

ETUDE THEORIQUE

SYSTEMES ISOLES AUTO-PROPULSES PAR DES FORCES ELECTROSTATIQUES

Paris, the 27th of May. 2012 - Edition 1

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	3
SYMBOLES ET CONVENTION D'ECRITURE.....	4
FORCE SUBIE PAR UN CONDUCTEUR.....	6
FORCE SUBIE PAR LES DIELECTRIQUES.....	7
QUEL INTERET PRESENTE L'ELECTROSTATIQUE ?.....	8
FORCE D'EXPANSION RESULTANT D'UNE GEOMETRIE ASYMETRIQUE DES ARMATURES.....	11

INTRODUCTION

L'électrostatique, dans l'enseignement général, est souvent étudiée d'une manière sommaire, en tant que préambule aux cours beaucoup plus importants et détaillés qui se rapportent à l'électrodynamique.

En fait, l'électrostatique est une science extrêmement complexe qui fait appel aux lois de la physique classique (domaine macroscopique), de la mécanique quantique (électron, trou, orbital...) et de la physique relativiste puisque tout champ vectoriel a la particularité de déformer le continuum d'espace-temps dans lequel il circule.

Jusqu'à présent, l'électrostatique a été considérée comme une science se rapportant à des conducteurs polarisés et qui sont en équilibre par suite de la symétrie des forces d'action-réaction.

Nous allons nous attacher à démontrer que l'équilibre entre des sous-systèmes matériels polarisés, constituant un système isolé, n'est en fait qu'un cas particulier.

Le présent document propose quelques exemples de réalisation, non limitatifs, qui permettent de **rompre cette symétrie** par :

- une géométrie adaptée des surfaces polarisées,
- l'utilisation de diélectriques correctement disposés,
- l'introduction de charges induites,
- une répartition judicieuse du potentiel entre $(2n+1)$ armatures polarisées.

Toutes les propositions formulées sont effectuées dans le vide d'air, requièrent un usinage quasi-parfait des armatures et l'emploi de diélectriques sans défaut.

SYMBOLES ET CONVENTION D'ECRITURE

Pour différencier le texte et les symboles, ces derniers seront indiqués entre parenthèses lorsque la clareté de l'exposé le rend nécessaire.

Les observateurs choisis sont dotés d'une horloge qui mesure le temps (t), d'un espace vectoriel, d'un espace affine euclidien et d'un référentiel.

Le référentiel lié au quantinum d'espace-temps sera considéré comme Galiléen et sera appelé (R_0) .

Nous utiliserons les symboles suivants :

- ϵ : coefficient de permittivité absolue,
- ϵ_0 : coefficient de permittivité relative du vide,
- ϵ_r : coefficient de permittivité relative d'un diélectrique,
- \vec{E} : champ vectoriel électrique (ou électrostatique),
- V : potentiel,
- ΔV : différence de potentiel,
- q : charge électrique,
- S : surface,
- v : volume,
- ρ : densité volumique de charge,
- σ : densité surfacique de charge,
- C : capacité d'un condensateur,
- W, T : énergie, travail,
- P : pression (énergie par unité de volume),
- $\left[\begin{array}{c} \dots \\ \dots \end{array} \right]_{\alpha}^{\beta}$: variation entre l'état initial (α) et l'état final (β),
- \vec{n} : vecteur unité sur la normale élevée sur l'élément de surface,
- \vec{i}, \vec{j} : vecteurs unités du référentiel (O, x, y) ,
- \vec{F} : force.

A un élément (armature, diélectrique, continuum...) sera attaché un référentiel (R) .

Une force qui agit entre deux éléments sera alors représentée par le symbole $\vec{F}(R_a I R_b)$, ce qui signifie que (\vec{F}) s'exerce entre les référentiels (R_a et R_b), et qu'elle est orientée du premier (R_a) vers le second (R_b).

Ainsi, $\vec{F}(R_a I R_b) = -\vec{F}(R_b I R_a)$.

Au symbole (\vec{F}), nous associerons les indices (\vec{i}) et (\vec{j}) qui correspondent aux vecteurs unités des axes (ox) et (oy) selon la direction de (\vec{F}) par rapport au référentiel Galiléen (R_0) attaché au continuum d'espace-temps, soit par exemple $\vec{F}_i(R_a I R_b)$ où la force (\vec{F}) est supportée par l'axe (ox) de vecteur unité (\vec{i}) et elle dirigée de (R_a) vers (R_b).

Une force qui agit sur deux référentiels matériels $\vec{F}(R_a I R_b)$ sera appelée **une force de liaison**.

Une force qui s'exerce entre un référentiel matériel (R_a) et le référentiel lié au continuum d'espace temps (R_0) sera appelée **une force d'action**.

FORCE SUBIE PAR UN CONDUCTEUR

On suppose que toutes les lois de l'électrostatique sont connues du lecteur. On limitera les rappels à la seule force subie par un conducteur.

L'énergie d'une distribution de charges est égale à $W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{i=n} q_i V_i$ où les charges électriques (q_i) sont portées au potentiel (V_i), et celle d'un condensateur est égale à $W = \frac{1}{2} q V = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}$, où C mesure la capacité.

La pression (P), au sens thermodynamique du terme, est égale à l'énergie par unité de volume, soit avec (e) écartement entre les armatures de surface (S) :

$$P = \frac{W}{v} = \frac{1}{2} q \frac{V}{v} = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C v} \text{ avec } C = \epsilon \frac{S}{e} \text{ (condensateur plan), } v = e S \text{ et } q = \sigma S, \text{ il vient:}$$

$$P = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C v} = \frac{1}{2} \frac{(\sigma S)^2}{C v} = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2 S^2}{\frac{\epsilon S}{e} e S} = \frac{\sigma^2}{2 \epsilon}$$

Avec un condensateur plan, on a l'équation suivante: $E = \frac{\sigma}{\epsilon}$ soit $P = \frac{\sigma^2}{2 \epsilon} = \frac{E^2 \epsilon^2}{2 \epsilon} = \epsilon \frac{E^2}{2}$

$$P = \epsilon \frac{E^2}{2}$$

Nous avons alors : $F = P S = \epsilon \frac{E^2}{2} S$ et, en prenant le vecteur unité à la normale (\vec{n}) élevée sur la surface (S), nous avons:

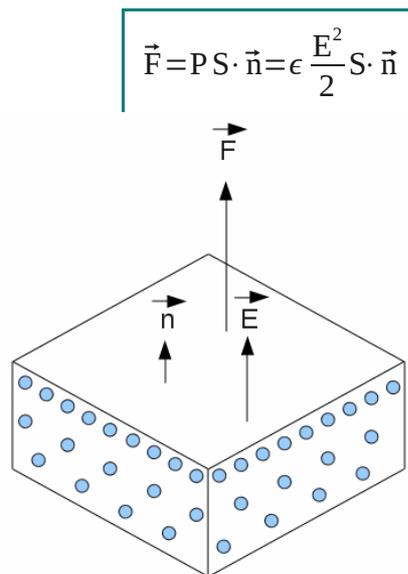


Figure 1

Il est extrêmement important de noter que cette force (appelée force d'expansion) est du type force d'action, soit $\vec{F}(R_a | R_0)$ puisqu'elle s'exerce entre une armature (R_a) et le continuum d'espace-temps (R_0) qui contient (\vec{E}).

Il est également important de noter que le vecteur (\vec{F}) est toujours supporté par la normale (\vec{n}) à la surface de l'élément polarisé. Si un diélectrique de coefficient de permittivité relative (ϵ_r) touche le conducteur, la force est multipliée par (ϵ_r) si le potentiel (V) est maintenu constant.

FORCE SUBIE PAR LES DIELECTRIQUES

En négligeant le champ dépolarisant qui règne à l'intérieur du diélectrique, nous pouvons dire schématiquement qu'un diélectrique :

- qui subit un champ vectoriel extérieur (\vec{E}), colinéaire à la surface de séparation entre le diélectrique ($\epsilon_0 \epsilon_r$) et le vide (ϵ_0), qui doit également être considéré comme un diélectrique, subit une force surfacique (voir figure 2) égale à :

$$f_s = \int_S \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \frac{E^2}{2} \cdot \vec{n} dS$$

orientée suivant la normale (\vec{n}) à l'élément (dS), et dirigée vers le vide, c'est à dire vers le plus faible coefficient de permittivité.

- qui subit un gradient de champ électrique (\vec{E}), engendre en son sein une force volumique (voir figure 3) égale à:

$$f_v = \int_v \vec{P} \text{grad } E \cdot dv$$

que l'on peut ramener à une force surfacique (étant entendu que $\int_v \rho dv = \int_S \sigma dS$) soit :

$$f_s = \int_S \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \frac{E^2}{2} \cdot \vec{n} dS$$

que l'on ramène sur (dS) où le champ électrique est constant.

QUEL INTERET PRESENTE L'ELECTROSTATIQUE ?

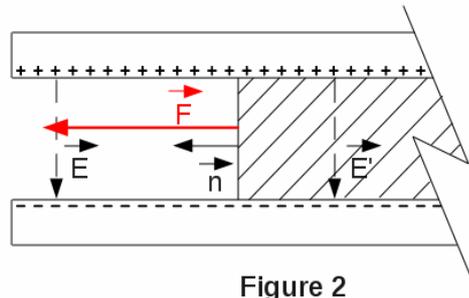


Figure 2

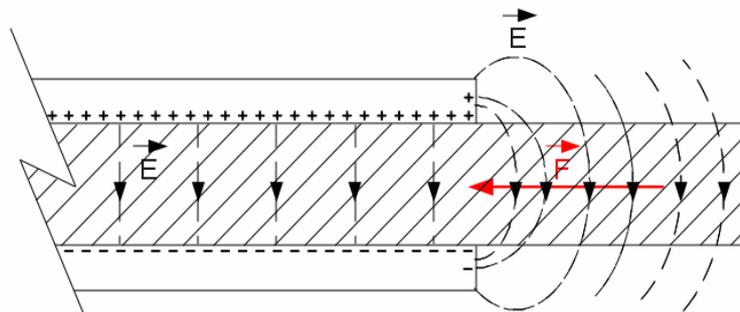


Figure 3

EnergyThic ©CopyRight 2012

L'électrostatique présente un double intérêt, en raison des forces d'expansion qui sont du type **force d'action** (puisque résultant de l'interaction de grandeurs scalaires polarisées sur un champ vectoriel) et parce qu'elle permet à l'homme de modeler à sa convenance ces forces, tant en module qu'en direction.

En mécanique, les forces qui agissent entre deux systèmes matériels (R_a) et (R_b) sont des forces de liaison qui agissent entre deux centres de gravité (voir figure 4).

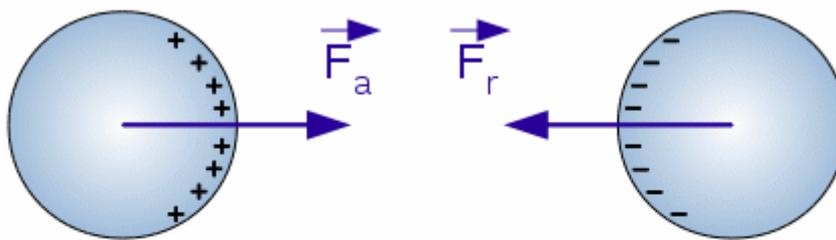


Figure 4

EnergyThic ©CopyRight 2012

Les forces $\vec{F}(R_a I R_b)$ et $\vec{F}(R_b I R_a)$ sont supportées par une même droite, ont même module et un sens opposé, donc:

En électrostatique, par contre, les forces d'expansion:

$$\vec{F}(R_a I R_b) + \vec{F}(R_b I R_a) = 0$$

- résultent d'une interaction entre les charges électriques (σ) portées par l'élément de surface (dS) (voir figure 5) et le champ vectoriel électrique (\vec{E}), soit $\vec{F} = \int_S \vec{E} \cdot \sigma dS$, il s'agit donc d'une force d'action,
- sont toujours portées par la normale (\vec{n}) à l'élément de surface (dS). Dès lors que la ligne de champ n'est pas rectiligne mais courbe, il apparaît que la force résultante est différente de zéro, comme schématisé figure 5.

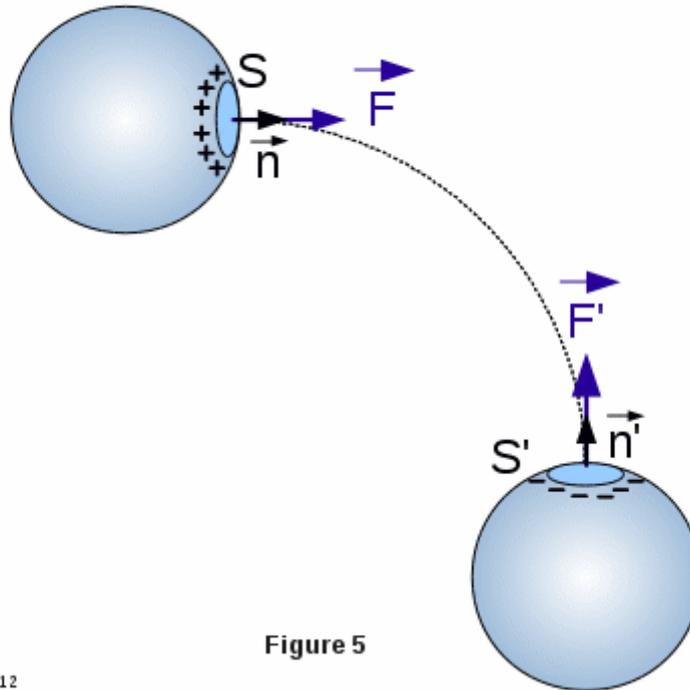


Figure 5

EnergyThic ©CopyRight 2012

Enfin, il convient de préciser, contrairement à une idée répandue, que ces forces d'expansion peuvent atteindre des chiffres astronomiques.

Vous trouverez ci-après quelques exemples de réalisation. Ils ne sont pas limitatifs.

Ils n'ont pour intérêt que de montrer différents modèles permettant de rompre la symétrie, c'est à dire d'obtenir une force d'expansion résultante différente de zéro.

FORCE D'EXPANSION RESULTANT D'UNE GEOMETRIE ASYMETRIQUE DES ARMATURES

Description

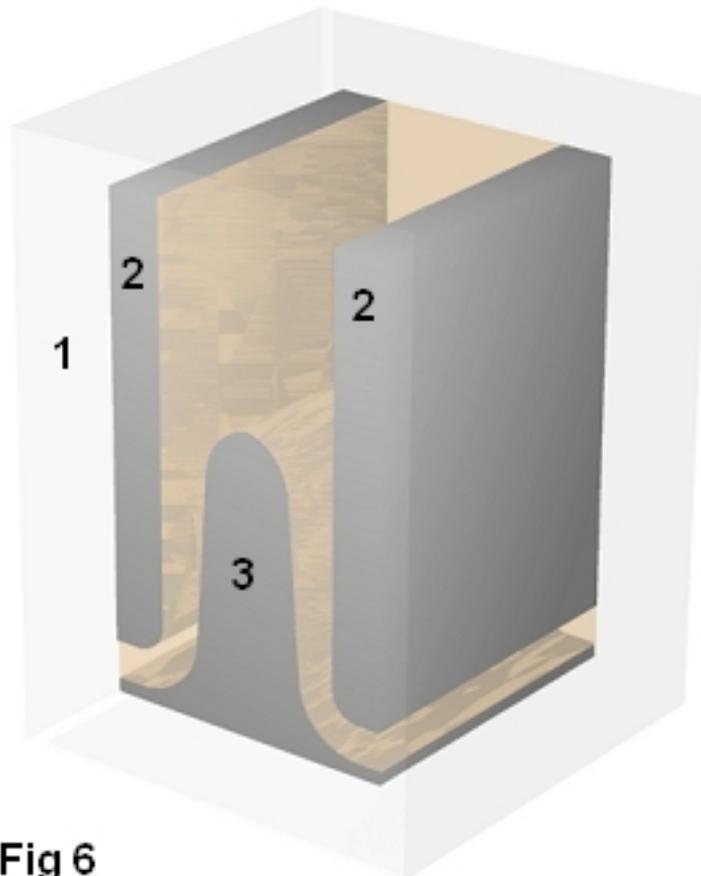


Fig 6

JLN Labs

Considérons un parallélépipède (repère 1) dans lequel nous fixons:

- sur les faces latérales, 2 armatures métalliques (repère 2) reliées au pôle négatif d'un générateur,
- sur la face inférieure, une armature métallique centrale (repère 3) reliée au pôle positif du même générateur.

On donne à l'extrémité supérieure de l'armature positive un profil appelé à **champ constant**, c'est à dire que le champ vectoriel $E = \frac{\sigma}{2\epsilon}$ est identique en tout point de l'armature, que ce soit dans sa partie plane ou courbe.

Ce profil est obtenu à l'aide de la théorie des transformations conformes.

L'équation paramétrique de ce profil est :

$$x = \log \sin \theta$$

$$y = -\theta$$

L'armature positive (repère 3) constitue une lame épaisse d'une épaisseur $(2e)$, l'écartement entre l'armature centrale (positive) et chaque armature latérale (négative) étant égale à (e) , avec $(e = 2\frac{\pi}{2})$ puisque :

x	$-\infty$	0	$-\infty$
y	0	$-\frac{\pi}{2}$	π

Naturellement, on ne doit pas donner le même profil à la partie haute et à la partie basse de l'armature centrale, sinon la force résultante serait nulle.

Il convient d'adopter une géométrie qui engendre une force différente à ces deux extrémités.

Il existe pour cela plusieurs solutions. Examinons celle qui consiste à donner (voir figure 6) :

- à la partie basse des armatures latérales une forme en quart de cercle (partie convexe),
- à la partie basse de chaque côté de l'armature centrale une forme en quart de cercle (partie concave), tout en conservant l'écartement (e) .

Le volume disponible entre les armatures est rempli avec un diélectrique solide, homogène et ayant un (ϵ_r) élevé. Si le parallélépipède est constitué avec le même diélectrique, nous obtenons un bloc de diélectrique dans lequel les armatures forment des inclusions.

Chargeons le condensateur puis isolons les armatures du condensateur.

Pour faciliter l'identification des forces, nous prendrons un référentiel (O, x, y) de vecteurs unités (i) et (j) et nous découperons le système isolé en 3 zones comportant (voir figure 7) :

- (A) la partie courbe supérieure de l'armature centrale,
- (B) la partie plane de l'armature centrale,
- (C) la partie courbe inférieure de l'armature centrale.

Identification des forces d'expansion

En zone A

Considérons (voir figure 8) un élément de surface (S_0) de l'armature centrale, suffisamment petit pour l'assimiler à une portion de plan.

Projetons (S_0) sur l'axe (Ox) , soit $(S_x = S_0 \cdot \cos \theta)$

Considérons la pression électrostatique P_0 qui s'applique sur la surface S_0 . Exprimons le produit $P_0 \cdot S_x$.

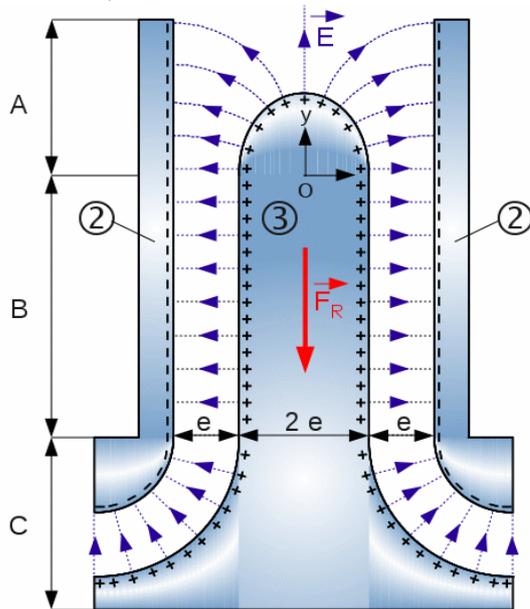


Figure 7

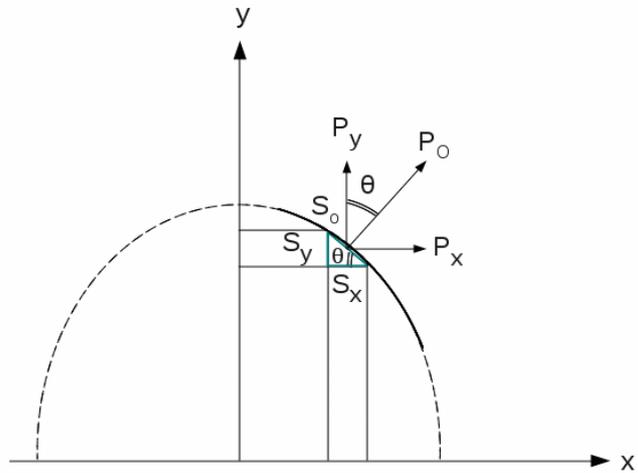


Figure 8

EnergyThic ©CopyRight 2012

Soit $P_0 \cdot S_x = P_0 \cdot (S_0 \cos \theta) = (P_0 \cos \theta) \cdot S_0 = P_y \cdot S_0$.

Donc : $P_0 \cdot S_x = P_y \cdot S_0$

De même: $P_0 \cdot S_y = P_0 \cdot (S_0 \sin \theta) = (P_0 \sin \theta) \cdot S_0 = P_x \cdot S_0$

Donc : $P_0 \cdot S_y = P_x \cdot S_0$ et $P_0 \cdot S_x = P_y \cdot S_0$

Or $F_i = P_x \cdot S_0$ et $F_j = P_y \cdot S_0$

Donc : $F_i = P_0 \cdot S_y$ et $F_j = P_0 \cdot S_x$.

Ainsi connaissant (\vec{E}) (n'oublions pas que le champ électrique est constant), on sait que $(E = \frac{\Delta V}{e})$, puis $(P_0 = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{E^2}{2})$ et (S_x) n'est autre que le maître couple de l'armature centrale soit $(2eL)$, donc :

$$\vec{F}_j (R_3/R_0) = P_0 S_x = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{E^2}{2} 2eL \cdot \vec{j}$$

Quant à la composante (\vec{F}_j) , elle a même module mais un sens opposé sur les deux faces opposées de l'armature positive, donc leur résultante est nulle.

Les lignes de champ sont toujours émises perpendiculairement à l'élément de surface. Les forces d'expansion qui sont engendrés sur les armatures négatives (repère 2) sont donc dans le plan (ox) et elles ont même module mais un sens opposé sur chaque armature négative, donc leur résultante est nulle (voir figure 7) .

Ainsi :

$$\vec{F}_j = \sum \vec{F}_j(R_3/R_0) = P_0 S_x = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{E^2}{2} 2 e L \cdot \vec{j} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{V^2}{e^2} e L \cdot \vec{j} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{V^2}{e} L \cdot \vec{j}$$

$$\vec{F}_j = \sum \vec{F}_j(R_3/R_0) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{V^2}{e} L \cdot \vec{j}$$

et

$$\vec{F}_i = \sum \vec{F}_i(R_2/R_0) = 0 \cdot \vec{i}$$

En zone B

Toutes les forces sont contenues dans le plan (Ox) , elles ont même module mais sont de sens contraire entre les armatures positive et négative, donc leur résultante est nulle.

$$\vec{F}_i = \sum \vec{F}_i(R_3/R_0) + \sum \vec{F}_i(R_2/R_0) = 0 \cdot \vec{i}$$

En zone C

Sur chaque côté du système isolé, les armatures positive et négative forment le quart d'un condensateur cylindrique.

Constatons tout de suite que nous pouvons donner la courbure que nous désirons (voir figure 9 et 10) au profil des armatures.

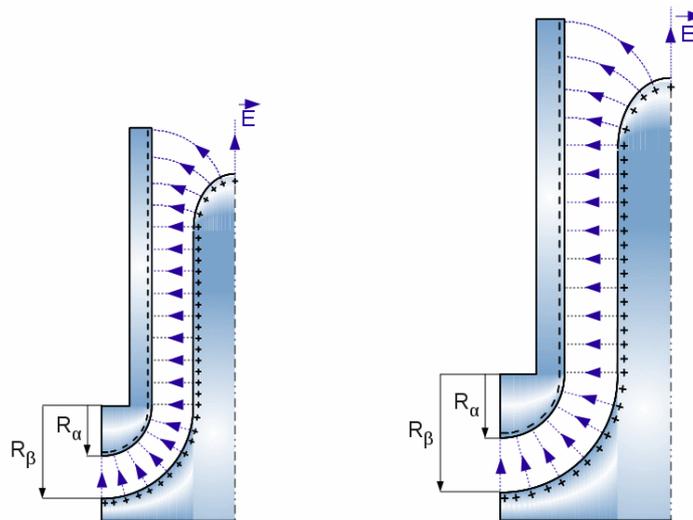


Figure 9

Figure 10

Appelons (R_α) le rayon intérieur de l'armature négative et (R_β) le rayon extérieur de l'armature positive. Nous avons toujours $(R_\beta = R_\alpha + e)$.

La capacité de chaque quart de condensateur cylindrique est égale à :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{2 \pi L}{4 \log \frac{R_\alpha}{R_\beta}}$$

La charge électrique (q) située sur chaque armature est égale à ($q = CV$). Mais nous devinons immédiatement que la densité des charges surfaciques (σ) sera plus grande sur la surface la plus petite, c'est à dire que (σ_α) sera plus grand que (σ_β) , soit :

$$\sigma_\alpha = \frac{q}{S_\alpha} = q \frac{1}{2 \pi R_\alpha L / 4} = q \frac{2}{\pi R_\alpha L}$$

$$\sigma_\beta = \frac{q}{S_\beta} = q \frac{1}{2 \pi R_\beta L / 4} = q \frac{2}{\pi R_\beta L}$$

Les forces d'expansion seront alors égales à:

- Sur l'armature négative

$$\sum \vec{F}(R_2/R_0) = P_0 S_\alpha = \frac{\sigma_\alpha^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} \cdot S_\alpha = \frac{q^2}{S_\alpha^2} \cdot \frac{S_\alpha}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{q^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r S_\alpha} = \frac{q^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{2 \pi R_\alpha L}{4}} = \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi R_\alpha L}$$

- Sur l'électrode positive

$$\sum \vec{F}(R_3/R_0) = P_0 S_\beta = \frac{\sigma_\beta^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} \cdot S_\beta = \frac{q^2}{S_\beta^2} \cdot \frac{S_\beta}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{q^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r S_\beta} = \frac{q^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{2 \pi R_\beta L}{4}} = \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi R_\beta L}$$

La force d'expansion qui s'exerce donc sur le petit rayon (R_α) est donc plus importante que celle qui s'exerce sur le grand rayon (R_β) .

Ces forces ont deux composantes (F_i) et (F_j) . Les composantes (F_i) s'annulent deux à deux par suite de la courbure inverse des quarts de cercle entre les deux côtés du système isolé.

Il ne subsiste que les composantes verticales (F_j) égales à:

$$(F_j)_\alpha = \frac{\int_{-\pi/2}^0 \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi R_\alpha L} \sin \theta d\theta}{\int_{-\pi/2}^0 d\theta} = \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi R_\alpha L} \frac{\int_{-\pi/2}^0 \sin \theta d\theta}{\int_{-\pi/2}^0 d\theta} = \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi R_\alpha L} \frac{[-\cos \theta]_{-\pi/2}^0}{[\theta]_{-\pi/2}^0} = \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi R_\alpha L} \frac{-2}{\pi}$$

Le même calcul est applicable à la composante $(F_j)_\beta$, cependant la force pointe dans la direction opposée dans ce cas, on a donc:

$$(F_j)_\alpha = -\frac{2q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi^2 R_\alpha L}$$

$$(F_j)_\beta = \frac{2q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi^2 R_\beta L}$$

D'où une force résultante:

$$(F_j)_R = (F_j)_\alpha + (F_j)_\beta = \frac{2q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi^2 R_\beta L} - \frac{2q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi^2 R_\alpha L} = \frac{2q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi^2 L} \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta} \right]$$

Et puisque $(q = CV)$, avec $C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{2\pi L}{4 \log \frac{R_\beta}{R_\alpha}}$

$$(F_j)_R = \frac{2V^2}{\epsilon_0 \epsilon_r \pi^2 L} \left[\epsilon_0 \epsilon_r \frac{2\pi L}{4 \log \frac{R_\beta}{R_\alpha}} \right]^2 \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta} \right]$$

La force donnée par la formule précédente correspond à la moitié du système capacitif complet. La force résultante totale doit être multipliée par un facteur 2. D'où:

$$(F_j) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r V^2 L}{\left[\log \frac{R_\beta}{R_\alpha} \right]^2} \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta} \right]$$

Force d'expansion résultante

Elle est égale à F_j (zone A) + F_j (zone B) + F_j (zone C) soit:

$$\vec{F}_{jR} = \sum (R_3/R_0 + R_2/R_0) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{V^2}{e} L + \frac{\epsilon_0 \epsilon_r V^2 L}{\left[\log \frac{R_\beta}{R_\alpha} \right]^2} \left[\frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta} \right]$$

$$\vec{F}_{jR} = \sum (R_3/R_0 + R_2/R_0) = \epsilon_0 \epsilon_r V^2 L \left[\frac{1}{e} + \frac{1}{(\log R_\beta / R_\alpha)^2} \cdot \frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta} \right]$$

La force d'expansion en zone A est dirigée vers (+y) et puisque $(R_\beta = R_\alpha + e)$, (R_β) est plus grand que (R_α) , et la force en zone C est dirigée vers (-y).

En conclusion nous pouvons dire que la géométrie différente des zones A et C a pour effet de rompre la symétrie des forces d'expansion qui agissent sur le système isolé.

Application numérique

Data

$$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m} \quad - \quad \epsilon_r = 3,5 \text{ F/m (résine epoxy)} \quad - \quad V = 100000 \text{ volt},$$

$$e = \frac{\pi}{2} \cdot 10^{-2} = 1.57 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad - \quad R_\alpha = 0.5 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad - \quad R_\beta = 2.07 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad - \quad L = 10^{-1} \text{ m}$$

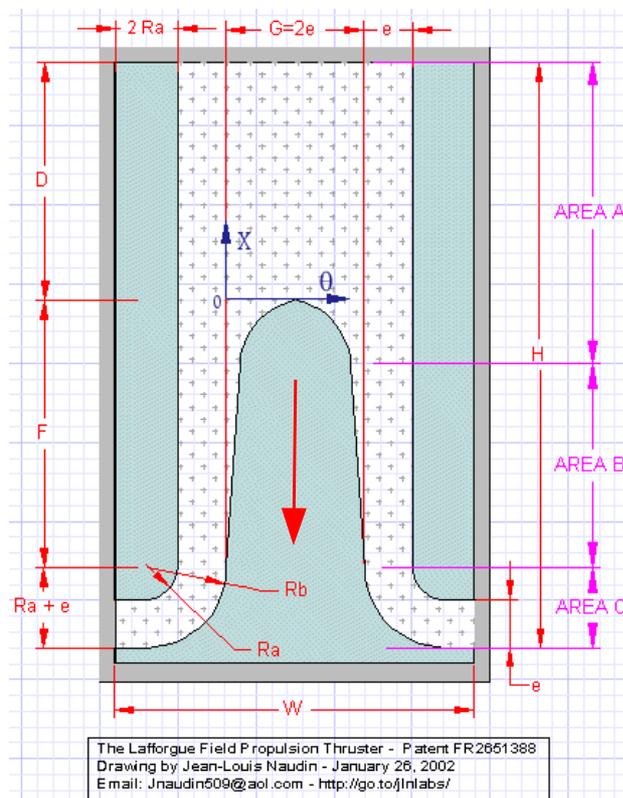
Calcul de la force résultante

$$\vec{F}_{R_j} \sum (R_3/R_0 + R_2/R_0) = \epsilon_0 \epsilon_r V^2 L \left[\frac{1}{e} + \frac{1}{(\log R_\beta/R_\alpha)^2} \cdot \frac{R_\alpha - R_\beta}{R_\alpha R_\beta} \right]$$

$$\vec{F}_{R_j} = \frac{8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 3.1 \cdot 10^{+10} \cdot 10^{-1}}{10^{-2}} \left[1/1.57 + \frac{1}{(\log 2.07/0.5)^2} \cdot \frac{0.5 - 2.07}{0.5 \cdot 2.07} \right]$$

$$\vec{F}_{R_j} = 1,973 - 12,344 = -10,371 \text{ N}$$

$$\vec{F}_{R_j} = -10,371 \text{ N} = -1,06 \text{ kgf}$$



$$W = 2e + 2e + 4R_\alpha$$

$$W = 2 \cdot 1.57 \cdot 10^{-2} + 2 \cdot 1.57 \cdot 10^{-2} + 4 \cdot 0.5 \cdot 10^{-2}$$

$$W = 8.28 \text{ cm}$$

Lafforgue's parametric equation for a profile at "E-Field constant"

by JL Naudin Email: jnaudin509@aol.com 01-26-02

Theta	X	Y
0,000100	-9,210340	-0,000100
0,001000	-6,907755	-0,001000
0,010000	-4,605187	-0,010000
0,039270	-3,237554	-0,039270
0,078540	-2,545178	-0,078540
0,117810	-2,140999	-0,117810
0,157080	-1,855118	-0,157080
0,196350	-1,634293	-0,196350
0,235619	-1,454807	-0,235619
0,274889	-1,304013	-0,274889
0,314159	-1,174359	-0,314159
0,353429	-1,060978	-0,353429
0,392699	-0,960547	-0,392699
0,431969	-0,870697	-0,431969
0,471239	-0,789679	-0,471239
0,510509	-0,716168	-0,510509
0,549779	-0,649133	-0,549779
0,589049	-0,587760	-0,589049
0,628319	-0,531394	-0,628319
0,667588	-0,479498	-0,667588
0,706858	-0,431632	-0,706858
0,746128	-0,387428	-0,746128
0,785398	-0,346574	-0,785398
0,824668	-0,308807	-0,824668
0,863938	-0,273903	-0,863938
0,903208	-0,241668	-0,903208
0,942478	-0,211935	-0,942478
0,981748	-0,184561	-0,981748
1,021018	-0,159418	-1,021018
1,060288	-0,136397	-1,060288
1,099557	-0,115404	-1,099557
1,138827	-0,096353	-1,138827
1,178097	-0,079174	-1,178097
1,217367	-0,063801	-1,217367
1,256637	-0,050182	-1,256637
1,295907	-0,038268	-1,295907
1,335177	-0,028019	-1,335177
1,374447	-0,019402	-1,374447
1,413717	-0,012388	-1,413717
1,452987	-0,006956	-1,452987
1,492257	-0,003087	-1,492257
1,531526	-0,000771	-1,531526
1,570796	0,000000	-1,570796

$$X = \text{Log}(\sin(\theta))$$

$$Y = -(\theta)$$

x	-∞	0	-∞
y	0	-π/2	-π

$$F = x_{\max} + e$$

$$F = 9.21 + 1.57 = 10.68 \text{ cm}$$

$$D = F = 10.68 \text{ cm}$$

$$H = D + F + R_{\beta} + 1$$

$$H = 10.68 + 10.68 + 2.07 + 1 = 24.5$$

$$H = 24.5 \text{ cm}$$

Sens d'évolution des paramètres sur la force résultante

$$\vec{F}_{j_R} = \epsilon_0 \epsilon_r V^2 L \left[\frac{1}{e} + \frac{1}{(\log R_{\beta}/R_{\alpha})^2} \cdot \frac{R_{\alpha} - R_{\beta}}{R_{\alpha} R_{\beta}} \right]$$

- En conservant (e=1.57 cm) constant et en faisant varier (R_{α})

R_{α} [cm]	20000	1000	100	50	5	0.5	0.1
\vec{F}_{j_R} [N]	-8.49	-8.49	-8.49	-8.49	-8.55	-10.37	-17.51

- En conservant ($R_\alpha=0.5\text{ cm}$) constant et en faisant varier (e)

$e[\text{cm}]$	0,0157	0,157	1,57	15,7	157
$\vec{F}_{j_R}[\text{N}]$	-849	-85.5	-10.37	-2.43	-0.97

L'intérêt est donc de choisir un rayon (R_α) et une épaisseur de diélectrique (e) les plus petits possible. L'épaisseur minimum (e) est cependant limitée par la rigidité du diélectrique, puisque plus (e) diminue et plus \vec{E} augmente pour une tension donnée.

Pour un diélectrique constitué d'air, le champ électrique maximum ne doit pas dépasser:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{disruptif air sec}} &= 36\,000 \text{ V/cm} \\ \vec{E}_{\text{disruptif air humide}} &= 10\,000 \text{ V/cm} \end{aligned}$$

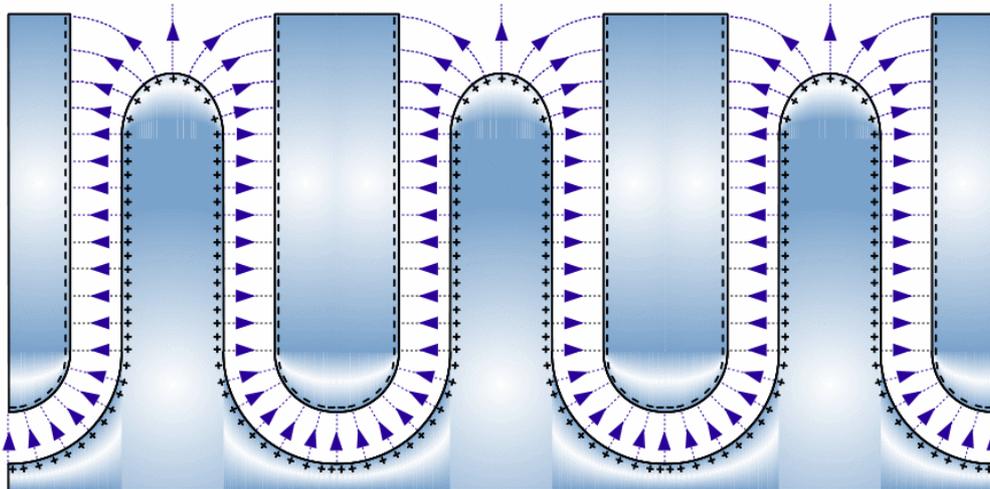


Figure 11

EnergyThic ©CopyRight 2012

Pour accroître la force d'expansion qui agit sur le système isolé, considérons le montage de (N) systèmes isolés en parallèle (voir figure 11 ci-dessus).

Avec une valeur ($R_\alpha=5 \cdot 10^{-3}\text{ m}$) et ($e=1.57 \cdot 10^{-2}\text{ m}$), un système occupe une largeur égale à: ($W=4e+4R_\alpha$). On a alors: $W=4 \cdot 1.57 \cdot 10^{-2} + 4 \cdot 5 \cdot 10^{-3}=8.28\text{ cm}$.

Pour $N=5$, la largeur du dispositif est de **41,40 cm** et la force propulsive est égale à:

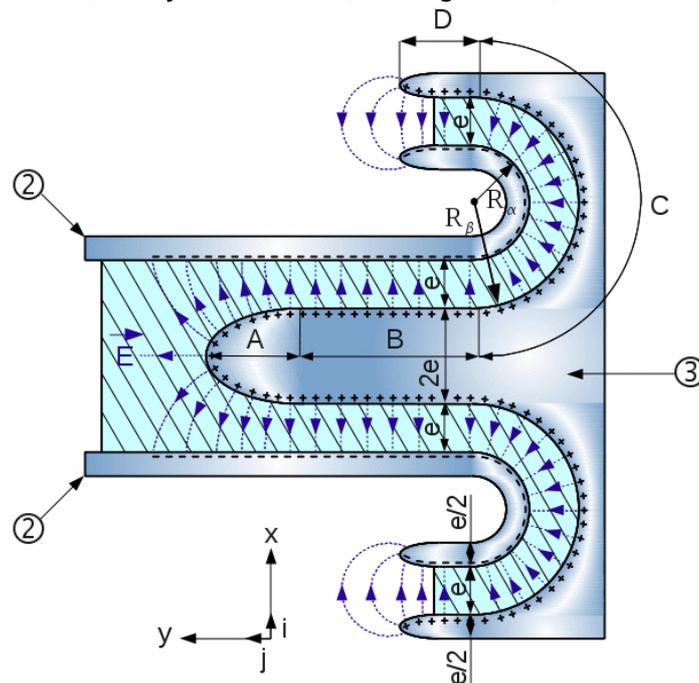
$$\vec{F}_{R_j} = -5 \cdot 10,371 \text{ N} = 51,8 \text{ N} = -5,3 \text{ kgf}$$

On note que chaque système ne perturbe pas son environnement sauf aux deux extrémités latérales où le champ électrique sort des armatures.

FORCE D'EXPANSION RESULTANTE D'UNE GEOMETRIE COMPLEXE DES ARMATURES ET D'UN DIELECTRIQUE CONVENABLEMENT PLACE

Description du dispositif

Conservons l'armature centrale à "champ constant" et les armatures latérales de l'exemple précédent, auxquelles nous allons apporter les modifications suivantes à la partie inférieure (zone C) du système isolé (voir figure 12).



EnergyThic ©CopyRight 2012

Figure 11

Prenons un (R_α) supérieur à l'épaisseur de l'armature négative ② et traçons un arrondi en forme de demi-cercle tant pour l'armature négative que positive ③: rayon (R_β) .

A la sortie de cet arrondi, donnons aux armatures (zone D) un autre profil également appelé à "champ constant", encore obtenu par la théorie des transformations conformes, et dont l'équation paramétrique est égale à:

$$x = 2L \log \cos \frac{\phi}{2} - \cos \phi$$

$$y = -\phi + \sin \phi$$

L'écartement entre les armatures est égale à (e) , tandis que l'épaisseur de chaque armature est égale à $\left(\frac{e}{2}\right)$.

Ce profil dirigé vers $(+y)$ permet d'obtenir un champ électrique constant, tant dans la partie centrale rectiligne (soit $E = \Delta \frac{V}{e}$) que dans la partie profilée aux extrémités.

La force d'expansion qui agit à ces deux extrémités des armatures est égale à:

$$F_j = P_0 \cdot S_x \vec{j} = \epsilon_0 \frac{E^2}{2} \cdot S_x \vec{j} = \epsilon_0 \frac{E^2}{2} \cdot 2 \left(\frac{e}{2} \right) L \vec{j} = \epsilon_0 \frac{E^2}{2} \cdot e L \vec{j}$$

Quant aux composantes (\vec{F}_i) , elles ont même module mais un sens opposé, leur résultante est donc nulle.

S'agissant du diélectrique, nous n'avons pas intérêt à le laisser sortir du système isolé, sinon il subirait une force d'expansion volumique $\left(f_v = \int_v P_0 \text{grad} \vec{E} dv \right)$, qui serait orientée vers le (\vec{E}) maximum, c'est à dire que le diélectrique subirait une force orientée vers $(-y)$.

Le diélectrique est donc coupé à la sortie du demi-cercle (voir figure 12). Les lignes de champ sont alors colinéaires à la surface de séparation entre le diélectrique solide et le vide (ϵ_0) qui doit également être considéré comme un diélectrique.