Classification
Physics Abstracts
14.20

ÉTUDE D'INTERRUPTEURS A EXPLOSION DE FEUILLES EN CUIVRE POUR DES COURANTS DE L'ORDRE DU MÉGA-AMPÈRE (*)

B. ANTONI

Laboratoire de Physique des Plasmas
Université de Paris-Sud, 91405 Orsay, France

(Reçu le 12 juin 1973)

Résumé. — Un modèle théorique d'explosion de feuille utilisant essentiellement l'hypothèse de l'onde de vaporisation permet d'expliquer les principales caractéristiques des phénomènes obtenus expérimentalement. Le domaine de validité de ce modèle recouvre les modes d'explosion les mieux adaptés à la réalisation d'interrupteurs à ouverture très rapide (autour d' $1\ \mu\text{s}$ de temps d'ouverture) pour des courants de l'ordre du méga-ampère.

La théorie et les expériences montrent que le temps d'ouverture de ce type d'interrupteurs peut être environ le dixième de leur temps de fermeture et non le quart seulement comme il est couramment admis. Ce résultat ouvre de nouvelles possibilités aux procédés de stockage et de transfert d'énergie magnétique.

Abstract. — A theory based on the vaporisation wave hypothesis for exploding foils gives an explanation of the main characteristics of our experiments. The approximations made in the theory are justified when exploding foils are used to switch large currents in the megampere range with opening times of a few microseconds.

It is generally admitted that the opening time of the exploding foil switches is approximately one fourth of their closing time. Our calculations and experiments show that this can be a ratio of one tenth.

This result is very promising for rapid transfer of large magnetic energies.

1. Introduction. — Pour réaliser certaines expériences de plasma à très haut niveau d'énergie, la tension des sources disponibles est très souvent insuffisante. Une solution, souvent préconisée consiste à stocker d'abord de l'énergie nécessaire sous forme magnétique, puis à la transférer vers l'utilisation à l'aide d'un ensemble d'interrupteurs convenables. La figure 1 représente un tel système. Durant, une pre-

mière phase, un générateur G crée un courant i dans une inductance L et un interrupteur IO fermé. Lorsque l'énergie magnétique $\frac{1}{2} Li^2$ est maximale, l'interrupteur IO s'ouvre et l'interrupteur IF se ferme simultanément. La tension d'alimentation du circuit d'utilisation Z dépend alors essentiellement du mode d'ouverture de l'interrupteur IO .

Les principales difficultés de ce montage résident dans la réalisation de l'interrupteur à ouverture IO . Elles sont souvent résolues par l'utilisation du phénomène d'explosion de feuilles métalliques [1], [2], [3]. Cet article étudie le fonctionnement d'interrupteurs de ce type réalisés et expérimentés au Centre d'Etudes de Limeil du CEA. L'une des utilisations prévue est l'alimentation d'une décharge électrique de type Focus [4] pendant $3\ \mu\text{s}$ environ avec l'énergie fournie par un générateur à compression de champ magnétique [5].

Pour l'étude expérimentale de l'influence de la géométrie et du montage de la feuille, le courant i est directement délivré par un banc de condensateurs comme l'indique le schéma de la figure 2. La feuille F explose, c'est-à-dire s'échauffe et se vaporise très rapidement, en quelques microsecondes lorsqu'elle est parcourue par un courant i de densité assez élevée (autour de $10^7\ \text{A/cm}^2$). La « phase de fermeture » de l'interrupteur IO constitué par la feuille correspond

FIG. 1. — Principe du stockage et du transfert d'énergie magnétique ; G : Circuit du générateur, source d'énergie primaire ; Z : Circuit d'utilisation ; 1 : Première phase de fonctionnement : stockage d'énergie magnétique dans l'inductance L . L'interrupteur IO est fermé ; l'interrupteur IF est ouvert ; 2 : Deuxième phase : transfert d'énergie dans le circuit d'utilisation Z . IF se ferme et IO s'ouvre.

(*) Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes de Limeil, pour le Commissariat à l'Énergie Atomique.

Cet article couvre en partie le travail de la thèse de B. Antoni, enregistrée au CNRS, sous le numéro : AO 8337.

FIG. 2. — Schéma du montage de l'étude expérimentale. C : Banc de condensateurs ; E₁ : Eclateur déclenché ; F : Interrupteur à ouverture à explosion de feuille ; E₂ : Eclateur à rupture de diélectrique.

alors aux temps durant lesquels le métal est solide puis liquide. L'ouverture s'effectue lorsque le métal se vaporise, car la résistance de la feuille augmente alors très brutalement. La surtension qui apparaît à ses bornes déclenche l'éclateur à diélectrique E₂. Une fraction du courant i est alors transférée dans la charge essentiellement inductive L_u. A la fin d'un tel transfert, lorsque les courants dans les inductances L et L_u sont égaux, l'énergie $\frac{1}{2} \frac{LL_u}{L + L_u} i^2$ a été nécessairement dissipée dans l'interrupteur à ouverture. La vaporisation de la feuille permet d'absorber cette énergie sans provoquer d'ionisation importante qui rendrait la feuille à nouveau très conductrice. C'est une des raisons qui conduit à choisir les feuilles à exploser comme interrupteurs à ouverture.

2. Théorie de l'explosion de feuille. — 2.1 L'ANOMALIE DE RÉSISTANCE. — Le fonctionnement d'un interrupteur à explosion de feuille peut être entièrement décrit lorsque la variation de sa résistance peut être déduite du courant qui la traverse. La théorie la plus simple suppose que cette résistance ne dépend que de l'énergie Joule qui y est dissipée. Or, les valeurs trouvées par cette méthode ne sont pas toujours conformes aux résultats expérimentaux. Elles le sont si l'hypothèse statique est justifiée, c'est-à-dire, si l'énergie Joule est déposée assez lentement pour que l'équilibre puisse s'établir et la pression s'uniformiser à chaque instant. Un tel calcul néglige donc les effets dus à la variation rapide de masse volumique du métal durant son échauffement, la liquéfaction et surtout sa vaporisation.

Or, les expériences montrent nettement que la résistance dépend de la vitesse de dissipation de l'énergie Joule. Ce phénomène, appelé anomalie de résistance, est plus ou moins important comme le montre la figure 3, où sont représentés quelques résultats obtenus par T. J. Tucker sur des fils d'or parcourus par un créneau de courant [6] (l'anomalie de résistance dans le cas d'explosion de feuilles présente les mêmes caractéristiques). La courbe A est le résultat du calcul « statique » de la résistance R d'un fil en fonction de l'énergie Joule W qu'il absorbe. Les courbes B et C sont les résultats de deux expériences faites sur ce fil mais avec des densités de courant différentes. Les écarts entre la courbe A et la courbe B pour laquelle

FIG. 3. — Résistance R d'un fil d'or en fonction de l'énergie W qu'il absorbe à différentes densité de courant (d'après T. J. Tucker [6]). A : Résultat d'un calcul purement « statique » : Fus marque la fin théorique de la fusion. Vap la fin théorique de la vaporisation ; B : Expérience réalisée avec une densité de courant de $0,57 \times 10^8$ A/cm² ; C : Expérience réalisée avec une densité de courant de $3,06 \times 10^8$ A/cm².

l'énergie est dissipée assez lentement, concernant principalement la période de vaporisation. Lorsque la densité de courant croît, les écarts apparaissent de plus en plus tôt. Ainsi, la courbe C présente des différences importantes même lorsque le fil est solide.

D'une façon générale, pour des feuilles ou des fils de mêmes dimensions, l'anomalie de résistance est d'autant plus importante que l'énergie Joule y est dissipée plus rapidement, c'est-à-dire que la densité de courant est plus élevée. Elle est également d'autant plus importante que la dimension transversale du conducteur est plus grande, car alors pour une même dilatation volumique par unité de temps, la vitesse et l'accélération des couches superficielles sont plus importantes.

Pour réaliser un interrupteur, les explosions présentant une forte anomalie de résistance semblent moins intéressantes. En effet, elles ne présentent pas de phases de fermeture et d'ouverture très marquées et le rapport entre la résistance maximum et la résistance initiale est plus faible. Il en résulte que l'énergie absorbée durant la phase de fermeture est plus grande et que l'ouverture est plus lente. Pour choisir le mode d'explosion de la feuille, il est pratiquement impossible de jouer sur la densité de courant qui est imposée par le temps de montée de l'impulsion de courant i délivrée par le générateur G (cf. Fig. 1). Le mode d'explosion des fils ou des feuilles est alors déterminé par leur dimension transversale.

L'anomalie faible semblable à B qui est recherchée, est obtenue avec de nombreux fils fins en parallèle ou de larges feuilles minces qui présentent moins d'inertie pour la dilatation transversale qu'un conducteur épais.

Les calculs qui suivent ne concernent que ces cas d'anomalies faibles. Ils supposent que les phases solide et liquide sont toujours homogènes. Ils tiennent compte de leur dilatation volumique mais ils négligent l'accélération qui en résulte. La validité de cette approximation sera discutée et vérifiée numériquement après les résultats des calculs. En ce qui concerne la vaporisation, ils tiennent compte de l'accélération due à la

brusque variation de masse volumique grâce à l'hypothèse de l'onde de vaporisation de Bennett [7]. D'après cette hypothèse, lors de la détente du métal liquide constituant le fil ou la feuille, il apparaît une onde de vaporisation qui sépare le milieu liquide conducteur d'un mélange liquide-vapeur saturante non conducteur. Cette onde se dirige naturellement de l'extérieur vers l'intérieur.

En supposant qu'il n'y a pas de retard à la vaporisation dû à des états métastables, cette onde de vaporisation se propage comme le son dans le mélange liquide-vapeur lorsque la densité du mélange tend vers celle du liquide seul.

La figure 4 illustre, pour le cuivre, les hypothèses précédentes. Au cours de l'élévation de température de la feuille, sa partie conductrice est dans un état défini par un point tel que A. Au-dessus de la température de vaporisation T_V , la pression du liquide en A dépasse la pression ambiante. Ce milieu se détend donc pour atteindre un état tel que B. Les deux états A (liquide pur) et B (mélange liquide-vapeur saturante) sont alors séparés par l'onde de vaporisation qui se propage à la vitesse du son dans le milieu B. La vitesse du son dans le milieu A correspond à la vitesse des perturbations qui compriment le milieu.

FIG. 4. — Masse volumique ρ du cuivre en fonction de la température T le long de la courbe de saturation d'après l'équation d'état du cuivre [8]. Dans les éq. (1) à (11) la masse volumique de la partie conductrice décrit la branche supérieure de cette courbe.

La figure 5 représente la variation de ces deux vitesses avec la température. Naturellement elles tendent vers la même valeur à la température critique.

2.2 LES ÉQUATIONS. — Les hypothèses précédentes permettent de décrire entièrement l'échauffement et la vaporisation par un système d'équations différentielles explicites du premier ordre.

FIG. 5. — Vitesse de l'onde de vaporisation (B) et vitesse du son dans le liquide seul (A) pour le cuivre en fonction de la température [12]. Vitesse du son dans le liquide à la température de fusion (+) mesuré par Smith *et al.* [9].

Les notations utilisées concernent une feuille plane, l'indice 0 désigne les valeurs à l'instant initial t_0 , les indices s, L, V indiquent que les grandeurs se rapportent aux parties solides, liquides et vapeurs respectivement. A l'instant t , nous appelons :

- e : l'épaisseur de la partie condensée homogène,
- m : la masse,
- R : la résistance,
- T, T_F, T_{cr} : la température, la température de fusion et la température critique (respectivement 1 356 K et 8 500 K pour le cuivre),
- c : la capacité calorifique,
- σ : la conductivité électrique,
- ρ : la masse volumique,
- E : l'énergie interne,
- P_{sat} : la pression le long de la courbe de vaporisation,
- v : la vitesse de l'onde de vaporisation.

Au cours de son échauffement, la feuille passe par divers états, solide, liquide puis vapeur, qui exigent des équations formellement différentes. Dans chacun des états successifs, les phénomènes secondaires, comme la conduction thermique ou le rayonnement thermique sont peu importants en raison principalement de la brièveté du phénomène. Ils seront donc négligés.

Le travail contre la pression ambiante et la pression magnétique est très faible, ici, vis-à-vis de l'énergie Joule dissipée dans la feuille. Par contre durant la vaporisation, la pression supportée par la partie conductrice de la feuille est la pression de vapeur saturante qui s'élève jusqu'à la pression critique du cuivre (6 400 atm). Les calculs ne tiennent donc compte que du travail contre la pression de vapeur saturante.

α) Lorsque la feuille se trouve à l'état solide, $T_0 \leq T < T_F$, l'accroissement de température dû à l'effet Joule est exprimé par les relations :

$$Ri^2 dt = m_0 c dT \quad (1)$$

où

$$R = R_0 \frac{\sigma_0}{\sigma_s} \frac{\rho_s}{\rho_0} \quad (2)$$

β) Lorsque la température de fusion T_F est atteinte l'extérieur de la feuille commence à fondre, les parties liquide et solide constituent des feuilles jointives parallèles. La température reste égale à T_F , mais la masse liquide m_L augmente. Dans ce cas :

$$Ri^2 dt = L_F dm_L \quad (3)$$

avec

$$\frac{1}{R} = \frac{\rho_0}{R_0 \sigma_0} \left[\frac{\sigma_s}{\rho_s} \left(1 - \frac{m_L}{m_0} \right) + \frac{\sigma_L}{\rho_L} \frac{m_L}{m_0} \right] \quad (4)$$

γ) Lorsque la feuille est entièrement liquéfiée, l'échauffement se poursuit comme en α :

$$Ri^2 dt = m_L dE_L \quad (5)$$

avec

$$R = R_0 \frac{\sigma_0}{\sigma_L} \frac{\rho_L}{\rho_0} \quad (6)$$

δ) A partir de la température d'ébullition, la variation de la masse liquide homogène m_L est calculée conformément à l'hypothèse de l'onde de vaporisation :

$$\frac{d}{dt} m_L = -2 \frac{m_0}{e_0 \rho_0} \rho_L v \quad (7)$$

Par ailleurs, l'énergie Joule dégagée se retrouve en variation d'énergie E_L et en travail $-P d\rho/\rho^2$ contre la pression extérieure qui est essentiellement la pression de vapeur saturante P_{sat} . Ce dernier terme ne peut plus être négligé, comme précédemment. Cette pression s'élève en effet de la pression atmosphérique à la pression critique (6 400 atm pour le cuivre).

Il vient :

$$Ri^2 dt = m_L \left(\frac{dE_L}{dT} - \frac{P_{sat}}{\rho_L^2} \frac{d\rho_L}{dT} \right) dT \quad (8)$$

avec

$$R = R_0 \frac{\sigma_0}{\sigma_L} \frac{\rho_L}{\rho_0} \frac{m_0}{m_L} \quad (9)$$

Ces éq. de (1) à (9) expriment d'une façon générale les hypothèses et les approximations essentielles des calculs. Pour les résoudre, il faut connaître les propriétés physiques du métal constituant la feuille. La suite des équations concerne le cuivre, matériau utilisé dans les expériences.

2.3 PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU CUIVRE. — Les propriétés physiques du cuivre n'ont pu être mesurées

que jusque vers 2 500 K. Au-delà, seules sont utilisables des extrapolations, basées sur le principe des états correspondants, et construites par comparaison avec d'autres métaux de température critique plus basse (Na, Hg).

Pour la conductivité électrique du cuivre liquide, le long de la courbe de vaporisation, la loi hyperbolique proposée par A. V. Grosse [10] est utilisée. Ici cette loi est légèrement modifiée pour éviter une valeur infinie de la résistivité à la température critique T_{cr} . En tenant compte des résultats expérimentaux obtenus par N. Ben-Yosef et A. G. Rubin [11] sur l'explosion de fils de cuivre, la loi de variation de la conductivité s'écrit :

$$\sigma(T) = \sigma(T_{cr}) + \sigma(T_F) \left(\frac{A}{\theta + B} - B \right) \quad (10)$$

où θ est une température réduite définie par :

$$\theta = \frac{T - T_F}{T_{cr} - T_F}$$

Les valeurs numériques des coefficients sont :

$$\begin{aligned} A &= 0,575 [10], & B &= 0,4083 [10] \\ \sigma(T_{cr}) &= 3,5 \times 10^4 \Omega^{-1} \cdot m^{-1} & \text{d'après [11]} \\ T_F &= 1\,356 \text{ K}, & T_{cr} &= 8\,500 \text{ K} \end{aligned}$$

Pour les grandeurs thermodynamiques, nous utilisons l'équation d'état proposée par E. Morris [8]. Elle permet le calcul complet de la masse volumique ρ_L , de l'énergie interne E_L , de la pression P_{sat} du cuivre liquide en équilibre avec sa vapeur saturante. La vitesse de l'onde de vaporisation s'en déduit également.

Pour cela, nous avons mis l'expression générale de la vitesse du son :

$$v^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s$$

sous la forme suivante [12] :

$$v = \sqrt{\frac{\Pi + P_{sat}}{\rho_L^2 \frac{dE_L}{dT} + \Pi \frac{d\rho_L}{dT}}} \cdot \frac{dP_{sat}}{dT} \quad (11)$$

avec

$$\Pi = \frac{E_V - E_L}{\frac{1}{\rho_V} - \frac{1}{\rho_L}}$$

Les éq. précédentes (1) à (11) permettent de calculer numériquement la résistance de la feuille à partir de la valeur du courant i qui la traverse. Les calculs correspondant aux expériences réalisées sur les montages décrits ci-après ont été effectués. Les résultats théoriques sont présentés plus loin comparés avec les résultats expérimentaux, sur les figures 9, 10, 11, 12.

3. Le montage expérimental. — 3.1 DESCRIPTION.

— Le courant utilisé pour l'étude est celui de la décharge d'un banc de condensateurs constitué par

quatre éléments indépendants de 240 μF et dont la tension de fonctionnement est de 20 kV. Chaque élément est relié aux bornes de la feuille par un éclateur à air et une batterie de câbles coaxiaux longs de 7 m. Les quatre éclateurs sont déclenchés par une même impulsion de 20 kV avec moins de 100 ns d'écart.

Dans une première série d'expériences sur des feuilles de cuivre de faible section (1 à 2 mm^2), les deux extrémités de la feuille sont en simple contact avec deux plaques planes parallèles en laiton, lesquelles sont reliées au banc de condensateurs. Le montage est alors semblable à celui utilisé par Early et Martin [1], puis par J. N. Di Marco et L. C. Burkhardt [2]. La feuille est repliée comme le montre la figure 6 ; elle est prise de part et d'autre entre plusieurs couches de tissu en fibre de verre d'environ 0,2 mm d'épaisseur : quatre couches pour les feuilles de cuivre de 25 μm , huit pour celles de 100 μm . Chaque pli est isolé par deux à quatre feuilles de polyéthylène de 0,5 mm d'épaisseur.

FIG. 6. — Schéma de montage de la feuille à exploser dans la première série d'expériences. 1 : Feuille de cuivre ; 2 : Couches de tissus en fibres de verre ; 3 : Feuilles de polyéthylène ; 4 : Plaques laiton.

La figure 7 montre les deux montages utilisés dans la deuxième série d'expériences. La batterie de câbles coaxiaux est reliée à deux bornes coaxiales semblables à la sortie d'un générateur à compression de champ

FIG. 7. — A : Montage purement coaxial ; B : Adaptation du montage de la figure 6 à deux bornes coaxiales

magnétique du type hélice [5]. Dans le montage A, la feuille est cylindrique, le montage B utilise deux feuilles identiques en parallèle repliées comme dans la première série d'expériences.

Le courant est mesuré par des sondes inductives donnant un signal proportionnel à di/dt avec un temps de réponse inférieur à 10 ns et des intégrateurs passifs RC construits de façon à minimiser l'influence de l'inductance parasite de leur capacité. La tension est mesurée par divers types de diviseurs résistifs et capacitifs dont une sonde Haefely 100 kV et une sonde Jennings 120 kV.

3.2 EQUATION ÉLECTRIQUE. — Pour résoudre les équ. (1) à (11), il faut connaître l'intensité du courant qui traverse la feuille. Pour établir l'équation électrique de la décharge du banc de condensateurs, nous négligerons les effets dus aux phénomènes de propagations dans la batterie de câbles coaxiaux.

L'équation classique de la décharge s'écrit alors :

$$V_0 - \frac{1}{C} \int i dt - (R + R_1) i - L \frac{di}{dt} = 0 \quad (12)$$

V_0 est la tension initiale du banc, C sa capacité, R la résistance de la feuille, R_1 la résistance supposée constante du circuit, L l'inductance totale du circuit que nous supposons fixe.

L et R_1 sont déduits des caractéristiques du courant de décharge lorsque la feuille est remplacée par un court-circuit massif. R_1 est toujours voisin de 1 $\text{m}\Omega$. L'inductance totale L dépend évidemment de la géométrie de la feuille. Elle varie autour de 350 nH pour la première série d'expériences, et autour de 100 nH pour la seconde.

4. Analyse de la phase de fermeture. — **4.1 DESCRIPTION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.** — Durant cette phase et pour toutes les expériences, le courant de décharge des condensateurs évolue comme l'indique l'arc de courbe OABC de la figure 8. Le courant de

FIG. 8. — Oscillogrammes typiques du courant.

déclenchement des éclateurs, les oscillations dans la batterie de câbles compliquent et rendent imprécise la détermination de l'instant initial de la décharge. Le point marqué O est obtenu par extrapolation de la montée du courant ; il correspond donc au temps zéro des calculs. Le point A correspond seulement à un marquage utile à la chronométrie. Le point B correspond au moment où apparaît sur la courbe de tension le coude caractéristique de la fin de la fusion [13].

Entre B et C le courant passe par un maximum et varie peu. En C, le courant commence à décroître très nettement. La courbe du courant présente en ce point un coude très net. C marque donc la fin de la phase de fermeture, au-delà la vaporisation devient importante.

4.2 COMPARAISON AVEC LES CALCULS. — Les points caractéristiques expérimentaux O, A, ..., sont reportés sur les figures 9, 10, 11, avec les résultats du calcul.

FIG. 9. — Explosion d'une feuille en cuivre d'épaisseur initiale e_0 : 25 μ , de longueur : 80 mm, de largeur : 40 mm, avec V_0 : 5 kV.

(Première série d'expériences)
 ——— courant i théorique
 - - - - - température T théorique.
 Fus Fin de Fusion théorique
 Crit { A, B, C, D, E, F, voir texte.

Dans toutes les expériences réalisées, la valeur du maximum de courant, le temps au bout duquel la fusion de la feuille est entièrement terminée (en B), le temps à partir duquel la vaporisation devient importante (en C) correspondent bien aux valeurs calculées par le modèle proposé. Cependant, l'allure de la courbe du courant calculé ne présente pas de coude légèrement anguleux vers la fin de la période de fermeture mais une bosse très arrondie et très voisine du coude obtenu expérimentalement. La proximité des deux courbes permet d'évaluer la température et l'énergie absorbée par la feuille en C. Pour des

FIG. 10. — Explosion d'une feuille en cuivre, d'épaisseur initiale e_0 : 50 μ , de longueur : 100 mm, de largeur : 22 mm avec V_0 : 5 kV (mêmes notations que Fig. 9).

FIG. 11. — Explosion d'une feuille en cuivre d'épaisseur initiale e_0 : 100 μ , longueur : 160 mm, largeur : 20 mm, V_0 : 10 kV (mêmes notations que Fig. 9).

feuilles de 25 μ parcourues par une densité de courant de $1,4 \times 10^7$ A/cm², la fin de la période de fermeture correspond ainsi à une température de 4 500 K et à 20 kJ absorbés par cm³ de cuivre. Ces deux valeurs augmentent avec l'épaisseur de la feuille lorsque la densité de courant est pratiquement la même. La température atteint 6 000 K, l'énergie 25 kJ/cm³, pour une feuille de 100 μ . Le temps total de la période de fermeture, voisin de 15 μ s dans ces expériences, augmente également. L'écart atteint 1 μ s uniquement à cause de l'anomalie de résistance lorsque l'épaisseur de la feuille passe de 25 μ à 100 μ (les écarts entre les résultats présentés sur les figures 9, 10, 11 sont plus grands à cause de la variation de l'inductance totale du circuit avec la géométrie de la feuille).

L'onde de vaporisation apparaît donc avant la fin de la période de fermeture. Mais elle garde une

vitesse assez faible si bien que des calculs utilisant seulement l'hypothèse statique conduisent à des résultats très voisins. D'après ces calculs, l'intégrale du carré de la densité de courant $\int \frac{i^2}{s^2} dt$ permet de connaître la température et l'état du cuivre comme l'ont montré G. W. Anderson *et al.* [14].

En fixant la fin de la fermeture à la température d'ébullition normale, la valeur de cette intégrale donnée par E. C. Cnare [15] détermine donc approximativement la section s de cuivre nécessaire à un interrupteur lorsque le courant est imposé. Cette détermination utilisée par Ch. Maisonier *et al.* [3] est donc incapable de tenir compte de l'influence de l'épaisseur. Le calcul de vaporisation proposé ici permet de corriger légèrement cette première détermination.

5. Analyse de la période d'ouverture. — **5.1 DESCRIPTION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.** — Après le point C, le courant de décharge du banc de condensateurs évolue le plus souvent comme l'indique l'oscillogramme (b) de la figure 8 qui se termine par la branche G. Mais parfois, une coupure nettement plus rapide apparaît, caractérisée par des sortes de discontinuités analogues à celles de la branche DEF de l'oscillogramme (a). En D, on observe une chute brutale du courant qui tend ensuite vers zéro. Les oscillations dans la batterie de câbles expliquent la forme en escalier entre les points D et E que prend alors l'oscillogramme. La valeur enregistrée du courant passe par zéro en E puis atteint en F sa valeur minimale. Ces valeurs négatives proviennent uniquement de la dérive de l'intégrateur passif (les valeurs des courants correspondant aux points A à F portés sur les figures suivantes ont été corrigées de cette dérive).

Ce dernier fonctionnement (Fig. 8a), évidemment plus intéressant pour réaliser un interrupteur, n'est obtenu que sous certaines conditions. La plus importante est certainement que le volume de la feuille soit bien adapté pour absorber par sa vaporisation toute l'énergie magnétique stockée dans le circuit juste avant l'ouverture. Les densités d'énergie Joule totale absorbée par la feuille de cuivre dans ce cas vont de 50 à 60 kJ/cm³. Cette condition n'est cependant pas suffisante. Le montage de la feuille joue un rôle important ; les tissus en fibres de verres qui absorbent les vapeurs métalliques et supportent le choc de l'explosion doivent être suffisamment épais et bien ajustés sur la feuille.

Il est évident que la première condition peut être facilement remplie. Il suffit de donner à la feuille le volume nécessaire. Comme la section de la feuille est déterminée par la phase de fermeture, cette condition en détermine la longueur [3].

La deuxième condition n'a pu être remplie, jusqu'à présent, que dans la première série d'expériences où la section des feuilles ne dépassait pas 2 mm².

Par contre, dans la deuxième série, aucune cassure analogue à D n'a été encore enregistrée. Pourtant les

montages utilisent des feuilles de même épaisseur parcourues par des densités de courant pratiquement égales durant des périodes très voisines. La section et le courant total y sont seulement plus importants.

Il ne sera question dans la suite que des coupures les plus brèves obtenues de façon répétitive et sûre, lors de la première et de la deuxième série d'expériences, donc des explosions de feuille qui remplissent le mieux leur rôle d'interrupteur et où l'isolement est le mieux réalisé.

5.2 COMPARAISONS AVEC LES CALCULS. — **5.2.1 Première série d'expériences.** — Lorsque la coupure du courant est marquée par une cassure (comme en D Fig. 8a), le fonctionnement de l'interrupteur à explosion de feuille présente pratiquement les mêmes caractéristiques que le fonctionnement théorique. C'est ce qu'indique sur les figures 9, 10 et 11, la comparaison des points O à F obtenus expérimentalement avec les résultats théoriques. En particulier, le point expérimental D est toujours très voisin de l'accolade CRIT qui correspond aux instants où la température de la partie conductrice de la feuille atteint la température critique. Ainsi, la chute brutale du courant après D s'explique très bien par le passage brusque de toute la partie conductrice de la feuille de l'état liquide à un état supercritique très peu conducteur.

Les calculs précédents permettent de calculer l'évolution de la feuille jusqu'à la température critique. Au-delà, il n'existe plus d'onde de vaporisation puisque la détente n'entraîne plus de changement de phase. Il faut alors nécessairement décrire la détente en se servant des équations de l'hydrodynamique. Mais la loi de variation de la conductivité électrique est très mal connue (théoriquement et expérimentalement) dans ce domaine. Aussi nous sommes-nous contentés d'une approximation très grossière pour terminer les calculs jusqu'à la fin de la coupure du courant : nous avons gardé dans l'éq. (12) la valeur de la résistance R constante et égale à la valeur calculée à la température critique.

A partir de D, où la densité de courant dans ces expériences est de 10⁷ A/cm², le point F voisin de la coupure complète est atteint en un temps qui ne dépend apparemment pas de l'épaisseur de la feuille. D'après nos expériences, il est voisin de 0,6 μs. La tension moyenne aux bornes de la feuille durant cette période est voisine de 50 kV, lorsque la tension initiale du banc de condensateur est seulement de 5 kV. L'hypothèse simplificatrice de la résistance constante au-delà de T_{cr} nous a permis d'évaluer l'ordre de grandeur du temps de cette coupure.

5.2.2 Deuxième série d'expériences. — Dans la deuxième série d'expériences où le courant s'élève au niveau du méga-ampère, l'accord avec les prévisions théoriques n'est pas aussi bon que précédemment. Le temps d'ouverture observé est plus grand que le temps calculé. Il semble que les conditions d'un isolement

suffisant soient très difficiles à remplir, spécialement sur le montage cylindrique A.

Celui-ci a donc été abandonné au profit du montage B de la figure 7 qui permet des coupures plus rapides du courant. Comme nous l'avons déjà dit, nous ne considérerons que le meilleur de ses fonctionnements répétitifs. L'évolution du courant peut alors être décrite par les calculs proposés tant que ceux-ci concernent une température inférieure à 7 000 K. Au-delà, on constate expérimentalement que la coupure du courant correspond à une résistance des feuilles pratiquement constante, égale à la valeur atteinte à 7 000 K.

La surtension maximum obtenue aux bornes des feuilles du montage B n'a atteint que 65 kV, pour 20 kV de tension initiale du banc.

5.2.3 Expériences de commutation. — Le montage utilisé est celui de la figure 2. La figure 12 représente un résultat typique obtenu sur ce montage. Le courant commuté dans la charge L_u de 50 nH monte à 1 MA en 2 μ s environ. Les deux feuilles de cuivre utilisées pour l'expérience ont 20 cm de large chacune, 11 cm de long et 25 μ m d'épaisseur. La tension de claquage de l'éclateur a été choisie assez basse (vers 7 kV) ce qui permet de commuter le courant des feuilles alors que celui-ci est très voisin de sa valeur maximale. Plus de 20 % de l'énergie magnétique maximale sont ainsi transférés dans L_u .

FIG. 12. — Expérience de commutation. i_A courant du circuit principal d'inductance 95 nH ; i_B courant dérivé dans un circuit de 50 nH d'inductance.

— calculs avec R constant au-delà de 7 000 K
 - - - - - expérience.

Montage B de la figure 7 avec 2 feuilles en cuivre d'épaisseur initiale 25 μ ; largeur : 200 mm ; longueur : 110 mm ; et V_0 : 19 kV.

Les résultats du calcul ont été placés en comparaison sur cette même figure. Rappelons que nous admettons que la résistance des feuilles reste constante à partir de 7 000 K. Nous voyons que cette description est très satisfaisante.

6. Limite de validité des calculs. — Dans les calculs précédents, nous avons admis que la partie conductrice de la feuille était toujours homogène. Ceci implique que sa dilatation n'entraîne pas d'effets dynamiques importants et que l'épaisseur de peau est plus grande que celle de la feuille pour que l'échauffement Joule soit uniforme.

Nous allons maintenant vérifier si ces conditions sont bien réalisées.

6.1 EVALUATION DES EFFETS DYNAMIQUES. — Pour établir les éq. (1), (5), (8) de conservation de l'énergie, nous avons supposé en particulier que la densité d'énergie interne était uniforme, et l'énergie cinétique négligeable. En toute rigueur la pression croît de la surface vers l'intérieur de la feuille en raison de la détente transversale. Il en résulte que l'énergie interne réelle croît également de la surface vers l'intérieur. Nous allons évaluer d'une part, l'énergie cinétique totale de la feuille, et d'autre part, l'écart entre l'énergie interne réelle et celle de la surface extérieure qui est utilisée pour les éq. (1), (5) et (8).

Pour cela, remarquons que la densité ρ varie très peu avec la pression P puisqu'il s'agit d'un milieu condensé, solide ou liquide. Dans la limite où

$$\Delta P = P(x, t) - P_{\text{ext}}(t)$$

n'est qu'une perturbation par rapport à la pression extérieure $P_{\text{ext}}(t)$, ρ peut donc être considéré comme uniforme dans l'épaisseur. En négligeant entièrement la perturbation $\Delta\rho(x, t) = \rho(x, t) - \rho_{\text{ext}}(t)$ l'équation de conservation de la masse (13) donne la vitesse matérielle V en chaque point. En effet :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + V \frac{\partial\rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (13)$$

s'écrit :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

et (14) conduit à :

$$V(x, t) = - \frac{x}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (15)$$

($x = 0$ correspond au milieu de la feuille).

L'équation fondamentale de la dynamique :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (16)$$

donne, avec (15), la pression P :

$$P = P_{\text{ext}}(t) + \frac{1}{2} \left[x^2 - \left(\frac{e}{2} \right)^2 \right] \left[\frac{d^2\rho}{dt^2} - \frac{2}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

De l'équation d'état du cuivre [8]

$$E = E_0(\rho) + \frac{P}{\rho\gamma(\rho)} \quad (18)$$

et de l'expression (17) se déduit l'énergie interne ε_i négligée par (1), (5) et (8) :

$$\varepsilon_i = \frac{e^2}{12\rho\gamma} \left[-\frac{d^2\rho}{dt^2} + \frac{2}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 \right] m \quad (19)$$

l'énergie cinétique totale de la feuille ε_c se déduit de (15) :

$$\varepsilon_c = \frac{e^2}{24\rho^2} \left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 m. \quad (20)$$

La solution numérique du système d'éq. (1) à (12) permet de calculer ε_i et ε_c . Nous constatons que, dans tous les cas correspondant aux expériences effectivement réalisées, l'énergie Joule dissipée dans la feuille est toujours au moins cent fois plus grande que la somme $\varepsilon_c + \varepsilon_i$. Il était donc bien légitime de négliger ces deux termes durant la vaporisation.

Ce n'est que tout à fait à la fin de cette vaporisation, lorsque la température critique est atteinte, que la somme $\varepsilon_c + \varepsilon_i$ qui correspond à l'énergie cinétique de la feuille et à la fraction d'énergie interne négligées dans les calculs, atteint quelques pour cent de l'énergie Joule pour la feuille de 25 μm et 20 % pour la feuille de 100 μm . Il ne peut alors en résulter qu'une légère erreur sur la valeur de la résistance à cet instant mais pratiquement aucune modification sur l'instant et le courant pour lequel la région critique est atteinte.

Ce résultat est valable aussi bien pour la première que la deuxième série d'expériences. Une coupure rapide du courant semblable à celle qui intervient après un point tel que D (Fig. 8a) peut donc théoriquement être obtenue à courant très intense (1 MA et plus). C'est ce que nous nous efforçons d'obtenir actuellement en améliorant les conditions d'isolement et d'absorption des vapeurs métalliques.

6.2 INFLUENCE DE L'EFFET DE PEAU. — Les développements du paragraphe précédent supposent l'échauffement de la feuille homogène, c'est-à-dire, la densité de courant j uniforme dans l'épaisseur. La feuille doit donc être assez mince pour que le temps caractéristique de variation du courant i , $\frac{i}{(di/dt)}$ soit supérieur au temps de diffusion du champ magnétique $\mu_0 \sigma e^2$

$$\mu_0 \sigma e^2 \ll \frac{i}{(di/dt)}.$$

Cette condition a été contrôlée numériquement à chaque calcul. Pour les expériences réalisées, l'inégalité est toujours satisfaite, sauf au tout début de la décharge

lorsque le courant est encore faible (toujours inférieur au dixième environ de sa valeur maximale) et la conductivité électrique maximale. Mais l'influence de l'inhomogénéité de ce courant faible ne peut pas avoir une grande influence sur l'homogénéité de la feuille puisque l'échauffement qu'il provoque est de toute façon négligeable comme il apparaît sur les figures 6, 7, 8.

Il faut remarquer que le champ magnétique ne peut pas diffuser dans la largeur de la feuille (2 cm au moins) et que, par conséquent, il apparaît un effet de bord (sauf dans le cas où la feuille est cylindrique). La densité linéique de courant est uniforme sauf aux bords de la feuille où elle est plus intense sur une distance égale environ à l'écartement des plis successifs (quelques millimètres). Il en résulte que les bords se vaporisent plus tôt. Cet effet est systématiquement négligé dans les calculs. Pratiquement, il ne peut modifier que très légèrement la vitesse de coupure du courant tout à fait à la fin de la vaporisation de la feuille. Cet effet est plus faible pour les feuilles les plus larges. Il ne peut donc empêcher d'obtenir, à 1 MA et plus, le genre de coupure obtenu dans la première série d'expériences.

7. Conclusion. — La phase de fermeture d'un interrupteur à explosion de feuille en cuivre est entièrement décrite dans toute la gamme des expériences réalisées (jusqu'à 1,5 MA) par le modèle proposé. Il explique non seulement le rôle de la densité de courant mais aussi de l'épaisseur de la feuille dans le phénomène d'anomalie de résistance. Il permet d'écrire l'équation électrique qui régit le fonctionnement d'un générateur électrique quelconque couplé à ce type d'interrupteur.

En ce qui concerne la phase d'ouverture, les expériences confirment les prédictions du modèle lorsque le courant ne dépasse pas 300 kA. Le courant s'annule très rapidement (en 0,6 μs) au moment où, d'après le calcul, la température critique est atteinte. La surtension qui apparaît alors, s'élève en moyenne à 10 fois la tension de charge initiale du banc de condensateurs durant toute la fin de la coupure du courant. Ces performances dépassent d'un facteur supérieur à deux celles obtenues dans des expériences analogues.

Au-dessus du méga-ampère, le fonctionnement de cet interrupteur adapté à un générateur « hélice » est déjà suffisant pour alimenter une expérience du type Focus [16]. Mais plus généralement, le dispositif utilisé permet d'améliorer tous les procédés destinés à engendrer des impulsions d'énergie de très grande puissance pendant des temps courts.

Remerciements. — Je tiens à remercier M. Vedel pour l'intérêt et le soutien constant qu'il a apportés à cette étude et M. Prévot pour son aide dans la réalisation et l'expérimentation de ces interrupteurs.

Je remercie également M^{me} Rioux pour sa lecture critique du manuscrit.

Bibliographie

- [1] EARLY, H. C. and MARTIN, F. J., *Rev. Sci. Instrum.* **36** (1965) 7,1000.
 - [2] DI MARCO, J. N. and BURKHARDT, L. C., *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 3894.
 - [3] MAISONNIER, Ch., LINHART, J. G. and GOURLAN, C., *Rev. Sci. Instrum.* **37** (1966) 1380.
 - [4] MATHER, J. W., *Methods of Experimental Physics* (Academic Press) **9** (1971) 187.
 - [5] VEDEL, J., BERNARD, J., BOUSSINESQ, J., MORIN, J., NAZET, C. et PATOU, C., *Revue Générale de L'Electricité* **80** (1971) 873.
 - [6] TUCKER, T. J., *J. Appl. Phys.* **32** (1961) 1894.
 - [7] BENNETT, F. D., *Phys. Fluids* **8** (1965) 1425.
 - [8] MORRIS, E., AWRE Report n° 0-36/64, July 1964.
 - [9] SMITH, R. T., WEBBER, G. M. B., YOUNG, F. R. and STEPHENS, R. W. B., Sound propagation in liquid metals *Advances in Physics* **16** (1967) 515.
 - [10] GROSSE, A. V., *Rev. Hautes Tempér. et Réfract.*, **3** (1966) 115-146.
 - [11] BEN-YOSEF, N., RUBIN, A. G., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 289.
 - [12] ANTONI, B., Thèse à paraître. N° CNRS AO 8337.
 - [13] VERMIJ, L., *Z. Angew. Phys.* **28** (1970) 6, 316.
 - [14] ANDERSON, G. W. and NEILSON, F. W., *Exploding Wires* (Academic Press.) (1959) 91.
 - [15] CNARE, E. C., *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 3812.
 - [16] BERNARD, J., BOUSSINESQ, J., MORIN, J., NAZET, C., PATOU, C. and VEDEL, J., *Phys. Lett.* **35A** (1971) 288.
-