

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Crowbar-Schalter mit Funkenstrecken
für den Induktionspinch

Klaus Hübner

IPP 1/3

1 März 1962

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Crowbar-Schalter mit Funkenstrecken für
den Induktionspinch

Klaus Hübner

Inhalt:

1. Crowbar und Power-Crowbar
2. Beziehungen für einen Entladungsschwingkreis mit Crowbarzweig
 - 2.1 Allgemeines Problem
 - 2.2 Einfacher Crowbar ohne Berücksichtigung der Widerstände
3. Experimentell untersuchte Anordnungen
 - 3.1 Erhöhung der Leitfähigkeit in der Crowbar-Funkenstrecke
 - 3.2 Erhöhung des Stoßfaktors in der Crowbar-Funkenstrecke
 - 3.21 Prinzip 1
 - 3.22 Diskussion und experimentelle Ergebnisse
 - 3.23 Prinzip 2
4. Zur Frage der Dimensionierung eines Crowbars für Scylla II

Zusammenfassung

Es werden die grundlegenden Beziehungen für einen Entladungsschwingkreis mit Crowbarzweig abgeleitet. Einige Anordnungen, die auf der Erhöhung der Leitfähigkeit oder des Stoßfaktors in der Crowbar-Funkenstrecke beruhen, werden diskutiert. Für die wirksamste Anordnung sind die Anwendungsbedingungen für Scylla II zusammengestellt.

Crowbar-Schalter mit Funkenstrecken für den Induktionspinch

1. Crowbar und Power-Crowbar

Kondensatorbatterie und Scyllaspule stellen einen freien elektrischen Schwingkreis dar, der aus der Batteriekapazität, der Batterieinduktivität, den Induktivitäten der Schaltfunkenstrecken, der Zuleitungen und der Scyllaspule und den entsprechenden ohmschen Widerständen gebildet wird. Der Stromverlauf in einem solchen Schwingkreis ist

$$J = e^{-\frac{R}{2L} \tau} \cdot U_0 \sqrt{\frac{C}{L - \frac{CR^2}{4}}} \cdot \sin \omega \tau \quad (1)$$

wenn der Kondensator C mit der Spannung U_0 aufgeladen worden ist, und der Schwingkreis im Zeitpunkt $\tau = 0$ über die Schaltfunkenstrecken geschlossen wird. Dabei sind R der gesamte ohmsche Widerstand, L die gesamte Induktivität und

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{CL} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad (2)$$

die Frequenz des Schwingkreises. Der Stromverlauf in der Scyllaspule entspricht also einer gedämpften Sinusfunktion; für $\tau = 0$ ist der Strom $J = 0$, er steigt an bis die ganze Energie des Schwingkreises abzüglich der ohmschen Verluste in den Zuleitungen und in der Spule ist, fällt dann wieder ab, da der Kondensator mit umgekehrter Polung aufgeladen wird, und kehrt schließlich sein Vorzeichen um. Wird im Strommaximum der Kondensator kurzgeschlossen, dann ist von da an der Stromverlauf

$$J^* = J_0 e^{-\frac{R}{L} \tau} \quad (3)$$

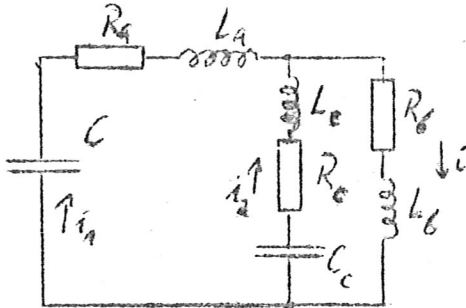
wobei J_0 dieser Maximalwert des Stromes ist, und $t = 0$ im Strommaximum ist; der Strom klingt dann nur exponentiell ab und kehrt sein Vorzeichen nicht mehr um. Für einen solchen Kondensator Kurzschluß im Strommaximum ist die Bezeichnung Crowbar üblich. Der Crowbarzweig des Schwingkreises enthält aber selbst auch einen ohmschen Widerstand und

eine Induktivität, so daß die Gleichung (3) nicht richtig ist, sondern der Strom eine Restwelligkeit behält. In den Kurzschlußzweig kann auch ein Kondensator mit der Kapazität C_c , die groß gegenüber der Kapazität C der Hauptbatterie ist, und der mit der Spannung U_{oc} aufgeladen wird, gelegt werden, dann kann der Strom in der Scyllaspule nach dem Kurzschluß der Hauptbatterie noch ansteigen; eine solche Schaltung heißt Power-Crowbar.

2. Beziehungen für einen Entladungsschwingkreis mit Crowbarzweig

2.1 Allgemeines Problem

Der Ausdruck für den Strom in einem Entladungskreis mit Crowbarzweig ergibt sich aus den folgenden Beziehungen:



$$i = i_1 + i_2, \quad (4)$$

$$L_b \frac{di}{dt} + L_a \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C} \int i_1 dt + R_b i + R_a i_1 = U_{oc} \quad (5)$$

$$L_b \frac{di}{dt} + L_c \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C} \int i_2 dt + R_c i + R_c i_2 = U_{oc} \quad (6)$$

Abb. 1: Entladungskreis mit Crowbarzweig

wobei die Größen mit dem Index c sich auf den Crowbarzweig beziehen, die Größen mit dem Index a auf den Teil des Hauptkreises zwischen Kondensator und Crowbar-Abzweigung, die Größen mit dem Index b auf den restlichen Teil des Hauptkreises (Abb.1). i_1 ist der Strom in dem Hauptkondensator, i_2 ist der Strom im Crowbar. Der Crowbar wird im Zeitpunkt $t = 0$ zugeschaltet, vorher gelten die Gleichungen (1) und (2). Aus den Gleichungen (4) bis (6) folgt

$$\varepsilon \frac{di_1}{dt} = \alpha \frac{di_2}{dt} + \beta \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \gamma \frac{di_2}{dt} + \delta i_2 \quad (7)$$

mit

$$\alpha = L_c^2 - (L_a + L_b)(L_b - L_c), \quad \beta = R_b \frac{L_a L_c}{L_b} - R_c(L_a + L_b) - R_a(L_b + L_c)$$

$$\gamma = \left(\frac{L_c}{L_b} R_b - R_a \right) / (R_b + R_c) - \frac{L_c + L_a}{C}, \quad \delta = \frac{1}{L_b C} (R_b L_a - L_b R_a)$$

$$\varepsilon = R_a R_b - \frac{R_b^2 L_a}{L_b} - \frac{L_c}{C},$$

und daraus folgt unter Verwendung von (6)

$$A \frac{d^4 i_2}{dt^4} + B \frac{d^3 i_2}{dt^3} + D \frac{d^2 i_2}{dt^2} + E \frac{d i_2}{dt} + \bar{F} i_2 = 0 \quad (8)$$

mit $A = (L_a + L_c)(L_b + L_c) - L_c^2, \quad B = R_a(L_b + L_c) + R_b(L_a + L_c) + R_c(L_a + L_c)$

$$D = \frac{L_b + L_c}{C} + \frac{L_a + L_c}{C} + R_a R_c + R_a R_b + R_b R_c,$$

$$E = \frac{R_b + R_c}{C} + \frac{R_a + R_c}{C}, \quad \bar{F} = \frac{1}{L_b C}$$

Aus dem Ansatz

$$i_2 = i_{20} e^{j\Omega t}, \quad \Omega = \omega + jk$$

folgt

$$A \Omega^4 - j B \Omega^3 - D \Omega^2 + j E \Omega + \bar{F} = 0 \quad (10)$$

als Bestimmungsgleichung für Ω .

Außerdem müssen noch die folgenden Anfangsbedingungen berücksichtigt werden. Für $t = 0$ sind $i_1 = J$ und $i_2 = 0$. Ferner müssen für $t = 0$ die Gleichungen (5) und (6) und die entsprechenden Gleichungen für den Schwingkreis ohne Crowbarzweig gelten.

Die Lösung für das allgemeine Problem ergibt nur unübersichtliche Ergebnisse.

2.2 Einfacher Crowbar ohne Berücksichtigung der Widerstände

Für den einfachen Crowbar ohne Berücksichtigung der Widerstände läßt sich die Lösung leicht angeben. Hier werden

$$A = (L_a + L_c)(L_b + L_c) - L_c^2, \quad B = 0, \quad D = \frac{L_b + L_c}{C}, \quad E = 0, \quad \bar{F} = 0.$$

Gleichung (10) reduziert sich zu

$$A\Omega^4 - D\Omega^2 = 0$$

Daraus folgt

$$\Omega^2 = \omega^2 = \frac{D}{A}, \quad \omega^2 = \frac{1}{C\left(L_a + \frac{L_b L_c}{L_b + L_c}\right)} \quad (11)$$

Für den Strom ergibt sich

$$i = i_1 + i_2 = \frac{1}{\omega} \frac{L_c(L_b + L_a)}{(L_b + L_a)(L_b + L_c) - L_b^2} \left[\frac{dJ}{dt} \right]_{t=0} \sin \omega t + \frac{L_c}{L_b + L_c} \left[J \right]_{t=0} \cos \omega t + \frac{L_b}{L_b + L_c} \left[J \right]_{t=0} \quad (12)$$

Der Crowbarzweig soll bei $J = J_{\max}$ eingeschaltet werden, dann ist $\frac{dJ}{dt} = 0$. Gleichung (12) vereinfacht sich damit noch zu

$$i = \frac{L_c}{L_b + L_c} J_{\max} \cos \omega t + \frac{L_b}{L_b + L_c} J_{\max} \quad (13)$$

In der Praxis kommt noch ein Dämpfungsglied dazu, das durch die Widerstände bedingt ist.

Nach Gleichung (13) ist die Amplitude der Restwelligkeit

$$J_R = \frac{L_a}{L_b + L_c} J_{\max}$$

Die Amplitude der Restwelligkeit soll klein sein gegenüber dem Maximalstrom.

Der Ausdruck

$$\frac{J_{\max}}{J_R} = 1 + \frac{L_c}{L_b} \quad (14)$$

muß also möglichst groß werden. Daher ist die wichtigste Forderung für eine Crowbarschaltung, daß $L_c \ll L_b$ ist.

3. Experimentell untersuchte Anordnungen

In dieser Arbeit werden nur Anordnungen untersucht, die es gestatten,

einen einfachen Crowbar mit einer Funkenstrecke zu zünden. Solche Anordnungen entsprechen dem Schaltprinzip der Abbildung 2. Die Funken-

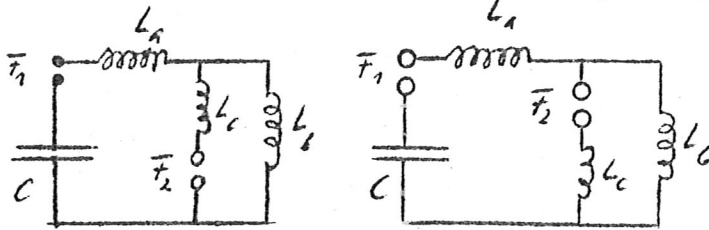


Abb. 2a

Abb. 2b

Crowbar-Schaltung

strecke F_1 zündet den Hauptkreis, die Funkenstrecke F_2 , die Crowbar-Funkenstrecke, soll den Crowbarzweig schließen, wenn im Hauptkreis der maximale Strom fließt, also wenn keine Potentialdifferenz an der Funkenstrecke liegt. Dieser Zeitpunkt soll

im folgenden in Anlehnung an die vorstehende Rechnung $t = 0$ genannt werden.

Zwei Möglichkeiten bieten sich an, um den Durchschlag der Funkenstrecke F_2 im Zeitpunkt $t = 0$ oder wenigstens in seiner Nähe zu erreichen. Es kann versucht werden, die Leitfähigkeit in der Funkenstrecke so groß zu machen, daß eine Zündung bei kleinen Spannungen, also in der Nähe von $t = 0$, möglich ist (Abschnitt 3.1). Andererseits kann durch Erhöhen des Stoßfaktors mittels einer zusätzlichen Spannung ein Zünden der Funkenstrecke auch bei $t = 0$ erreicht werden (Abschnitt 3.2).

Aus Gleichung (14) folgte, daß die Induktivität im Crowbarzweig L_c klein sein muß gegenüber der spulenseitigen Induktivität L_b , damit die Restwelligkeit klein wird. Ob L_c kondensatorseitig (Abb. 2a) oder erdseitig (Abb. 2b) von F_2 im Crowbarkreis liegt, ist gleichgültig.

3.1 Erhöhung der Leitfähigkeit in der Crowbar-Funkenstrecke

Es wurde versucht, die Crowbar-Funkenstrecke mit Hilfe der Hauptfunkenstrecke vorzuionisieren und in der Nähe von $t = 0$ zu triggern. Dazu

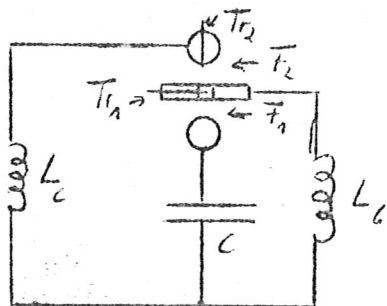


Abb. 3: Anordnung 1

wurde folgende Anordnung gewählt (Anordnung 1, schematisch in Abb. 3). Der spulenseitige Teil der Hauptfunkenstrecke war als Platte mit einer Bohrung in der Mitte ausgeführt. Mit dem Triggerstift Tr_1 wurde der Hauptkreis getriggert und mit dem Triggerstift Tr_2 der Crowbarzweig bei $t = 0$. Der Funke in der Hauptfunkenstrecke F_1 soll durch das Loch in der

den Funkenstrecken F_1 und F_2 gemeinsamen Elektrode durch Kanalstrahlen und UV-Strahlung den Funkenraum in F_2 ionisieren und dadurch beim Triggern mit Tr_2 den Funkendurchschlag auch bei Spannungen unterhalb der üblichen Zündspannung ermöglichen.

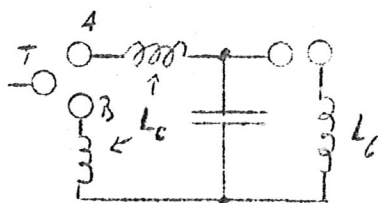
Die Experimente ergaben, daß sich zwar der Durchschlag der Crowbar-Funkenstrecke bei Unterspannung durch Vorionisierung mit Hilfe des Funkens der Hauptfunkenstrecke unterstützen läßt, die Ionisierung aber nicht ausreicht, um ein Zünden in der Gegend von $U = 0$ zu erreichen. Erst extrem große Leistungen des Triggerfunkens Tr_2 ermöglichten ein Schalten in der Nähe von $U = 0$, jedoch nur mit großer Streuung. Mit einer Triggerfunkenleistung von 1,2 kJ für Tr_2 konnten Crowbar-Schaltungen in der Nähe von $U = 0$ erreicht werden mit einer Streuung von $0,5 U_{\max}$ vor und nach $U = 0$.

Es scheint nicht möglich zu sein, die Anordnung so zu verbessern, daß ein streuungsarmes Zünden für $U = 0$ erreicht wird.

3.2 Erhöhung des Stoßfaktors in der Crowbar-Funkenstrecke

3.21 Prinzip 1

Eine Anordnung, die mit Hilfe eines zweiten Schwingkreises die Crowbar-Funkenstrecke schaltet, wurde von Goldfarb und Heard (J. of Appl. Phys. 32, 326 (1961)) angegeben (Anordnung 2, Abb. 4). Dort wird im Zeitpunkt



$t = 0$ auf die Elektrode T die Spannung $2 U_0$ gegeben, wobei U_0 die Aufladespannung des Hauptkondensators ist, und alle Funkenstreckenabstände auf U_0 eingestellt sind. Es ergeben sich drei Schaltmöglichkeiten:

Abb. 4: Anordnung 2

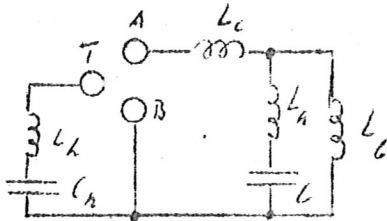
- a) Die Spannung $2 U_0$ an T schlägt nach A über, dort erhöht sich die Spannung und schlägt nach B über.
- b) Die Spannung an T führt zu einem Überschlag nach B, dort erhöht sich infolge der Induktivität in der Ableitung die Spannung, und es erfolgt ein Überschlag nach A.

- c) Es erfolgt ein Überschlag von T nach A und B. Dieser Fall konnte im Gegensatz zu den Angaben von Goldfarb und Heard experimentell nicht erreicht werden, was aber durch einen schlechten Funkenstreckenaufbau bedingt gewesen sein kann.

3.22 Diskussion und experimentelle Ergebnisse

Anordnung 2 a

Im Zeitpunkt nach dem Durchschlag von T nach A hängt die Spannung U_A



am Punkt A nur von den Induktivitäten ab und folgt aus der Beziehung (Abb. 5)

$$\frac{U_h}{\frac{L_a \cdot L_c}{L_a + L_c} + L_c + L_h} = \frac{U_A}{\frac{L_a \cdot L_c}{L_a + L_c} + L_c} \quad (15)$$

Abb. 5 Anordnung 2a

Dabei sind L_h die gesamte Induktivität des Hilfskreises, L_c die Induktivität des Crowbarzweiges zwischen Crowbar-Schalter und Hauptkreis, L_a die vom Ansatzpunkt des Crowbarzweiges kondensatorseitige Induktivität des Hauptkreises, L_b die entsprechende spulenseitige Induktivität des Hauptkreises, U_h die Aufladespannung des Hilfskreises.

Für $U_h = U_0$ wird U_A immer kleiner als U_0 , und die Crowbar-Funkenstrecke muß bei Unterspannung geschaltet werden. U_A wird gleich U_0 , wenn $L_h \ll \frac{L_a \cdot L_c}{L_a + L_c} + L_c$ ist, was sich aber kaum verwirklichen läßt. Dann könnte die Crowbar-Funkenstrecke A-B bei voller Spannung bei B getriggert werden, was einen Schalter ergeben würde, der die gleiche Streuzeit wie die übliche 3-Elektroden-Funkenstrecke hätte.

Besser sind die Verhältnisse für $U_h > U_0$. U_A ist dann größer als U_0 für $L_h < \left(L_c + \frac{L_a \cdot L_c}{L_a + L_c} (k-1) \right)$ mit $k = \frac{U_h}{U_0}$. Das gibt eine gute Möglichkeit, einen Crowbarschalter zu verwirklichen, da der Abstand der Funkenstrecke A-B nur auf die Spannung U_0 eingestellt werden muß und im Schaltzeitpunkt eine größere Spannung an der Funkenstrecke zur Verfügung steht. Wenn $\frac{U_A}{U_0} \geq 2$ ist, ist der Stoßfaktor gegenüber der 3-Elektroden-Funkenstrecke verdoppelt, und die Streuzeit des Crowbar-Schalters wird so groß sein wie die der üblichen 4-Elektroden-Funkenstrecken.

Im experimentellen Aufbau war die Forderung für L_h nicht erfüllt. Das hängt damit zusammen, daß der Hilfskreis, um hohe Spannungen zu erreichen, als Marxscher Spannungsvervielfacher ausgebildet war, der durch das Hintereinanderschalten mehrerer Kreise eine hohe Induktivität hat. Für $U_h = 3 U_0$ war $U_A = 0,6 U_0$. Schaltungen konnten daher nur vor $U = 0$ gemacht werden, da sich dann noch die Spannung im Hauptkreis zu U_A addiert. Bild 1 zeigt 3 Schaltungen, zwei davon im gleichen Zeitpunkt, für die die resultierende Spannung an A größer als U_0 war, und zum Vergleich eine ungestörte Entladung im Hauptkreis. Wenn bei B zusätzlich getriggert wurde, ließen sich Schaltungen bis zu einer resultierenden Spannung von etwa U_0 an A erreichen; Aufnahmen davon zeigen die Bilder 2 und 3. Die Bilder 1 und 3 enthalten zum Vergleich auch eine ungestörte Entladung im Hauptkreis.

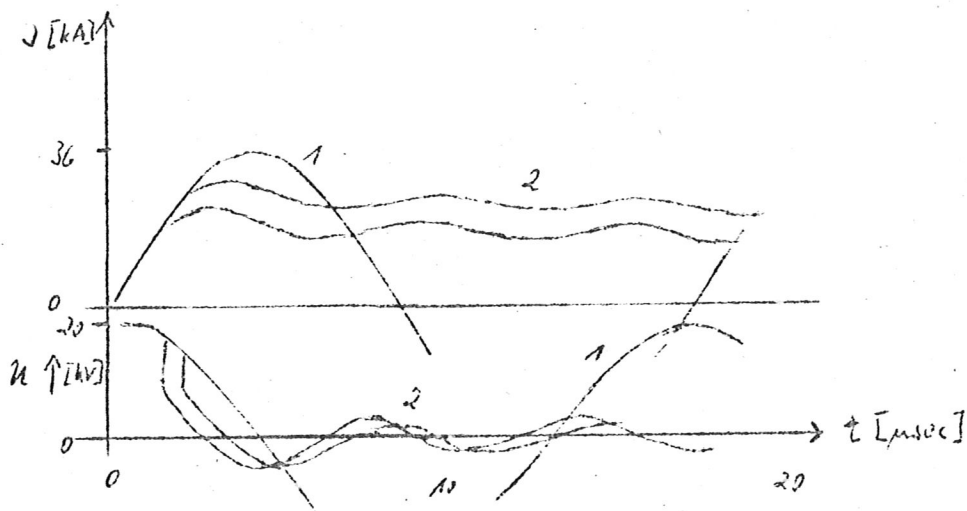


Bild 1: Strom und Spannung im Hauptkreis
(1) ohne Crowbar
(2) mit Crowbar

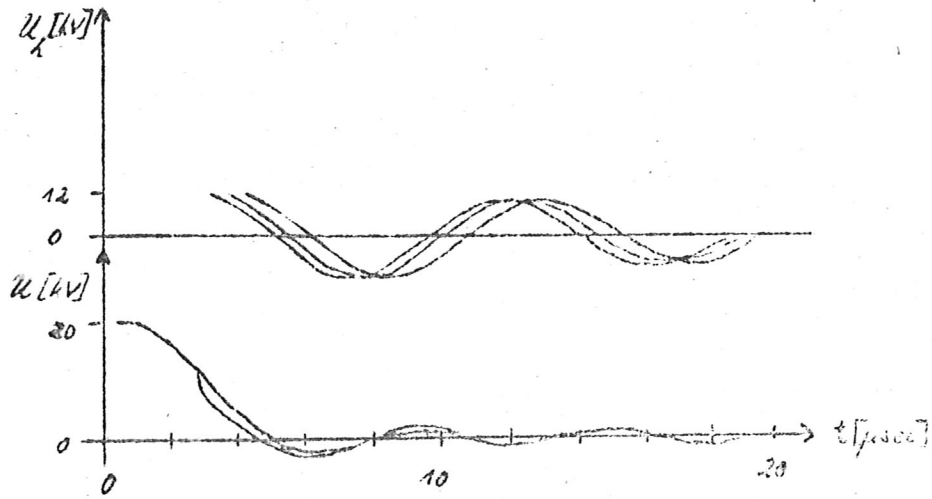


Bild 2: Spannung im Hilfskreis und im Hauptkreis

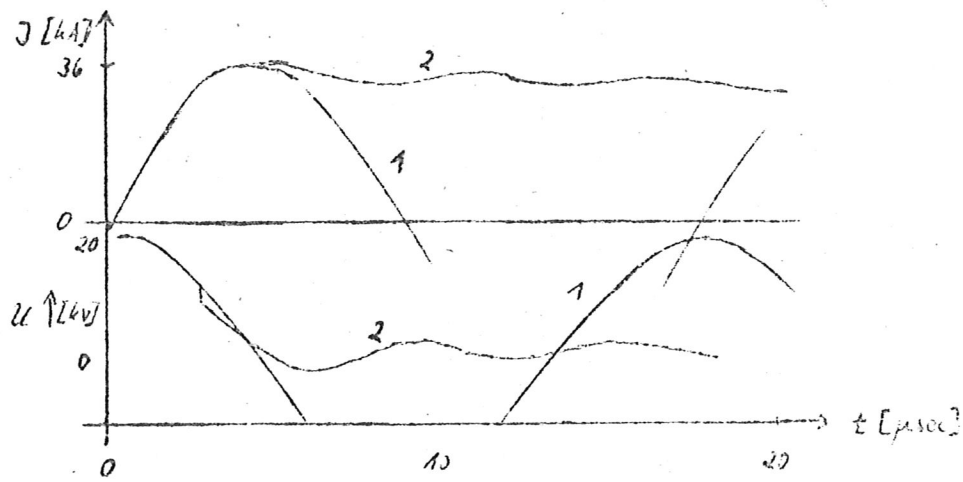


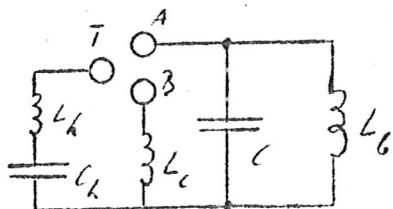
Bild 3: Strom und Spannung im Hauptkreis

(1) ohne Crowbar

(2) mit Crowbar

Anordnung 2b

Für die Anordnung 2b muß die Induktivität des Crowbarzweiges erdseitig liegen. Dann ergibt sich im Zeitpunkt des Durchschlages von T nach B die Spannung an B aus (Abb. 6)



$$\frac{U_k}{L_k + L_c} = \frac{U_B}{L_c}$$

Abb. 6 Anordnung 2b

Damit hier $U_B > U_0$ ist, muß $L_h < (k-1) L_c$ sein. Diese Forderung ist ungünstiger als die für die Anordnung 2a. Experimentelle Untersuchungen wurden daher nicht durchgeführt.

3.23 Prinzip 2

Statt den Stoßfaktor wie in der Anordnung 2 durch höhere Spannung im Hilfskreis zu vergrößern, kann dies auch dadurch geschehen, daß in die Crowbar-Funkenstrecke eine Mittelelektrode gebracht wird, die auf halbe Spannung aufgeladen wird. (Anordnung 3, Abb. 7a und b). Dann wird bei

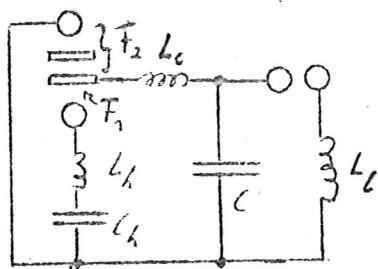


Abb. 7a

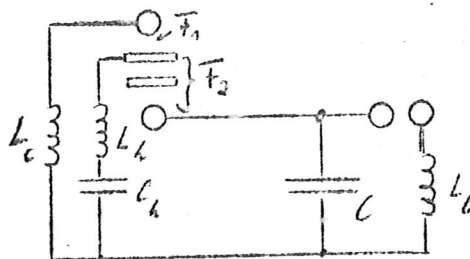


Abb. 7b Anordnung 3

$t = 0$ oder auch schon etwas vorher F_1 gezündet. Bei $t = 0$ wird das Potential der Mittelelektrode über ein Kabel abgesenkt, was

den Stoßfaktor in F_2 verdoppelt. Das Anbringen von Mittelelektroden in den Crowbar-Funkenstrecken kompliziert den Aufbau aber sehr und macht die Schaltung wesentlich störanfälliger. Es dürfte günstiger sein, größeren Aufwand im Hilfskreis im Sinne der Anordnung 2 zu treiben.

4. Zur Frage der Dimensionierung eines Crowbars für Scylla II

Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf die Anordnung 2a, da diese die wirksamste ist. Am Scylla II ist die Gesamtinduktivität 27 cm, die Induktivität jedes Kreises der zehn parallel geschalteten Kondensatorkreise ist 189 cm, wovon 110 cm auf den Kondensator entfallen. Da nach Gleichung (14) als oberste Forderung die Induktivität des Crowbarzweiges klein gegenüber der spulenseitigen Induktivität des Hauptkreises sein muß, muß jeder Kondensator mit einem Crowbarzweig versehen werden, der zwischen Kondensator und Funkenstrecke ansetzt.

Nach Gleichung (14) bestimmt das Verhältnis L_b/L_c die Restwelligkeit. Es wird kaum erforderlich sein, L_b/L_c größer als 10 zu machen, eventuell reicht auch 5. Die folgende Tabelle gibt für diese beiden Werte von L_b/L_c die Werte an, die für L_h nötig sind, damit für vorgesehene U_h die angegebenen Werte für U_A erreicht werden. Die Werte berechnen sich nach der Gleichung (15), es sind $L_b = 79$ cm und $L_a = 110$ cm.

	$L_b/L_c = 10$ $L_c = 8$	$= 5$ $= 16$ cm	
$U_h = 4 U_o$	$L_h = 54$ 90 162	62 cm 103 186	$U_A = 2$ U_o 1,5 U_o 1 U_o
$U_h = 3 U_o$	27 54 108	31 62 124	$U_A = 2$ U_c 1,5 U_o 1 U_o
$U_h = 2 U_o$	18 54	21 62	$U_A = 1,5$ U_o 1 U_o

$U_A = 1,5 U_o$ dürfte für ein sicheres Arbeiten des Crowbar-Schalters ausreichen. $U_A = 1 U_o$ kann auch noch ausreichen, wenn die Crowbar-Funkenstrecke zusätzlich getriggert wird. Die Größe von U_A bedingt aber wesentlich die Streuzeit.

Die Anwendbarkeit des betrachteten Schaltprinzips (Anordnung 2a) für einen Crowbar für Scylla II hängt lediglich davon ab, ob es gelingt, die Induktivität des Hilfskreises so klein zu machen, wie sie in der Tabelle angegeben ist.