Caractéristiques des transferts inductifs à haut rendement par procédé dissipatif

M. Legentil, C. Rioux

► To cite this version:

M. Legentil, C. Rioux. Caractéristiques des transferts inductifs à haut rendement par procédé dissipatif. *Revue de Physique Appliquée*, 1976, 11 (2), pp.337-342. 10.1051/rphysap:01976001102033700 . jpa-00244067

HAL Id: jpa-00244067

<https://hal.science/jpa-00244067>

Submitted on 1 Jan 1976

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
0.660

CARACTÉRISTIQUES DES TRANSFERTS INDUCTIFS A HAUT RENDEMENT PAR PROCÉDÉ DISSIPATIF

M. LEGENTIL et C. RIOUX

Laboratoire de Physique des Plasmas, Groupe Electrotechnique et Fusion Contrôlée,
Université de Paris XI, 91405 Orsay, France

(Reçu le 20 octobre 1975, accepté le 20 novembre 1975)

Résumé. — Nous poursuivons l'étude des transferts d'énergie inductive à fort rendement dont le principe a été exposé précédemment dans cette revue [1]. Nous présentons ici les caractéristiques des transferts effectués au moyen de résistances variables du type fils ou feuilles explosés. Nous montrons les différents modes de transfert possibles et examinons les problèmes qui se posent, en particulier celui des surtensions qui apparaissent au cours du transfert. Enfin nous donnons les résultats d'un montage d'essai à très faible énergie (1,5 kJ).

Abstract. — Characteristics of a high efficiency inductive transfer system using a dissipative transfer procedure. The high efficiency inductive energy transfer system previously described in this review is here studied for a system using exploding foils or wires. Different possible transfer modes are described. Various problems, including those posed by the over voltage peaks which occur during the transfer are examined. Results obtained for an experiment carried out at 1.5 kJ are given.

1. **Introduction.** — A la suite de la mise en évidence des possibilités de transfert inductif d'énergie à haut rendement [1], nous en avons poursuivi l'étude dans le but de transférer l'énergie d'une des bobines de stockage du laboratoire vers une charge d'utilisation. Cette bobine, chargée par une génératrice homopolaire, a une énergie magnétique stockée de l'ordre de 1 MJ et une constante de temps de 0,4 s.

Le transfert rapide (quelques 100 μ s) de son énergie dans une charge inductive, s'inscrit dans notre programme de réalisation d'une source impulsioneille de très grande puissance [2].

Nous avons choisi pour effectuer les transferts successifs composant le transfert à haut rendement des résistances variables constituées de feuilles métalliques explosées. C'est le procédé *a priori* le plus simple, qui nécessite le minimum de dispositifs annexes de commandes (les explosions étant auto-induites par le courant transféré). De plus il correspond à une technique déjà mise en œuvre dans notre laboratoire [3].

Nous allons exposer brièvement les problèmes généraux liés à ce procédé de transfert, les résultats d'un montage d'essai à faible énergie, et les paramètres d'une expérience de transfert à moyenne énergie (50 kJ) en cours d'étude.

2. **Caractéristiques générales.** — Nous rappelons ici le schéma général de transfert entre une inductance primaire P et une inductance secondaire S. Le principe est d'effectuer une série de transfert élémentaire (K)

sur des éléments d'inductance l_K et (ou) l'_K de P et (ou) S :

La figure 1 représente le schéma électrique au moment du transfert (K), qui se traduit par l'annulation du courant circulant dans l_K et (ou) par la mise en courant de l'_K . Avant le transfert (K) les inductances P et S avaient respectivement les valeurs L_K et L'_K . Après le transfert elles auront donc des valeurs différentes L_{K+1} et L'_{K+1} .

Dans le cas des transferts par procédé dissipatif étudiés ici, ce transfert est effectué par la variation de la résistance T_K . Les commutateurs f_K servent à fermer successivement les circuits.

FIG. 1. — Schéma électrique d'un transfert par procédé dissipatif au moment du k -ième transfert.

2.1 TRANSFERT ÉLÉMENTAIRE PARFAIT. — Juste avant le transfert (K), P et S sont donc en série par l'intermédiaire de T_K qui a une résistance nulle et de f_K qui est fermé. Les résistances T_j pour $j < K$ ont déjà fonctionné et sont supposées infinies. Le courant i_K circulant dans T_K a la valeur I_K du courant I circulant dans P et S. Le commutateur f_{K+1} est alors fermé. Le courant i_{K+1} circulant dans T_{K+1} (de résistance nulle) restera nul jusqu'à ce que la résistance de T_K augmente. i_K diminue et tend vers zéro tandis que i_{K+1} augmente jusqu'à une valeur I_{K+1} égale à celle du courant I . Le transfert (K) est ainsi achevé et nous sommes prêts pour le $(K + 1)$ -ième transfert, avec de nouvelles valeurs $\mathcal{L}_{K+1}$, $\mathcal{L}'_{K+1}$, I_{K+1} des paramètres. Le flux magnétique est évidemment conservé dans le circuit constitué par $\mathcal{L}_{K+1}$, T_{K+1} , $\mathcal{L}'_{K+1}$. (On suppose ainsi que le temps de transfert est beaucoup plus petit que la constante de temps de ce circuit.)

Cette relation de conservation nous permet de calculer toutes les caractéristiques du transfert et nous ne détaillerons pas les calculs qui sont élémentaires [4] :

Dans le cas où les mutuelles entre l_K et $\mathcal{L}_{K+1}$ d'une part entre l'_K et $\mathcal{L}'_{K+1}$ d'autre part sont totales (transfert parfait), le rapport entre l'énergie dissipée δW_K^T dans T_K et l'énergie transférée dans $\mathcal{L}'$ $\delta W'_K$ s'écrit alors :

$$\frac{\delta W_K^T}{\delta W'_K} \simeq \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{l'_K}{\mathcal{L}'_{K+1}}} + \sqrt{\frac{l_K}{\mathcal{L}_{K+1}}} \right] \quad (1)$$

si l_K et l'_K sont petits par rapport à $\mathcal{L}_{K+1}$ et $\mathcal{L}'_{K+1}$. Ce rapport peut être rendu aussi petit que l'on veut en diminuant les éléments l_K et l'_K et donc le rendement du transfert élémentaire aussi grand que l'on veut.

En définissant

$$\operatorname{tg} \varphi_K = \sqrt{\frac{\mathcal{L}'_K}{\mathcal{L}_K}} = \sqrt{\frac{W'_K}{W_K}} \quad (2)$$

W_K et W'_K étant les énergies de P et S avant le transfert (K), on montre aussi que le transfert (K) peut être représenté dans le diagramme en $(\sqrt{W}, \sqrt{W'})$ de la figure 2 : M_K étant le point représentatif de l'état $(\sqrt{W_K}, \sqrt{W'_K})$, le point M_{K+1} représentatif de $(\sqrt{W_{K+1}}, \sqrt{W'_{K+1}})$ se trouve au pied de la perpendiculaire

FIG. 2. — Diagramme en racine des énergies d'un transfert parfait.

abaissée de M_K sur la droite issue de l'origine et de pente φ_{K+1} . Les segments OM_K représentent évidemment la racine carrée de l'énergie totale W_K^T de P + S, et $M_K M_{K+1}$ la racine carrée de δW_K^T .

Soit α_K l'angle défini par

$$\alpha_K = \varphi_{K+1} - \varphi_K \quad (3)$$

on a donc :

$$W_{K+1}^T = W_K^T \cos^2 \alpha_K \quad (4)$$

$$\delta W_K^T = W_K^T \sin^2 \alpha_K. \quad (5)$$

Nous pouvons maintenant calculer le transfert total formé d'une suite de transferts élémentaires.

2.2 TRANSFERT TOTAL. — Il consiste à répéter l'opération de transfert élémentaire N fois (voir par exemple figure 3) depuis un état M_1 (où l'énergie de P est l'énergie initiale W_1 et l'énergie de S nulle) jusqu'à un état M_N d'énergies W_N et W'_N . (Il est inutile d'annuler W_N , ce transfert n'augmentant pas W'_N). Il vient immédiatement :

$$W_{K+1}^T = W_1^T \prod_{i=1}^K \cos^2 \alpha_i \quad (6)$$

$$\delta W_K^T = W_1^T \sin^2 \alpha_K \cdot \prod_{i=1}^{K-1} \cos^2 \alpha_i \quad (7)$$

FIG. 3. — Diagrammes en racine des énergies (M) et en nombre de tours (P) d'un transfert multiple entre deux bobines de 5 tours.

et pour $K = N$

$$\eta = \frac{W'_N}{W_1} = \frac{W_{N+1}^T}{W_1} = \prod_1^N \cos^2 \alpha_i. \quad (8)$$

On trouve d'autre part que la variation du courant est donnée par :

$$\frac{I_K}{I_1} = \sqrt{\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_K}} \cos \varphi_K \cdot \prod_1^{K-1} \cos \alpha_i. \quad (9)$$

2.3 TRANSFERT IMPARFAIT. — Chaque transfert élémentaire est alors moins bon et conduit à une absorption supplémentaire d'énergie qui dépend du coefficient de couplage C_K en $1 - C_K^2$. Dans le diagramme de transfert, les segments $M_K M_{K+1}$ ne sont plus des droites, mais des arcs de paraboles. Etant donné qu'on peut réaliser des coefficients de couplages voisins de 1 puisque nous sommes libres *a priori* des formes des bobinages, nous négligerons ce phénomène dans la suite.

3. Les différents modes de transfert. — **3.1 TRANSFERT OPTIMUM.** — On montre que la distribution des α_i qui, pour N donné, maximise le rendement est une valeur constante des α_i

$$\alpha = \frac{\pi}{2N}. \quad (10)$$

Le rendement qui est alors égal à

$$\left(\cos \frac{\pi}{2N} \right)^{2N},$$

peut s'écrire, si N est assez grand :

$$\eta \sim 1 - \frac{\pi^2}{4N} \quad (11)$$

et l'énergie à absorber à chaque transfert est presque constante

$$\delta W^T \sim W_1 \cdot \frac{\pi^2}{4N^2}. \quad (12)$$

Cette distribution n'est cependant pas critique. Si on étudie, par exemple, le rendement donné par une variation linéaire en K des α_K :

$$\alpha_K = \alpha_1 + \gamma K$$

avec

$$\gamma = \frac{\pi - 2N\alpha_1}{N(N+1)} \quad \left(\text{pour satisfaire } \sum_1^N \alpha_K = \frac{\pi}{2} \right)$$

on trouve pour N assez grand :

$$\eta \simeq 1 - \frac{1}{3} \frac{N-1}{N+1} (N\alpha_1 - \pi) \alpha_1 - \frac{\pi^2}{6} \frac{2N+1}{6N(N+1)}.$$

Comme α_1 varie du minimum 0 (suite croissante) au

maximum π/N (suite décroissante), en passant par $\pi/2N$ (suite constante), η décrit une parabole centrée sur

$$\alpha = \frac{\pi}{2N}, \quad \eta_M = 1 - \frac{\pi^2}{4N}.$$

Elle prend pour $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi/N$ la valeur minimum

$$\eta_m = 1 - \frac{\pi^2}{3N}.$$

(Dès que N est assez grand, cette valeur est peu différente de η_m .)

3.2 TRANSFERT A NOMBRES DE TOURS ENTIERS. — Dans la pratique les inductances P et S seront constituées d'un certain nombre de tours et leur variation ne pourra se faire que par une suite discrète de valeurs. P et S seront d'autre part soumises, en tant qu'éléments d'une chaîne impulsionnelle, à des conditions extérieures. Le problème le plus général est, P et S étant données (formes et nombres de tours), de trouver les suites $\mathcal{L}_K, \mathcal{L}'_K$ qui, d'une part rendent le rendement maximum (c'est-à-dire telles que les rapports $\mathcal{L}'_K/\mathcal{L}_K$ donnent une distribution des α_K aussi constante que possible), d'autre part permettent de satisfaire éventuellement un autre critère lié à ces suites.

Si les mutuelles sont totales, on peut écrire

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_K &= A n_K^2 \\ \mathcal{L}'_K &= A' n_K'^2 \end{aligned} \quad (13)$$

n_K et n'_K étant les nombres de tours correspondants, et A et A' des coefficients de formes indépendants de K . Alors, le coefficient

$$\operatorname{tg} \varphi_K = \sqrt{\frac{A'}{A}} \cdot \frac{n'_K}{n_K}. \quad (14)$$

Si on normalise les énergies à W_1 et les inductances à $\mathcal{L}_1$, on peut superposer au diagramme

$$\left(\sqrt{\frac{W}{W_1}}, \sqrt{\frac{W'}{W_1}} \right)$$

de point représentatif M_K , un diagramme

$$\left(\frac{n_K}{n_1}, \sqrt{\frac{A'}{A}} \frac{n'_K}{n_1} \right)$$

de point représentatif P_K .

Alors M_K est sur la droite OP_K et de plus on vérifie

$$\frac{I_K}{I_1} = \frac{OM_K}{OP_K}. \quad (15)$$

On cherchera donc dans le réseau de points P_{ij} constitué par tous les couples possibles de nombres de tours (n_i, n'_j) les suites des points P_K donnant une distribution aussi régulière que possible des α_K . Un critère lié à la variation de I_K (ou aux $\mathcal{L}_K$ par la relation (9)) permettra de choisir.

3.3 TRANSFERT SYMÉTRIQUE. — La figure 3 représente des suites P_K et M_K pour deux inductances identiques $A' = A$ et $n'_N = n_1 = 5$. Le critère choisi était d'avoir un courant aussi constant que possible.

Le réseau des points P_K est ici un réseau carré 5×5 et le nombre de transferts maximum qui assure les α_i presque constants est

$$N \sim \frac{\pi}{2} n_1 \quad (16)$$

soit ici $N = 8$. Le rendement est alors presque égal au rendement théorique (0,72).

On remarque que chaque transfert n'opère que sur P ou sur S, ce qui est intéressant comme on le verra pour la réalisation des commutateurs f_K .

Remarquons enfin qu'entre les deux inductances P et S il existe la relation générale :

$$\frac{\sqrt{A'} n'_N}{\sqrt{A} n_1} = \sqrt{\eta} \frac{I_1}{I_N}. \quad (17)$$

On peut donc obtenir le courant final que l'on veut si l'on peut adapter les inductances totales de P et S.

3.4 SURTENSIONS. — Par principe, à chaque transfert élémentaire, il passe d'une bobine à l'autre une énergie $\delta W'_K$ supérieure à l'énergie δW_K^T absorbée par T_K . La variation de ces deux énergies est synchronisée à la variation de T_K : il doit donc apparaître aux bornes des inductances P et S des surtensions par rapport à la tension V_K^T de transfert délivrée aux bornes de T_K .

Les tours d'une des inductances étant en mutuelle totale entre eux, chaque tour voit la même variation de flux et les tensions sont donc réparties proportionnellement aux nombres de tours.

Le problème qui se pose ici est dû au fait que les tours de P qui ne sont plus en jeu voient aussi la même variation de flux. Les tensions sur P et S étant en sens contraire (en suivant le courant principal I), il va donc apparaître, pour chaque transfert K , des surtensions V_i^K aux bornes des résistances T_i ayant déjà fonctionné ($i < K$). (Il en est de même aux bornes des commutateurs f_j n'étant pas encore fermés ($j > K$), mais *a priori* le problème est technologiquement plus facile à résoudre.)

Ces surtensions s'écrivent :

$$V_i^K = V_K^T \cdot \frac{\cos \varphi_K \sin (\varphi_{K+1} - \varphi_i)}{\sin \alpha_K \cos \varphi_i} \times \sqrt{\frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_K}} \quad i < K. \quad (18)$$

En exprimant les inductances en fonction du courant par (9) on obtient :

$$V_i^K = V_K^T \cdot \frac{\sin (\varphi_{K+1} - \varphi_i)}{\sin \alpha_K} \cdot \frac{1}{\prod_{i=1}^{K-1} \cos \alpha_j} \times \frac{I_K}{I_i}. \quad (19)$$

Définissons les temps de transferts moyens par

$$t_j = \frac{\delta W_j^T}{V_j^T I_j}. \quad (20)$$

Compte tenu de l'expression (7) de δW_j^T , il vient pour le facteur de surtension (surtension ramenée à la propre tension de transfert V_i^T) :

$$\frac{V_i^K}{V_i^T} = \frac{t_i}{t_K} \cdot \frac{\sin (\varphi_{K+1} - \varphi_i) \cdot \sin \alpha_K}{\sin^2 \alpha_i} \prod_{i=1}^{K-1} \cos \alpha_j. \quad (21)$$

Pour un diagramme de transfert (M_K) donné, les surtensions ne dépendent donc que des temps de transferts. Si $\alpha_K \sim \text{Cte}$, le facteur numérique lié au diagramme de transfert croît avec $K - i$ jusqu'à $K = N - 2 + i$ et est donc maximum pour $i = 1, K = N - 1$; ce facteur maximum est égal à

$$\frac{1}{\sin \alpha} (\cos \alpha)^{N-2}$$

soit, compte tenu de (8), (10), (16), voisin de :

$$n_1 \sqrt{\eta}. \quad (22)$$

La surtension maximum est donc de l'ordre de n_1 dès que η est assez grand si les temps de transferts sont égaux.

On peut alors distinguer deux cas principaux que nous allons détailler dans les deux sous-paragraphe ci-dessous.

3.5 TRANSFERT A PUISSANCE CONSTANTE. — Ce sont les transferts à $\alpha_K \sim \text{Cte}$ et $t_K \sim \text{Cte}$ qui, toutes choses étant égales par ailleurs, minimisent le temps total T de transfert qui est proportionnel à $\sum_{i=1}^N t_K$. On peut distinguer deux sous-cas suivant que les interrupteurs T_K sont :

— En parallèle, comme figuré en (1). Chaque interrupteur T_i voit alors le courant passer pendant un temps (t_i), mais il doit tenir la surtension donnée par (21), donc au maximum n_1 .

— En série avec les I_K . Chaque interrupteur T_i doit alors laisser le courant pendant un temps égal au temps de charge de P (t_c) augmenté de $\sum_{j=1}^i t_j$, mais par contre il n'a à tenir qu'une fraction de V_i^K voisine de V_K^T .

Le choix entre les deux solutions peut être fait en comparant la dépense énergétique des interrupteurs au point de vue de l'isolement. Cette fonction peut, si les T_K ne sont capables de tenir des surtensions, être remplie par des interrupteurs d'isolement supplémentaires O_K , qui auront l'avantage de fonctionner à courant et énergie de rupture nulle.

3.6 TRANSFERT A SURTENSION IMPOSÉE. — Si les T_K ne peuvent tenir les surtensions, ou si les O_K demandent trop d'énergie pour leur fonctionnement, on pourra toujours trouver un compromis, qui se fera au détri-

ment du rendement η et (ou) du temps total de transfert T , en vérifiant :

$$\frac{V_i^K}{V_i^T} \leq S_i \quad \text{quels que soient } K, i < K.$$

V_i^K/V_i^T étant donné par (21) et S_i étant un facteur de surtension donné. La recherche d'un optimum (par exemple en prenant en compte dans le rendement l'énergie des O_K) est ici complexe et ne peut se faire que pour chaque cas d'espèce.

4. Les transferts par fils explosés. — Un fil (ou une feuille) explosé, de longueur l , de section s (par rapport au sens du courant) est complètement déterminé par 2 relations [3] :

$$I_M^2 t_m \simeq a s^2 \\ \delta W \simeq b s \cdot l$$

I_M étant le courant maximum passant dans le fil, t_m le temps de montée de ce courant jusqu'au moment de l'explosion (défini par l'intégrale $\int I^2 dt$), δW l'énergie dissipée dans le fil par l'explosion. a et b sont deux coefficients numériques ne dépendant que des caractéristiques du métal constituant le fil. Par exemple, pour du cuivre, $a \sim 2 \times 10^{17}$ MKS et $b \sim 5 \times 10^{10}$ MKS. Le temps d'explosion, t_e , est alors proportionnel à t_m :

$$\frac{t_e}{t_m} = \beta$$

le rapport β pouvant varier de 1/2 à 1/10 selon la géométrie du fil et la valeur de la densité de courant.

Enfin l'énergie joule dissipée pendant la montée du courant est très inférieure à δW (à peu près dans le rapport de la chaleur spécifique à l'énergie de vaporisation), δW étant très important de l'ordre de 10 kJ/g.

Toutes ces caractéristiques font que les fils explosés peuvent faire d'excellentes résistances de transferts T_K en parallèle. La mise en série des T_K n'est pas bonne dans ce cas : le temps total de transfert sera de l'ordre de $\beta N t_e$ (pour β petit) et si la bobine P est adaptée à sa source, t_e est de l'ordre de la constante de temps du circuit. βN étant de l'ordre de 1 le flux ne peut plus être constant. En identifiant :

$$\begin{array}{l} I_M \text{ à } I_K \\ \delta W \text{ à } \delta W_K \\ t_e \text{ à } t_K \end{array}$$

on voit qu'un fil explosé satisfait tous les critères qu'on doit exiger pour T_K :

— Montée du courant avec des pertes $\ll \delta W_K^T$.

— Temps de montée > temps d'explosion (ce qui est nécessaire puisque le temps d'explosion de T_K est le temps de montée de T_{K+1}) ; mais pas trop supérieur (et même ajustable) de telle manière que

$$T = \sum t_m = \frac{1}{\beta} \sum t_K,$$

(les t_K étant de l'ordre de quelques μs) soit de l'ordre de quelques 10 $N \mu s$. Pour $N = 10$, $T \sim 100 \mu s$ ce qui est un bon temps pour une chaîne impulsioneille [2].

— Le temps de latence entre t_K et t_m , soit

$$t_K \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)$$

de l'ordre de la dizaine de μs , paraît suffisant pour le fonctionnement des commutateurs f_K .

— Enfin la densité d'énergie absorbée est telle que la masse active des résistances est très réduite : pour un transfert de 1 MJ avec un rendement de l'ordre de 75 % ($N = 10$), cette masse sera au total de 25 g de cuivre.

Quant aux surtensions que peuvent admettre les fils explosés, il n'existe pas de données théoriques ou expérimentales sur la question. Nous avons donc poursuivi une expérience de feuilles explosées dans ce sens, qui est en cours d'exploitation [5] et nous permettra de connaître les surtensions directement admissibles par les feuilles elles-mêmes, pour différentes géométries et différents matériaux les entourant.

5. Montage d'essai d'un transfert optimum, symétrique, alterné, à puissance et courant quasi-constants. A partir d'une énergie disponible de 1,5 kJ, donnée par un banc de condensateurs, nous avons réalisé un montage de transfert par fil explosé [4]. L'énergie étant faible, les fils seront très petits et il aurait été difficile de réaliser pratiquement un montage avec des fils très différents les uns des autres. Nous avons donc choisi de faire un transfert à δW_K^T , I_K , t_K à peu près constants, entre deux bobines identiques pour des raisons pratiques de construction et de mesures. Pour que les fils ne soient pas trop petits nous avons limité le nombre de tours à 5.

Nous avons donc construit le diagramme de la figure 3, en prenant pour critère que le courant soit le plus constant possible. On obtient la suite P_K de $K = 1$ à $N = 8$:

K	1	2	3	4	5	6	7	8
n_K	5	5	5	3	3	2	2	1
n'_K	0	1	2	2	3	3	5	5

qui conduit à

$$\left| \frac{\Delta I}{I} \right| \lesssim 0,3, \quad \frac{\delta W_K}{W_1} \sim 0,04 \quad \text{et} \quad \eta \sim 0,7.$$

Les bobines étant faites de 5 tours de méplat de 1 cm $\times$ 0,2 cm enroulé sur un rayon de 20 cm, ont une inductance totale de 25 μH , chaque tour, d'inductance 1 μH , étant en mutuelle presque parfaite avec les autres. Le courant est de l'ordre de 11 kA et $\delta W_K \sim 60$ J.

La constante de temps est de 10^{-3} s, le temps d'explosion des fils de 2 μs pour des fils de 2 cm de long sur 2/10 mm de diamètre et le temps total de transfert, pour $\alpha \sim 1/2$, de l'ordre de 50 μs .

Les surtensions sont ici limitées à un facteur 6 et les fils soigneusement serrés dans un matériau isolant afin d'éviter les reclaquages des gaz d'explosion.

La figure 4 représente le schéma électrique de ce transfert qui est optimum, symétrique, alterné, à puis-

FIG. 4. — Schéma électrique du transfert précédent.

sance et courant quasi constants. Le transfert étant alterné, les commutateurs f_K sont constitués aussi par des fils en série avec les T_K et de section inférieure, dont l'explosion commande, avant l'explosion des T_K , la fermeture du circuit ($K + 1$) par cassure d'un isolant. Ces fils étant assez petits pour consommer peu d'énergie (< 10 J) par leur explosion.

Un interrupteur O, déclenché par une source extérieure, permet la mise en circuit du 1^{er} fil et le commencement du transfert. Un fil explosé T_c supplémentaire élimine le banc de condensateurs C.

Les pertes introduites par les défauts de mutuelle, les inductances des fils et circuits de retour, les fermetures f_K sont au total assez importantes dans le cas de ce montage à faible énergie et le rendement total a été évalué à 60 %.

La mesure principale est celle, au moyen de l'inté-

gration des signaux donnés par deux sondes de Rojowsky placées autour de chaque bobine, des ampères-tours $U = \sum nI$ et $U' = \sum n'I'$ proportionnels à la racine carrée des énergies, et donnant directement les points M_K .

Un résultat typique est montré sur l'oscillogramme de la figure 5. On observe bien les premiers transferts

FIG. 5. — Mesure des ampères-tours U de la bobine primaire et U' de la bobine secondaire sur une réalisation au niveau de 1,5 kJ du transfert précédent.

jusqu'à $K = 4$, mais pas plus loin. Les mesures annexes ont montré qu'il y avait deux causes à ce résultat :

Les pertes dues aux commutateurs f_K sont bien supérieures aux 10 J prévus : après la fermeture un arc se développe, avec une résistance de l'ordre de 0,1 Ω , introduisant une perte d'énergie de l'ordre de 60 J.

D'autre part des reclaquages se produisent, en particulier sur le 1^{er} fil pour $K > 3$.

Ce montage a mis en évidence deux défauts, pertes et reclaquages, qui ne paraissent pas fondamentaux. Ils devraient pouvoir être évités plus facilement dans une expérience à plus forte énergie.

Bibliographie

- [1] RIOUX, C., *Revue Phys. Appl.* **10** (1975) 75.
- [2] RIOUX, C., Programme de recherche en fusion rapide. Université Paris-Sud, Orsay, Laboratoire de Physique des Plasmas, reference [297 bis].
- [3] ANTONI, B., *Revue Phys. Appl.* **9** (1974) 331.
- [4] LEGENTIL, M., DELOYA, G., LUCIDARME, J., Université de Paris-Sud, Orsay, Laboratoire de Physique des Plasmas, LF, n° 18, novembre 1973.
- [5] DELVAUX, J., Thèse de 3^e cycle, Orsay, 1975.