t) \tag{79}$$

VIII - 2 - 3. Calcul de S.

Nous devons séparer le calcul de (12) en deux parties : l'une concerne la partie hélicoïdale, l'autre le tube relevé. Considérons la figure n° 23.

Soit le triangle MAB tel que $\overline{MA}$ = p, pas de l'hélice (paragraphe III - 1.) et AB = $2\pi\; r_2$, il vient :

$$\frac{dz}{MA} = \frac{dl}{AB}$$

donc :

$$\frac{dz}{p} = \frac{dl}{\sqrt{p^2 + 4\pi^2 r_2^2}} \tag{80}$$

D'autre part :

$$\frac{CD}{C'D'} = \frac{2\,\pi\; r_2}{\sqrt{p^2 + 4\pi^2 r_2^2}} \tag{81}$$

Ainsi donc de (80) et (81) nous trouvons, K étant le coefficient de remplissage (paragraphe III - 1) :

$$\frac{dl}{\lambda(l)} = dz \left(\frac{1}{2\pi r_2 k} + \frac{2\pi\; r_2}{k\; p^2} \right) \tag{82}$$

Sur le tube central les lignes de courant par induction forment une hélice de même pas que celle inscrite sur le tube extérieur mais avec k = 1, donc :

$$\frac{dl}{\lambda(l)} = dz \left(\underbrace{\frac{1}{2\pi r_1}}_{S\varphi} + \underbrace{\frac{2\pi r_1}{p^2}}_{Sz} \right) \tag{83}$$

Nous constatons que d'une manière générale l'intégrale S comprend deux termes comme nous l'avons fait pour les inductances. Nous appellerons le premier terme $S\varphi$, puisqu'il correspond à la partie coaxiale des lignes de courant et le second Sz, puisqu'il correspond à la partie azimutale du courant.

VIII - 2 - 3 - 1. Calcul de S_φ

Pour ce calcul on se réfère à la figure n° 24 représentant le générateur au cours de son fonctionnement.

Première phase : la détonation n'a pas atteint la côte $\Delta = \frac{r_2 - r_1}{\mathrm{tg}\,\varphi}$, alors :

$$S(\varphi) = \underbrace{\frac{1}{2\pi r_2 k}}_{1} + \underbrace{\frac{\ell + \Delta - Z}{2\pi r_1}}_{2} + \underbrace{\frac{1}{2\pi \sin\varphi}\,\mathrm{Log}\,\frac{r_2}{r_1}}_{3} \qquad (84)$$

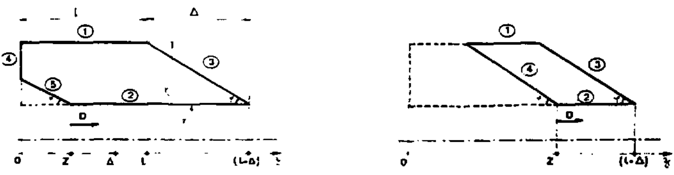
$$+ \underbrace{\frac{1}{2\pi}\,\mathrm{Log}\,\frac{r_2}{r_1 + Z\,\mathrm{tg}\,\varphi}}_{4} + \underbrace{\frac{1}{2\pi \sin\varphi}\,\mathrm{Log}\,\frac{r_1 + Z\,\mathrm{tg}\,\varphi}{r_1}}_{5}$$

Deuxième phase

$$S(\varphi) = (\ell + \Delta - Z)\left[\underbrace{\frac{1}{2\pi r_2 k}}_{1} + \underbrace{\frac{1}{2\pi r_1}}_{2}\right] + \underbrace{\frac{1}{\pi \sin\varphi}\,\mathrm{Log}\,\frac{r_2}{r_1}}_{3-4} \qquad (85)$$

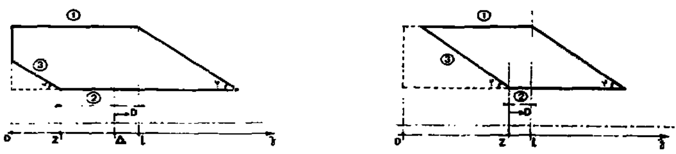
VIII - 2 - 3 - 2. Calcul de S_Z

De même que pour le calcul de S_φ, nous distinguons deux phases (figure n° 25).



Phase 1 Phase 2

FIGURE 24 - CALCUL DE S_φ



Phase 1 Phase 2

FIGURE 25 - CALCUL DE S_Z

1ère phase : $O < Z < \Delta = \frac{r_2 - r_1}{tg\,\varphi}$

$$S_Z = \frac{2\pi r_2}{k} \int_0^1 \frac{dz}{p^2(z)} + 2\pi r_1 \int_Z^1 \frac{dz}{p^2(z)} + 2\pi \int_0^Z \frac{r_1 + tg\,\varphi\,(Z - z)}{p^2(z)}\,dz \qquad (86)$$

2ème phase : $Z > \Delta$

Deux cas peuvent se produire $\Delta \leq Z \leq 1$

$1 \leq Z \leq 1 + \Delta$

1er cas : $\Delta \leq Z \leq 1$

$$S(Z) = \frac{2\pi r_2}{k} \int_{Z-\Delta}^1 \frac{dz}{p^2(z)} + 2\pi r_1 \int_Z^1 \frac{dz}{p^2(z)}$$

$$+ 2\pi \int_{Z-\Delta}^Z \frac{r_1 + tg\,\varphi\,(Z - z)}{p^2(z)}\,dz \qquad (87)$$

2ème cas : $1 \leq Z \leq 1 + \Delta$

$$S(Z) = \frac{2\pi r_2}{k} \int_{Z-\Delta}^1 \frac{dz}{p^2(z)} + \pi \int_{Z-\Delta}^1 \frac{r_1 + tg\,\varphi\,(Z - z)}{p^2(z)}\,dz \qquad (88)$$

Le calcul numérique de S pour chacun des générateurs est représenté par les courbes n° 26 et 27.

VIII - 2 - 4. Remarque sur le calcul de $R_1(t)$

Nous avons jusqu'à présent toujours supposé la conductivité σ constante. Pour tenir compte des effets d'échauffements dus au champ magnétique élevé nous introduirons une correction R_3 (paragraphe VIII - 4.). Nous exposerons son calcul après celui de R_2 car il se présente formellement de la même façon.

VIII - 3. Calcul de R_2 - Pertes de flux dans le contact.

VIII - 3 - 1. Méthode de calcul.

En utilisant le formalisme du paragraphe VIII - 2 - 1 - 2. on peut représenter la diffusion du champ magnétique par la figure 28. Le calcul précédent de R_1 correspond aux variations du flux LI à travers la surface ($A_1\, B_1\, C_1\, D_1\, A_1$) dont le contour est une ligne de courant à l'interface vide-conducteur. Un calcul équivalent peut faire intervenir les variations du flux total (dans le vide et le métal) $L^* I$ à droite du contact mobile (à droite de $A'_2 A_1 A_2$).

On a évidemment :

$$L^* = L + \mu_0\, \delta\, S \qquad (89)$$

La résistance R^* liée aux variations de flux L^*I correspond aux flux traversant la droite $M'_2A_1A_2$ de la droite vers la gauche. Donc, comme la vitesse du contact vaut $\frac{D}{\cos \alpha}$ (voir figure 29)

$$R^* = 2\ \mu_0 \frac{D}{\cos \alpha}\ \frac{\delta}{\lambda} \qquad (90)$$

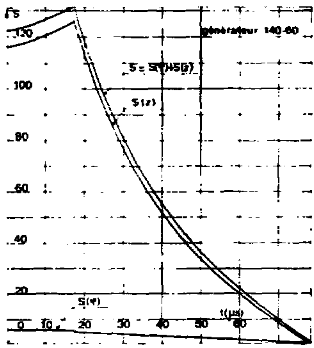


FIGURE 26 - CALCUL DE S EN FONCTION DU TEMPS

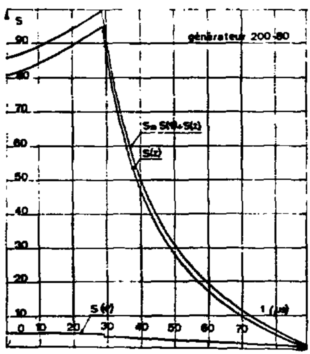


FIGURE 27 - CALCUL DE S EN FONCTION DU TEMPS

Avec L^* et R^* on obtient la même équation (4) qu'avec L et R puisque :

$$\frac{d}{dt}\left[(L + \mu_o \delta S) I \right] = \frac{d}{dt}(LI) + \mu_o \delta S \frac{dI}{dt} + \mu_o \delta I \frac{dS}{dt} \tag{91}$$

d'après (88) :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{I}{\mu_o \sigma l^2} \tag{92}$$

et d'après (74) :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{\lambda(l_2)} \frac{dl_2}{dt} - \frac{1}{\lambda(l_1)} \frac{dl_1}{dt} \tag{93}$$

qui s'écrit encore (figure 29) :

$$\frac{dS}{dt} = -\frac{2}{\lambda} \frac{D}{\cos \alpha} \tag{94}$$

Donc (91) devient :

$$\frac{d}{dt}(L^* I) = \frac{dLI}{dt} + \frac{SI}{\sigma\delta} - 2\mu_o \frac{\delta I D}{\lambda \cos \alpha} \tag{95}$$

ce qui montre bien que :

$$\frac{d}{dt}(L^* I) + R^* I = \frac{d\,LI}{dt} + RI \tag{96}$$

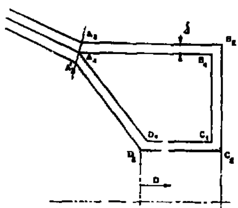


FIGURE 28

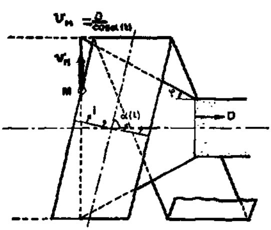


FIGURE 29 a

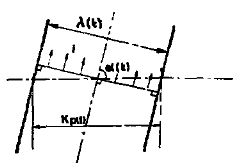


FIGURE 29 b

C'est donc une erreur à notre avis de compter les pertes du flux par diffusion en ajoutant les termes $R_1 I$ et $R^* I$, comme semblent l'avoir fait CRAWFORD et DAMEROW [7]. Par contre, comme les surfaces qui entrent en contact présentent des défauts de surface, bosses et creux aléatoires (figure 30), le flux du champ magnétique situé dans les creux est piégé et perdu pour le reste de la compression, comme le flux qui traversait $A'_2\, A_1\, A_2$ dans le calcul de R. Ces pertes de flux correspondent à une résistance R_2 et on a de la même manière

$$R_2 = 2\,\mu_0\,\frac{D}{\cos^{\alpha}}\quad\frac{\delta_d}{\lambda} \tag{97}$$

δ_d étant la valeur moyenne des défauts de surface au niveau du contact.

VIII - 3 - 2. Evaluation de δ_d

Au paragraphe IX nous ferons une étude systématique des causes des pertes de flux par piégeage. Nous nous bornerons ici à celles qui permettent une évaluation simple. Elles sont liées aux défauts de surface du tube central au niveau de son contact avec le tube extérieur. Elles sont de petite amplitude (le mm) sur de petites distances (le cm).

Nous avons mesuré au comparateur Solex, l'amplitude des défauts initiaux sur chacun des tubes utilisés et suivant une génératrice. Ces défauts sont très semblables à une sinusoïde d'amplitude 100µ environ pour les tubes de Ø 140-150 et 200-210 tubes extérieurs et de 50µ pour les tubes de Ø 55-60 et 74-80 tubes relevés. La période varie entre 0,5 et 1 cm. Ces défauts correspondent à une variation relative importante de l'épaisseur du tube central (4% environ). Le relèvement du tube amplifie ces défauts.
En effet, un élément de revêtement atteint par l'onde de détonation acquiert une vitesse v telle que

$$v = 2D \sin \varphi/2 \;\#\; D\,\varphi$$

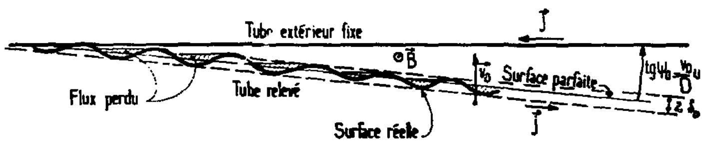


Schéma du contact (l'amplitude des défauts ΔE et $tg\psi_0$ sont multipliés par 5 environ)
FIGURE 30

Nous avons vu (9) que $\frac{1}{\varphi} = \frac{1}{\varphi_0} + c\mu$ avec $\mu = 2\,\frac{\rho 1}{\rho o}\,\frac{e}{r_o}$. Une variation de l'épaisseur d_e entraîne une variation $d\varphi$ de φ donc dv de v :

$$-\frac{d\varphi}{\varphi^2} = 2\,c\,\frac{\rho 1}{\rho o}\,\frac{d_e}{r_o} \tag{98}$$

$$\text{or } dv = D\,d\,\varphi = -\,2\,c\,\varphi^2\,\frac{\rho_1}{\rho_o}\,\frac{d_e}{r_o}\,D \tag{99}$$

Le défaut local Δe avant relèvement aura pour amplitude ΔE lors du contact entre tube relevé et armature externe :

$$\Delta E \neq \Delta v \frac{(r_2 - r_1)}{v} \qquad (100)$$

$$\Delta E \neq 2 c \varphi \frac{\rho_1}{\rho_o} \left(\frac{r_2}{r_1} - 1 \right) \Delta e \qquad (101)$$

Nous donnons au paragraphe III - 3 - 1. la valeur de c, ρ_1, ρ_o, φ, $\frac{r_2}{r_1}$, l'application numérique donne $\frac{\Delta E}{\Delta e} \neq 9$. Ainsi donc un défaut relatif de 4 % sur l'épaisseur du tube intérieur, soit 0,1 mm environ, sera amplifié au niveau du contact mobile jusqu'à 0,9 mm. Nous ferons donc intervenir dans R_2 (t) ces défauts équivalents à une épaisseur de peau δ_D égale à la valeur moyenne des défauts ΔE au contact

$$\delta_D = < \Delta E > = 0,45 \text{ mm}$$

dans l'un et l'autre générateur.

Remarque :

Les défauts de surface ΔE peuvent avoir également comme origine les défauts de texture du tube intérieur révélés et amplifiés par la déformation du tube P.

Pour de grands allongements, même dans des conditions quasi-statiques, ces défauts de texture donnent lieu à un état de surface granuleux (appelé "peau d'orange" par les métallurgistes). Cet état de surface apparaîtrait donc de toutes les façons pour des tubes d'épaisseur parfaitement régulière. Les photographies (fig. 4) des tubes en cuivre que nous utilisons semblent indiquer que l'amplitude de ces défauts n'excède pas celle que nous venons de calculer. Nous n'en tiendrons pas compte. Il semble que des tubes d'aluminium donneraient pour la même déformation une "peau d'orange" plus marquée. Nous les avons éliminées.

VIII - 4. Calcul de R_3 : Correction des pertes de flux par diffusion en tenant compte des effets d'échauffement.

A un instant donné le champ magnétique à l'interface vide-métal n'est pas constant. Mais, comme nous l'avons expliqué plus haut paragraphe III - 3 - 3., le champ est plus intense au niveau du contact. Il s'ensuit que l'épaisseur de peau est presque partout constante et égale à δ (78), mais elle atteint au contact δ^* (111). La figure 31a représente schématiquement la répartition du flux. Le calcul des pertes de flux supplémentaires par échauffement est évidemment très simplifié dans le formalisme qui utilise R^* et L^* du paragraphe VIII - 4., puisqu'il suffit de calculer alors pour R^*, δ^* au niveau du contact seulement (formule 90). pour calculer L^* nous négligerons la variation de δ^* et nous continuerons à prendre δ uniforme dans la formule (89). Ceci revient à négliger le flux traversant les surfaces hachurées dans le schéma de la figure 31b. Comme d'après nos calculs numériques, δ^* au contact reste très voisin de δ à quelques pourcents près l'erreur sur $(L^* - L)$ est donc encore inférieure. En revenant au formalisme R et L il reste donc comme correction, un terme R_3, donné par :

$$R_3 = 2 \mu_o \frac{D}{\cos \alpha} \frac{\delta^* - \delta}{\lambda} \qquad (102)$$

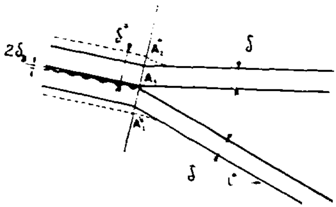


FIGURE 31 a

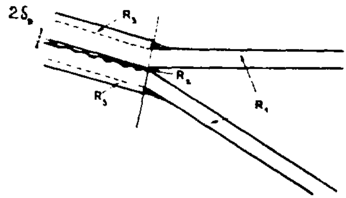


FIGURE 31 b

VIII - 4 - 1. Méthode de calcul.

La diffusion du champ magéntique échauffe les conducteurs en surface. Or la conductivité varie de façon très sensible avec la température. En phase solide la conductivité est en bonne approximation inversement proportionnelle à la température absolue T.

Pour le calcul de la diffusion nous utiliserons l'expression simple

$$\sigma / \sigma_o = T_o / (T_o + \Delta T) \tag{103}$$

Nous verrons ultérieurement par la formule (111), la dépendance entre le champ magnétique et l'épaisseur de peau.

VIII - 4 - 2. Evolution de la température.

La densité de puissance calorifique s'évalue en calculant

$$E . j = \frac{j^2}{\sigma} \quad \text{avec } j = \sigma E \tag{104}$$

La température T du système s'obtient en écrivant l'équation générale de transfert thermique

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{k}{\rho C_v} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{j^2}{\rho C_v \sigma} = O \tag{105}$$

k est la conductivité thermique. C_v est la chaleur spécifique à volume constant. La vitesse de diffusion thermique vaut

$$\sqrt{\frac{k}{\rho C_v t}} = V_T$$

comparée à la vitesse de diffusion du champ magnétique calculé en géométrie plane

$$\sqrt{\frac{1}{2 \pi \sigma \mu_o t}} = V_D$$

on constate que $\frac{V_T}{V_D} \sim 10^{-3}$ pour le cuivre. En conséquence le terme de diffusion thermique peut être négligé

$$\frac{\partial T}{\partial t} = j^2 \times \frac{1}{\rho C_v \sigma} \tag{106}$$

Dans les mêmes hypothèses qu'au paragraphe VIII - 2 - 1 - 2.

$$j(O, t) = \frac{B(O,t)}{\mu_o \delta^*(t)} \tag{107}$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{B^2(O, t)}{\mu_o \rho C_v \tau} \tag{108}$$

La température dans l'épaisseur de peau, c'est-à-dire sur la surface intérieure ($x = O$), s'écrit :

$$\Delta T = T - T_o$$

$$\Delta T = \frac{B}{2\mu_o \rho C_v} \tag{109}$$

VIII - 4 - 3. Calcul de l'épaisseur de peau à conductivité variable.

Pour les conducteurs usuels (cuivre, aluminium, ...) le produit ρC_v demeure constant dans une plage de température importante, en général pendant toute la phase solide

$$\frac{\sigma(t)}{\sigma_o} = \frac{T_o}{T_o + \frac{B^2(t)}{2\mu_o \rho C_v}} \tag{110}$$

Ces calculs de la conductivité à la surface du conducteur pour un échauffement faible correspondent à un champ < 50 T conduisent à utiliser la formule simplifiée suivante :

$$\delta^*(t) = \sqrt{\frac{I(t)}{\frac{dI}{dt}} \; \frac{1}{\mu_o} \; \frac{T_o + \frac{B^2(t)}{2\mu_o \rho C_v}}{\sigma_o T_o}} \tag{111}$$

avec

$$B(t) = \mu_o \frac{I(t)}{\lambda(t)} \tag{112}$$

Dans les générateurs que nous avons expérimentés, δ^* est très peu différent de δ (formule 78). L'écart relatif n'est que de quelques pourcents durant la majeure partie du fonctionnement. Cet écart atteint quelquefois 20 %, mais seulement en fin de compression. δ^* est certainement plus grand que l'épaisseur de peau réelle puisqu'elle est calculée comme si la température à l'interface était celle de tout le conducteur. Il s'agit donc d'une évaluation toujours pessimiste de l'influence de l'échauffement des conducteurs.

VIII - 5. Résultats.

La résistance totale équivalente aux pertes de flux est :

$$R(t) = R_1(t) + R_2(t) + R_3(t)$$

Nous avons calculé R(t) pour chaque générateur et pour deux courants d'injection

LX 140-60	I(O) = 104 kA
	I(O) = 277 kA
LX 200-80	I(O) = 240 kA
	I(O) = 380 kA

Les résultats sont présentés sous forme de courbes (figures 32 à 63).

Nous avons comparé sur ces courbes, résultats théoriques et expérimentaux. Nous constatons un bon accord à bas niveau : 0,5 µs en temps et 5 % en courant ; par contre à niveau plus élevé (LX 140-60, I_0 = 250 kA, LX 200-80 I_0 = 400 kA) les résultats théoriques sont optimistes.

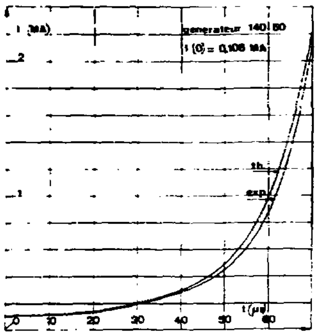


FIGURE 32 - COURBES DU COURANT EN FONCTION DU TEMPS

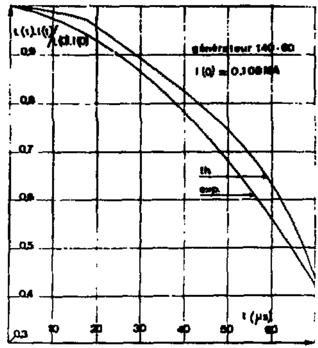


FIGURE 33 - COURBE DE LA CONSERVATION DU FLUX EN FONCTION DU TEMPS

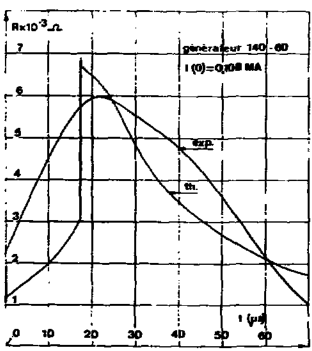


FIGURE 34 - COURBE DE LA RESISTANCE EN FONCTION DU TEMPS

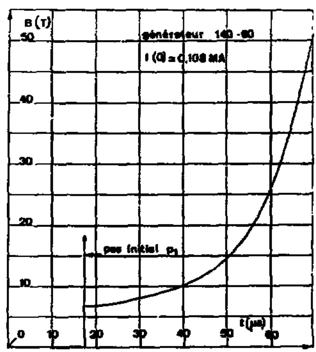


FIGURE 35 - CALCUL DU CHAMP SUR LES SPIRES

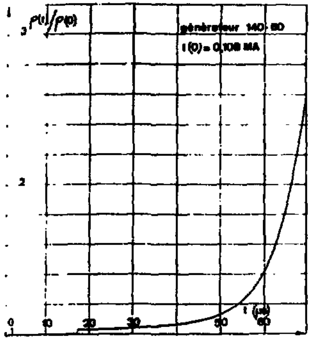


FIGURE 36 - COURBE DE ρ(t)/ρ(O) EN FONCTION DU TEMPS

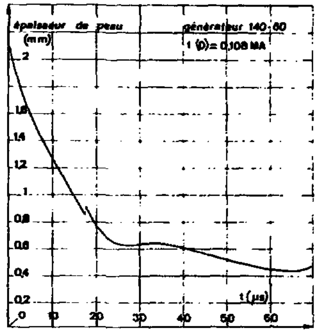


FIGURE 37 - COURBE DE L'EPAISSEUR DE PEAU EN FONCTION DU TEMPS

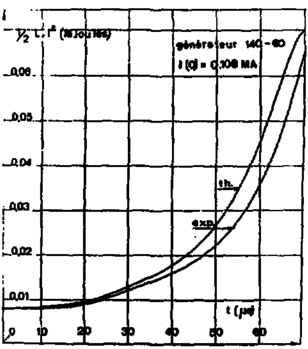


FIGURE 38 - COURBE DE L'ENERGIE MAGNETIQUE EN FONCTION DU TEMPS

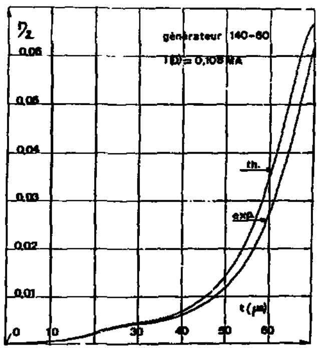


FIGURE 39 - COURBE DU RENDEMENT $\eta_2 = -1/2 . I^2(t) . \frac{dL}{dt} / \frac{dE_0}{dt}$

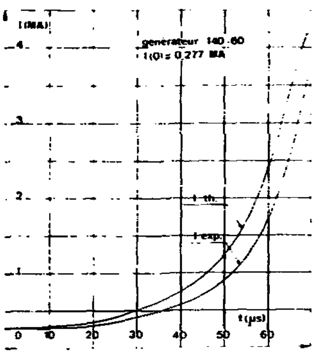


FIGURE 40 - COURBES DU COURANT EN FONCTION DU TEMPS

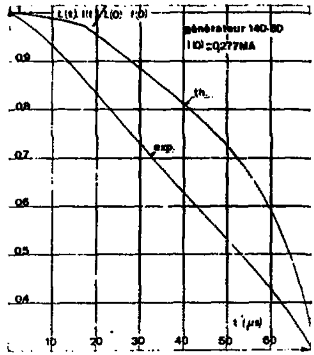


FIGURE 41 - COURBE DE CONSERVATION DU FLUX EN FONCTION DU TEMPS

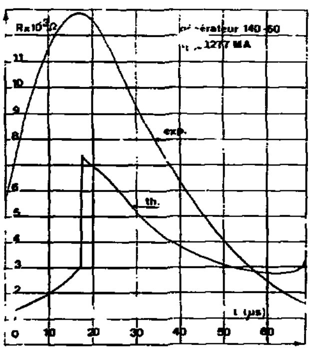


FIGURE 42 - COURBE DE LA RESISTANCE EN FONCTION DU TEMPS

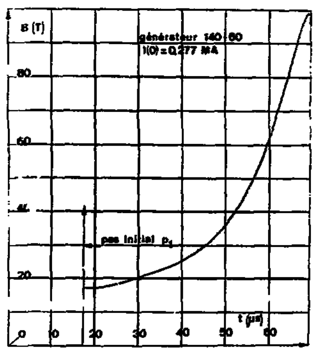


FIGURE 43 - CALCUL DU CHAMP SUR LES SPIRES

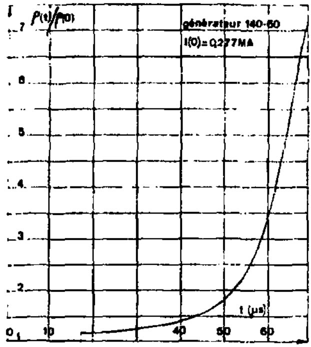


FIGURE 44 - COURBE DE ρ(t)/ρ(O) EN FONCTION DU TEMPS

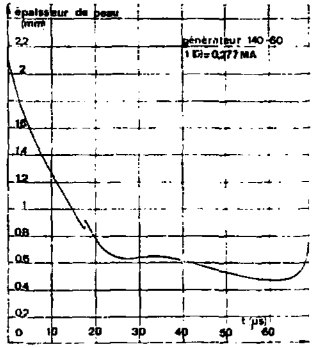


FIGURE 45 - COURBE DE L'EPAISSEUR DE PEAU EN FONCTION DU TEMPS

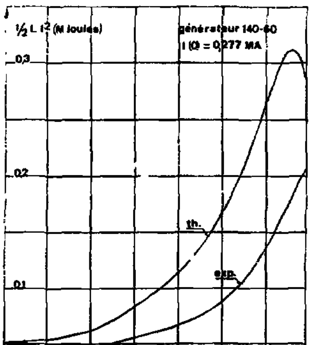


FIGURE 46 - COURBE DE L'ENERGIE MAGNETIQUE EN FONCTION DU TEMPS

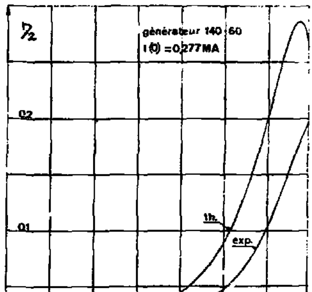


FIGURE 47 - COURBE DU RENDEMENT $\eta_2 = -\,1/2.\,I^2(t).\frac{dL}{dt}\Big/\frac{dE}{dt}$

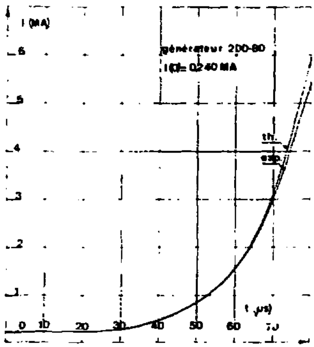


FIGURE 48 - COURBES DU COURANT EN FONCTION DU TEMPS

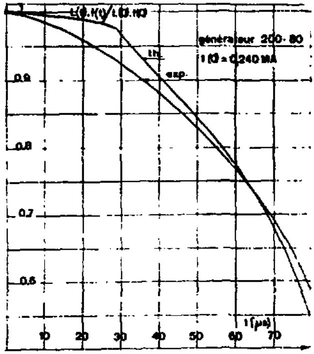


FIGURE 49 - COURBE DE LA CONSERVATION DU FLUX EN FONCTION DU TEMPS

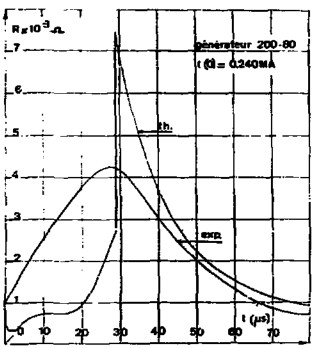


FIGURE 50 - COURBE DE LA RESISTANCE EN FONCTION DU TEMPS

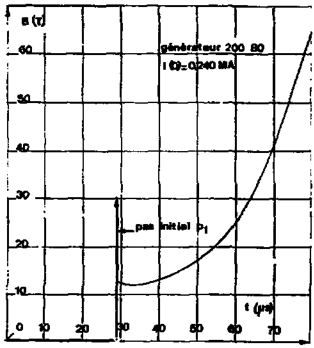


FIGURE 51 - CALCUL DU CHAMP SUR LES SPIRES

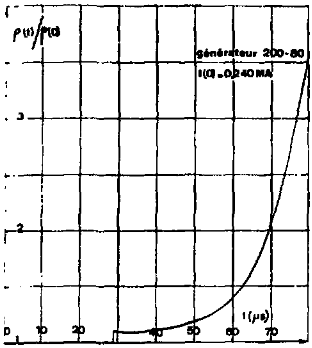


FIGURE 52 - COURBE ρ(t)/ρ(O) EN FONCTION DU TEMPS

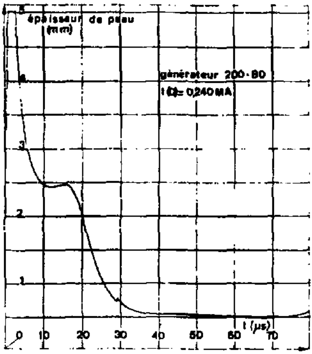


FIGURE 53 - COURBE DE L'EPAISSEUR DE PEAU EN FONCTION DU TEMPS

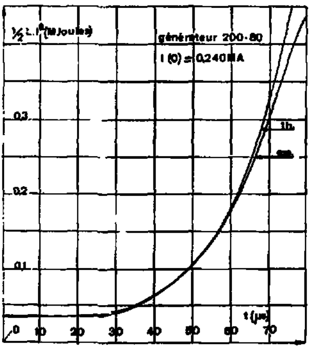


FIGURE 54 - COURBE DE L'ENERGIE MAGNETIQUE EN FONCTION DU TEMPS

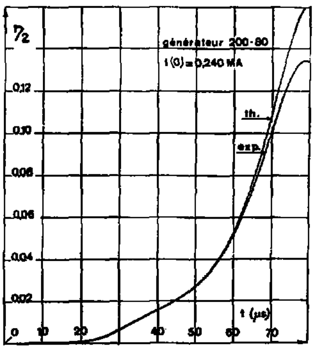


FIGURE 55 - COURBE DU RENDEMENT $\eta_2 = -1/2 . I^2(t) . \frac{dL}{dt} / \frac{dE}{dt}_0$

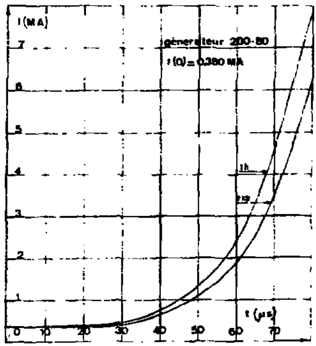


FIGURE 56 - COURBES DU COURANT EN FONCTION DU TEMPS

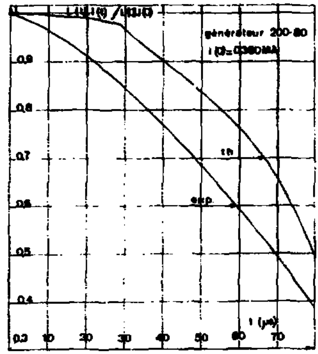


FIGURE 57 - COURBE DE LA CONSERVATION DU FLUX EN FONCTION DU TEMPS

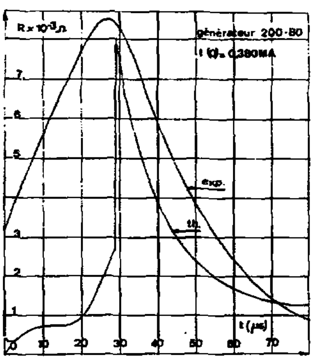


FIGURE 58 - COURBE DE LA RESISTANCE EN FONCTION DU TEMPS

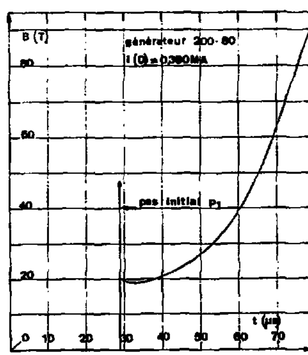


FIGURE 59 - CALCUL DU CHAMP SUR LES SPIRES

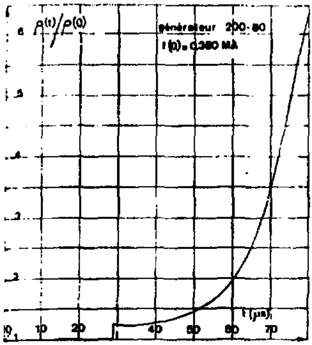


FIGURE 80 - COURBE DE ρ(t)/ρ(O)
EN FONCTION DU TEMPS

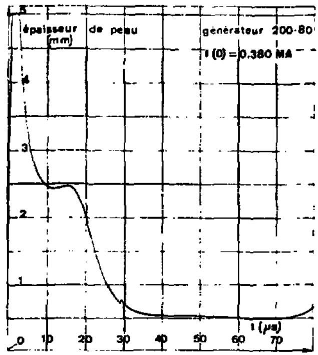


FIGURE 81 - COURBE DE L'EPAISSEUR
DE PEAU EN FONCTION DU TEMPS

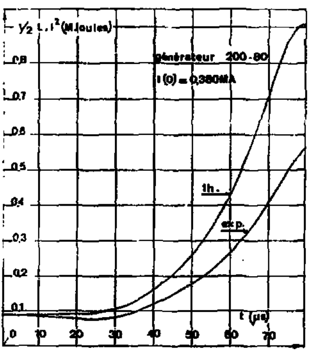


FIGURE 82 - COURBE DE L'ENERGIE MAGNETIQUE EN FONCTION DU TEMPS

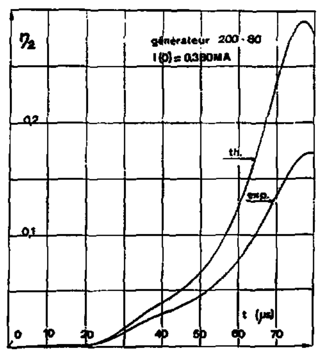


FIGURE 83 - COURBE
DU RENDEMENT $\eta_2 = -1/2.I^2(t).\frac{dL}{dt} / \frac{dE_o}{dt}$

IX - ESSAI D'EXPLICATION DU DESACCORD APPARAISSANT A HAUT NIVEAU (DE COURANT) ENTRE LA THEORIE ET L'EXPERIENCE

IX - 1. Introduction.

D'après les courbes de courant des figures 40 et 56, il est évident qu'il existe des pertes de flux dont la théorie ne tient pas compte. Le phénomène qui entre en jeu, ressemble à un phénomène de saturation : le courant final du générateur est toujours pratiquement le même dans une même charge dès que le courant initial est assez grand. Ce phénomène a déjà été observé par d'autres utilisateurs d'hélices [7]. Ils ont remarqué que cette saturation apparaissait dès que le champ magnétique dans le générateur atteint 100 T (1 mégagauss). Ils ont donc pensé qu'elle provenait des effets non linéaires de la diffusion de champ magnétiques intenses.

Il est évident que nous ne pouvons pas retenir cette explication pour nos propres expériences. Nos calculs correspondent en effet à une très large majoration des pertes de flux réelles par ces effets non linéaires :

1° - le courant total calculé est supérieur au courant réel. Le champ réel à la surface du conducteur est donc moins grand que celui qui a servi à calculer son échauffement.

2° - la densité de courant en surface est calculée comme si la résistivité du conducteur était invariante et égale à la résistivité du conducteur à la température initiale. Pour un même courant, la densité calculée est donc supérieure à la densité réelle. Il en est donc de même pour l'effet joule.

3° - l'épaisseur de peau est calculée comme si la résistivité du conducteur était homogène dans son épaisseur et égale à la résistivité calculée à sa surface. Pour un même échauffement en surface l'épaisseur de peau réelle est donc plus petite que l'épaisseur de peau calculée.

On voit donc que nos calculs des effets non linéaires ne sont pas parfaitement cohérents mais qu'ils donnent à chaque grandeur physique la valeur la plus défavorable pour la conservation du flux. C'est pourquoi en particulier, la résistance totale calculée tout-à-fait à la fin du fonctionnement du générateur dépasse la résistance expérimentale.

Nous ne pouvons pas davantage penser que la différence provient d'erreurs sur l'évaluation de l'inductance finale du générateur dues au freinage du relèvement par un champ magnétique intense (100 T équivalent à 40 kbar). Nous avons montré que les écarts importants d'inductance n'apparaissent que pour des rendements η_2 de transfert d'énergie cinétique en énergie électrique supérieure à 0,75. Or les valeurs calculées de η_2 ne dépassent pas 0,16. L'approximation du relèvement droit, utilisée dans les calculs est donc excellente.

Pour expliquer ces pertes de flux à haut niveau de courant et le phénomène de saturation, nous pensons qu'il faut revenir sur l'équation électrique du générateur et en faire l'analyse critique. Elle suppose insidieusement que la variation d'inductance du générateur est continue alors que rien n'empêche théoriquement une variation présentant quelques discontinuités. Dans la première partie, en IX.2, nous exposerons ce qu'impliquent les discontinuités dans la variation de l'inductance et dans la deuxième partie, IX - 3, nous étudierons les causes physiques qui peuvent provoquer ces discontinuités par le calcul local du relèvement du tube intérieur.

IX - 2. Analyse critique de l'équation (4)

Nous allons distinguer dans ce paragraphe l'inductance réelle du générateur au cours d'un fonctionnement que nous noterons $\mathcal{L}_H$ de l'inductance théorique ou mesurée L_H au même instant, et qui nous a servis pour les calculs théoriques de fonctionnement. Il est évident que, dans le calcul théorique de L_H, nous nous sommes basés sur une géométrie parfaite du générateur : les deux tubes et le cône de relèvement sont des surfaces de révolution, de même axe etc. Le résultat du calcul donne donc une variation très régulière.

Expérimentalement le montage de mesure directe de l'inductance n'est pas parfaitement en accord avec le résultat précédent. On obtient en réalité une courbe telle que A sur la figure 64.

Mais la méthode de lissage numérique nécessaire pour les calculs théoriques donne finalement une variation très régulière. Le lissage par L_H des résultats bruts des mesures se justifie car d'un générateur à l'autre les ondulations sur la courbe d'inductance ne sont pas à la même place et n'ont pas la même amplitude. L_H est donc la valeur moyenne de l'inductance de toute une série de générateurs.

Les fluctuations de la mesure autour de la valeur moyenne L_H proviennent évidemment des défauts de construction géométrique du générateur. Les défauts principaux sont :

- le défaut de centrage des deux tubes ;
- l'ovalisation des tubes ;
- la flèche ;
- la variation d'épaisseur.

Pour le défaut de centrage par exemple chaque ondulation correspond à une spire de l'hélice et se répète donc au bout du temps $\frac{p}{D}$, p étant le pas de l'hélice au niveau du court-circuit et D la vitesse de l'onde de détonation. Expérimentalement cette répétition liée au pas de l'hélice a été observée sur le montage de mesure directe. Lors du fonctionnement réel, il se manifeste par une succession de pointes sur la courbe de la dérivée du courant de l'hélice, chaque pointe correspondant à une spire* [8].

Tant que la variation de l'inductance reste continue, le fonctionnement du générateur reste en moyenne le même que celui du générateur géométriquement parfait.

Une prévision complète du fonctionnement du générateur est encore possible. Il n'en est plus de même lorsque le courant dans le générateur augmente. Alors le relèvement du tube intérieur est toujours dans son ensemble conique mais est de plus en plus perturbé au niveau du contact avec le tube extérieur. Des discontinuités de plus en importantes apparaissent dans la progression du court-circuit et donc dans la variation de l'inductance. Les

* Cet effet a été baptisé le "2 π clocking" effect par SHEARER et ses collaborateurs [8].

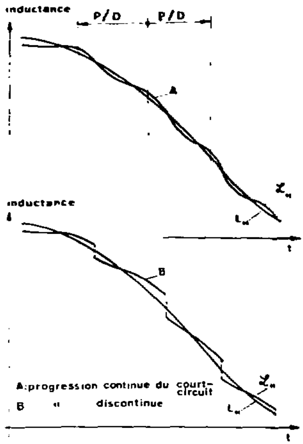


FIGURE 64

pertes de flux augmentent avec le courant. En effet, si le court-circuit ne décrit plus successivement tous les points de l'hélice, mais saute de temps en temps directement d'un point à l'autre, la variation de l'inductance peut être représentée par une courbe analogue à B (fig. 64). La valeur moyenne de l'inductance reste L_H mais chaque discontinuité de l'inductance s'opère à courant constant. Si I est le courant à l'instant où s'opère une discontinuité Δ le flux I Δ est perdu par la suite de la compression. De la mesure de I on déduit avec une bonne approximation le flux réel dans le générateur par $L_H I$, L_H restant très voisin de H.

La résistance expérimentale R_H, déduite de la mesure de $L_H I$, inclut globalement toutes les pertes de flux. Elle est donc forcément supérieure à la résistance calculée.

Conclusion.

Pour une hélice donnée, le seul paramètre expérimental variable est l'intensité du champ magnétique. Nous l'avons fait varier en changeant la valeur du courant initial d'injection. Conformément aux prévisions théoriques la résistance R_H est toujours la même tant que le courant, dans le générateur est assez faible. On qualifie alors le fonctionnement du générateur de "linéaire". Dans ce cas les calculs théoriques de pertes de flux permettent de retrouver le fonctionnement de l'hélice. Puis le niveau de courant d'injection croissant, il y a discontinuité dans la progression du court-circuit mobile entraînant des pertes de flux supplémentaires. Ces pertes de flux étant liées à l'importance des défauts de construction, et ces défauts étant aléatoires on ne peut en tenir compte dans le calcul, d'où la discordance apparaissant à haut niveau.

IX - 3. Analyse du relèvement du tube intérieur et de son contact.

IX - 3 - 1. Etude du contact.

Nous savons déjà que la vitesse v du relèvement doit être positive au point de contact C (figure 65). Mais les conditions de contact avec l'armature externe dépendant aussi de l'angle ψ que forme la ligne de courant sur le relèvement avec la ligne de courant sur l'armature (figure 66).

Il faut que cet angle soit positif dans les conventions de signe de la figure 65.

$$\psi \geq 0$$

Si $\psi < 0$ au point de contact C avec l'armature, le contact C ne peut plus progresser de façon continue. Les points de coordonnées z immédiatement supérieurs à ceux de C sont déjà en contact alors que c'est l'inverse pour les points de coordonnées z inférieurs. Il en résulte un flux piégé entre les deux contacts C et C'. Ce flux est entièrement perdu.

Nous allons transformer l'inégalité $\psi \geq 0$ en remarquant que :

$$\psi = \psi_1 - \psi_2 \qquad (113)$$

ψ_1 et ψ_2 sont les angles que forment les lignes de courant avec l'axe OZ du générateur. Il vient donc :

$$\operatorname{tg} \psi_1 \geq \operatorname{tg} \psi_2 \qquad (114)$$

Nous allons calculer tg ψ_1 et tg ψ_2.

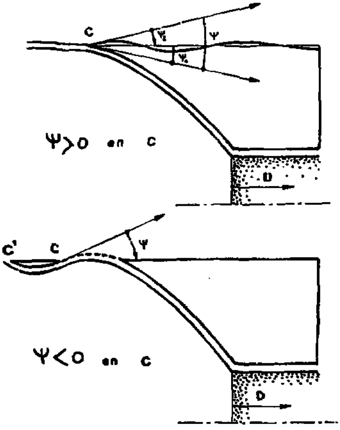


FIGURE 65

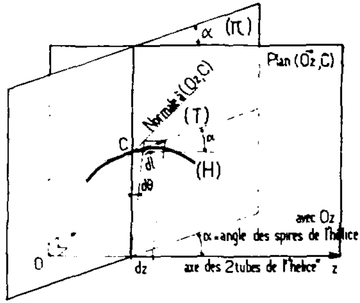
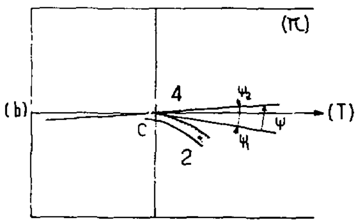


FIGURE 66



SITUATION DE L'HELICE (H) et des lignes de courant au contact d'un générateur hélicoïdal. (a) la tangente (T) à l'hélice p· faite (H) fait l'angle α avec Oz qui est à la fois l'axe des deux tube· . · · direction de propagation de la détonation.

IX - 3 - 2. Calcul de tg ψ_1 et tg ψ_2

Considérons un point du relèvement comme le point M de la figure 6.

Nous supposerons que sa vitesse est perpendiculaire à la propagation de la détonation d'axe $\vec{Oz}$.

La vitesse de détonation D est constante.

Soit F la force de freinage exercée par le champ magnétique, nous la supposerons perpendiculaire à Oz. m(z) est la masse du point M. Alors :

$$r(z,\ t) = r_1\ (z) + \int_{\frac{z}{D}}^{t} v(z,\ u)\ du,\ \text{pour}\ t \geq \frac{z}{D}$$

(u variable muette car la détonation atteint z au temps $\frac{z}{D}$). Nous supposerons que le tube reste au repos avant l'arrivée de la détonation, c'est-à-dire que la force F est équilibrée par la réaction du tube et de son remplissage par l'explosif solide avant la détonation.

Nous supposerons que l'effet de la détonation est de donner instantanément une vitesse initiale v_o et que, ensuite, la pression des gaz de détonation est nulle. Dans ces conditions, l'équation fondamentale de la dynamique d'écrit pour un point tel que M :

$$m(z) \frac{\partial}{\partial t} v(z, t) = - F(z, t) \tag{116}$$

d'où

$$v(z, t) = v_o(z) - \int_{\frac{z}{D}}^{t} \frac{F(z, u)}{m(z)} du \text{ pour } t \geq \frac{z}{D} \tag{117}$$

Il en résulte que :

$$r(z, t) = r_1(z) + v_o(z) \left(t - \frac{z}{D} \right) - \int_{\frac{z}{D}}^{t} \int_{\frac{z}{D}}^{u} \frac{F(z, w)}{m(z)} dw\, du \tag{118}$$

(w, u variables muettes)

en M le relèvement fait avec l'axe Oz l'angle φ tel que :

$$tg\, \varphi = - \left(\frac{\partial r}{\partial z} \right)_t$$

Nous allons calculer cette pente.

Calculons :

$$A = \left(\frac{\partial}{\partial z} \left[- \int_{\frac{z}{D}}^{t} \int_{\frac{z}{D}}^{u} \frac{F}{m} dw\, du \right] \right)_t$$

$$A = - \int_{\frac{z}{D}}^{t} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left[\int_{\frac{z}{D}}^{u} \frac{F}{m} dw \right] \right)_\theta du$$

$$A = - \int_{\frac{z}{D}}^{t} \int_{\frac{z}{D}}^{u} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{F(z, w)}{m(z)} \right] \right)_w dw\, du$$

$$+ \int_{\frac{z}{D}}^{t} \frac{1}{D} \frac{F(z, \frac{z}{D})}{m(z)} du$$

posons :

$$F(z, \frac{z}{D}) = F_o(z) \qquad (120)$$

$F_o(z)$ c'est la force de freinage du champ magnétique en z lorsque la détonation atteint juste ce point. finalement :

$$A = \frac{F_o(z)}{Dm(z)} \left(t - \frac{z}{D} \right) - \int_{\frac{z}{D}}^{t} \int_{\frac{z}{D}}^{u} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{F(z, w)}{m(z)} \right] \right)_w dw\, du \qquad (121)$$

et (119) devient :

$$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{dr_1}{dz} + \frac{v_o}{D} - \frac{dv_o}{dz} \left(t - \frac{z}{D} \right) - \frac{F_o}{Dm} \left(t - \frac{z}{D} \right)$$

$$+ \int_{\frac{z}{D}}^{t} \int_{\frac{z}{D}}^{u} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{F(z, w)}{m(z)} \right] \right)_w dw\, du \qquad (122)$$

La formule (122) est valable lorsque les lignes de courant sont parallèles à l'axe Oz comme dans un coaxial car $\varphi = \varphi_1$. Dans une hélice les lignes de courant forment un angle α avec Oz, on montre [5] alors que l'angle φ_1 formé par la ligne de courant sur le relèvement avec la ligne de courant sur l'armature (figure 66), se calcule par :

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = - \frac{dr_1}{dl} + \frac{v_o}{D} \cos \alpha - \frac{dv_o}{dl} \left(t - \frac{z}{D} \right)$$

$$- \frac{F_o}{Dm} \left(t - \frac{z}{D} \right) \cos \alpha + \int_{\frac{z}{D}}^{t} \int_{\frac{z}{D}}^{u} \left(\frac{\partial}{\partial l} \left[\frac{F(l, w)}{m(l)} \right] \right)_w dw.\, du \qquad (123)$$

l est l'abscisse curviligne de la ligne de courant qui passe par le point de contact. De la même façon on trouve :

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = - \frac{dr_2}{dl} \qquad (124)$$

IX - 3 - 3. <u>Discussion de la condition de contact.</u>

Finalement cette condition (114) est <u>toujours</u> satisfaite si :

$$\overbrace{\frac{v_o}{D} \cos \alpha}^{\text{1er}} - \overbrace{\frac{dr_1}{dl} + \frac{dr_2}{dl}}^{\text{2ème}} \overbrace{- \frac{dv_o}{dl} \left(t - \frac{z}{D} \right)}^{\text{3ème}}$$

$$\underbrace{- \frac{F_o}{Dm} \left(t - \frac{Z}{D} \right) \cos \alpha}_{\text{4ème}} + \underbrace{\int_{\frac{z}{D}}^{t} \int_{\frac{z}{D}}^{u} \frac{\partial}{\partial l} \left[\frac{F(l, w)}{m(l)} \right] du\, dw}_{\text{5ème}}$$

Nous allons discuter séparément les termes qui correspondent à des phénomènes physiques différents.

IX - 3 - 3 - 1. Géométrie parfaite (défauts nuls) et champ magnétique nul (ou très faible tel que les termes 4 et 5 soient négligeables devant les autres).

(125) devient :

$$\frac{V_o}{D} \cos \alpha \geq 0$$

cette condition est toujours vérifiée quelque soit α. Il n'y a donc pas de pertes de flux par piégeage dans un générateur de géométrie parfaite travaillant avec un courant très faible pratiquement nul ($r_2 \sim 0$).

Application numérique.

Pour les deux types d'hélice étudié $\frac{V_o}{D}$ vaut 0,2 et cos α va de 0,1 à 0,25 pour la 140-60 et de 0,07 à 0,30 pour la 200-80 donc l'angle ϕ_1 que forment les deux lignes de courant au contact est tel que $\text{tg}\ \phi_1 \sim 0{,}02$ pour la 140-60 et $\text{tg}\ \phi_1 \sim 0{,}014$ pour la 200-80. $\phi_1 \sim 1°$ sur la première spire.

IX - 3 - 3 - 2. Défauts géométriques, champ magnétique nul (ou très faible).

Il vient :

$$\frac{V_o}{D} \cos \alpha \geq \frac{dr_1}{dl} - \frac{dr_2}{d2} + \frac{dV_o}{dl}\left(1 - \frac{z}{D} \right) \qquad (126)$$

Les termes $\frac{dr_1}{dl} - \frac{dr_2}{dl}$ sont relatifs aux défauts de position initiale des deux tubes. Ces deux termes sont variables en signe et en amplitude.

Le terme $\frac{dV_o}{dl}$ $(1 - \frac{z}{D})$ est relatif aux variations du rapport μ de la masse du revêtement à la masse de l'explosif (formule 10). Nous avons déjà étudié ce terme en VIII - 3 - 2, pour évaluer les petits défauts de surface de relèvement.

IX - 3 - 3 - 2 - 1. Défauts de position initiale des deux tubes - Applications numériques.

Parmi tous les défauts existants de ce type nous ne retiendrons que :

1° - l'excentrement Δu du tube central par rapport au tube extérieur ;

2° - le défaut d'alignement des spires qui apparaît après l'usinage des hélices par déformation élastique (flexion).

Nous avons représenté ces deux défauts sur la figure n° 67. Il existe bien d'autres défauts mais ils se sont révélés négligeables sur nos générateurs.

Nous avons trouvé en moyenne que :

$$\frac{\Delta r_2}{r_2} \sim 1\ \%$$

et :

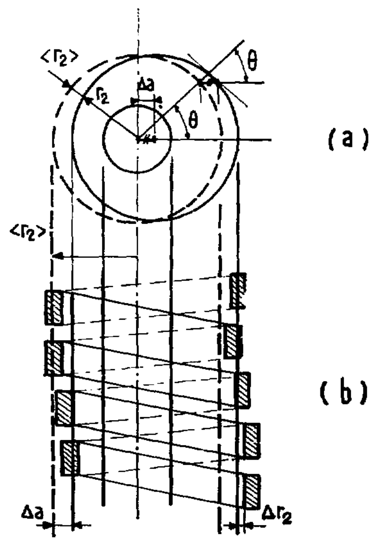
$$\frac{\Delta a}{r_2} \simeq 0,5 \%$$

Nous avons au premier ordre le long d'une ligne de courant inclinée d'un angle α sur l'axe (figure 67) :

$$r = \langle r \rangle + \Delta r \cos \theta \qquad (127)$$

avec :

$$\theta = 2\pi \frac{l}{L} \text{ et } L = \frac{2\pi R_2}{\sin\alpha}$$



Défauts très exagérés du tube extérieur

(a) excentrement Δa

(b) d'alignement des spires Δr_2

FIGURE 67

lution et $\frac{\partial}{\partial\theta} = 0$.

Nous avons résolu ce système de deux équations pour l' "hélice 140-60" et pour plusieurs courants initiaux.

Les angles ψ sont portés sur la figure 68. Nous avons également représenté l'angle φ au contact (figure 69) à la vitesse matérielle v_c au contact (figure 70), le rendement η_2 (figure 71).

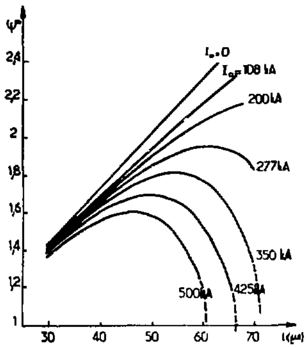


FIGURE 68 - GENERATEUR 140-60 EVOLUTION DE ψ EN FONCTION DU COURANT Io

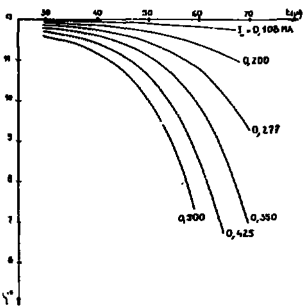


FIGURE 69 - GENERATEUR 140-60 EVOLUTION DE φ AU CONTACT, EN FONCTION DU TEMPS

Nous remarquons que le contact mobile ne peut pas se faire dans de bonnes conditions dès que I_0 dépasse 277 kA en effet l'angle ϕ s'annule avant la fin du fonctionnement et des pertes de flux apparaissent nécessairement sans faire intervenir les défauts géométriques.

Pour I_0 = 277 kA notre calcul donne des valeurs de ϕ pas très différentes de ϕ_0 obtenu à courant nul ($tg\ \phi_0 = \frac{v_0}{D} \cos \alpha$). Les pertes de flux devraient donc être pratiquement les mêmes. Or expérimentalement c'est à ce courant initial que les pertes de flux se mettent à augmenter très rapidement. Nous pensons que notre calcul est trop optimiste en ce sens qu'il utilise le champ sur l'axe et qu'il suppose la symétrie de révolution pour le champ magnétique. En fait, le champ près du tube extérieur est plus fort, puisque le champ magnétique au niveau d'une spire est trois fois plus important, et il est de plus très dissymétrique. En effet comme il n'existe par construction qu'une seule hélice conductrice et qu'une seule hélice isolante, le champ magnétique se trouve nécessairement concentré dans l'angle aigu que forment la dernière spire non court-circuitée et le tube relevé. Nous voyons donc que le calcul exact de l'angle ϕ est complexe et qu'il exigerait de faire intervenir la configuration exacte du champ magnétique tout au long du mouvement de la paroi mobile.

Il faut faire intervenir également les défauts géométriques qui, comme nous l'avons vu précédemment, ont pratiquement la même importance que la pente $\frac{v_0}{D} \cos \alpha$ du relèvement progressif.

Ces défauts sont aléatoires et varient d'une "hélice" à l'autre.

Le fonctionnement de ces générateurs ne peut donc pas être répétitif localement, mais seulement en valeur moyenne.

C'est effectivement ce que l'on observe expérimentalement sur les enregistrements de la dérivée du courant : maximums et discontinuités (signes des défauts du contact) ne se trouvent jamais placés au même endroit pour deux tirs du même type d'hélice avec le même courant initial.

de même pour

$$L_{f-1} = L_f - \left.\frac{dL}{dt}\right|_f \Delta t = \text{cste}$$

Pour finir ce pas de calcul et entraîner le suivant, il faut connaître α_{f-1}. Pour cela, on utilise l'équation 135-2 de telle sorte que $\left.\frac{dL}{dt}\right|_{f-1}$ soit respecté.

Remarquons que la difficulté réside en ce point de calcul puisque 135-2 est une intégrale double.

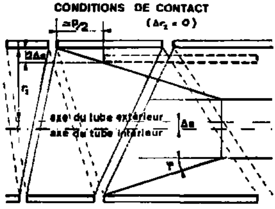
Au fur et à mesure que l'on "remonte le temps", on trouve $\left|\frac{dL}{dt}\right|$ donc $\alpha(z)$ croissant, le calcul s'arrêtant lorsqu'on retrouve les conditions initiales imposées par le banc de condensateurs. D'après la figure n°72 nous remarquons que le pas minimum doit être supérieur à $4\Delta a/\text{tg}\ \varphi$ où Δa représente les défauts des tubes. Donc deux cas peuvent se produire :

- on retrouve l'énergie initiale des bancs alors que le pas est supérieur au pas minimum imposé par les défauts de construction ;
- le pas minimum étant atteint, l'énergie initiale des bancs n'est pas encore obtenue. Dans ce cas le pas doit demeurer constant jusqu'à ce que l'on retrouve l'énergie des bancs.

Le pas minimum est proportionnel au diamètre de la cartouche explosive. La conséquence est qu'un fort gain d'énergie entraînera des dimensions importantes, surtout en ce qui concerne la longueur. Or les pertes de flux augmentent en première approximation avec la racine carrée du temps, donc la racine carrée de la longueur. D'autre part, dans le cas d'un couplage de générateurs avec un commutateur fonctionnant à explosion de fil ou de feuille [5] un temps de compression [9] supérieur à plusieurs centaines de microsecondes n'est pas souhaitable. Ceci limite donc la longueur maximum du générateur et par voie de conséquence la self-inductance initiale du générateur. Ceci montre donc qu'à énergie initiale donnée on ne pourra augmenter indéfiniment l'énergie magnétique utilisable dans le générateur hélicoïdal.

Ainsi donc le calcul d'optimisation permet de trouver en fonction des conditions finales de fonctionnement imposées par l'utilisateur, les caractéristiques géométriques d'un générateur optimisé c'est-à-dire un générateur où le rendement global entre énergie potentielle initiale de l'explosif et énergie magnétique finale est maximum.

CONDITIONS DE CONTACT



$p > 4\frac{\Delta a}{\text{tg}\varphi}$

FIGURE 72

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier ici MM. ARNOULD et SOURON pour leur collaboration dévouée dans la casemate de tir et au laboratoire.

Nous associons également à nos remerciements le personnel du groupe MA/CS et en particulier Melle POBE qui a effectué la totalité des calculs numériques présentés dans ce rapport.

[5] B. ANTONI
Thèse à paraître

[6] H. KNOEPFEL
Pulsed high magnetic fields
North Holland, 1970, p. 185

[7] J.C. CRAWFORD et R.A. DAMEROW
Explosively driven high energy generators
J. Appl. Phys., 39, 11, 1968, p. 5224

[8] J.W. SHEARER et al.
Explosive driven magnetic field compression generators
J.A.P., 39, 4, 1968, p. 2108

[9] H. KNOEPFEL
Pulsed high magnetic fields
North Holland, 1970, p. 197

Manuscrit reçu le 6 février 1975

Achevé d'Imprimer

par

le CEA, Service de Documentation, Saclay

Août 1975

DEPOT LEGAL

3ème trimestre 1975

La diffusion, à titre d'échange, des rapports et bibliographies du Commissariat à l'Energie Atomique est assurée par le Service de Documentation, CEN-Saclay, B.P. n° 2, 91 190 - Gif-sur-Yvette (France).

Ces rapports et bibliographies sont également en vente à l'unité auprès de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, 75007 - PARIS.

Reports and bibliographies of the Commissariat à l'Energie Atomique are available, on an exchange basis, from the Service de Documentation, CEN-Saclay, B.P. n° 2, 91 190 - Gif-sur-Yvette (France).

Individual reports and bibliographies are sold by the Documentation Française, 31, quai Voltaire, 75007 - PARIS.

Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
91190 - Gif-sur-YVETTE (France)