CORRECTION CCP MP 2002 : PHYSIQUE II

A. Etude d'une bobine à champ pulsé et de son alimentation

Partie I : Alimentation pour bobine à champ pulsé

1°) A l'instant initial la diode est bloquée donc le condensateur se décharge dans la bobine (et ceci tant que la diode reste bloquée, c'est à dire tant que V_A-V_B>0). On a donc un circuit RLC série :

$$V_C = \frac{q}{C} = V_L = RI_L + L\frac{dI_L}{dt}$$

D'après les orientations de I_L et V_C on a $I_L = -\frac{dq}{dt}$, on obtient donc l'équation différentielle suivante :

$$L\frac{d^2I_L}{dt^2} + R\frac{dI_L}{dt} + \frac{I_L}{C} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{d^2I_L}{dt^2} + 2\alpha\omega_0\frac{dI_L}{dt} + \omega_0^2 I_L = 0$$

On a $\Delta' = \alpha^2\omega_0^2 - \omega_0^2 = \omega_0^2(\alpha^2 - 1) < 0$

d'où : INCORPORER Equation.3

Les conditions initiales sont : IL(0)=0 (continuité aux bornes de la bobine)

et INCORPORER Equation.3 (continuité de la tension aux bornes du condensateur, la loi des mailles donne INCORPORER Equation.3)

On en déduit INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3

D'où : INCORPORER Equation.3

$$I_L(t) = \frac{2\alpha V_0}{R\sqrt{1-\alpha^2}} e^{-\alpha\omega_0 t} \sin\left(\omega_0\sqrt{1-\alpha^2}\,t\right)$$

VC=RIL(t)+L INCORPORER Equation.3 (t)

d'où :

INCORPORER Equation.3

$$V_C(t) = R\frac{2\alpha V_0 e^{-\alpha\omega_0 t}}{R\sqrt{1-\alpha^2}}\sin\left(\omega_0\sqrt{1-\alpha^2}\,t\right) + L\frac{2\alpha V_0 e^{-\alpha\omega_0 t}}{R\sqrt{1-\alpha^2}}\left(-\alpha\omega_0\sin\left(\omega_0\sqrt{1-\alpha^2}\,t\right) + \omega_0\sqrt{1-\alpha^2}\cos\left(\omega_0\sqrt{1-\alpha^2}\,t\right)\right)$$

Ce qui donne après simplification :

INCORPORER Equation.3 $$V_C(t) = V_0\, e^{-\alpha\omega_0 t}\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}\sin\left(\omega_0\sqrt{1-\alpha^2}\,t\right) + \cos\left(\omega_0\sqrt{1-\alpha^2}\,t\right)\right)$$

2°) INCORPORER Equation.3

INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3 (

Le premi

er maximum est obtenu pour p=1

INCORPORER Equation.3 A.N. : (1=5,27 10-2s

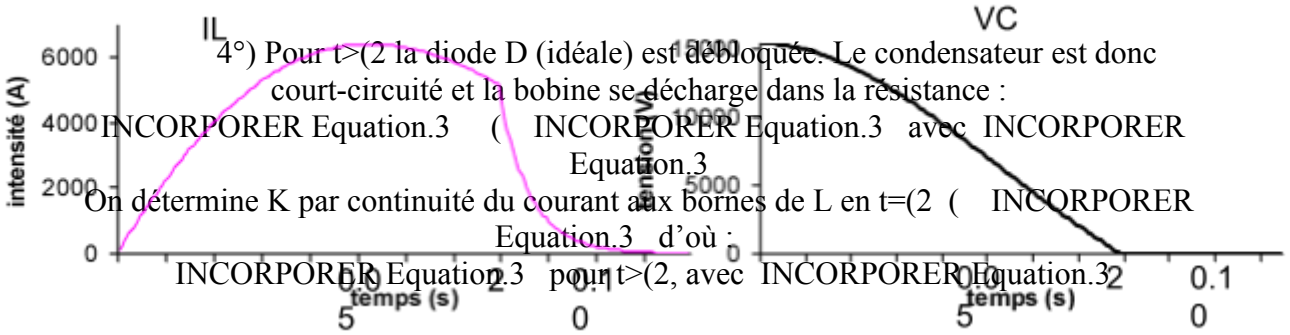
INCORPORER Equation.3 A.N. : ILm=6,41 103A

3°) Pour trouver (2 on résout VC=RIL(t)+L INCORPORER Equation.3 (t)=0

(INCORPORER Equation.3

(cf question I.1°))
(INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3
VC s'annule la première fois pour p=1
(INCORPORER Equation.3 A.N. : (2=7,95 10-2s

INCORPORER Equation.3
A.N. : IL((2)=5,
20 10-3A



4°) Pour t>(2 la diode D (idéale) est débloquée. Le condensateur est donc court-circuité et la bobine se décharge dans la résistance :
INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3 avec INCORPORER Equation.3
On détermine K par continuité du courant aux bornes de L en t=(2 (INCORPORER Equation.3 d'où :
INCORPORER Equation.3 pour t>(2, avec INCORPORER Equation.3

5°) INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3 A.N. : (3=0,227s

6°)7°) e=1/2CV02A.N. : e=3,00 106J=3 MJ !

8°) Pour t>>(2 IL(t) tend vers 0, donc il n'y a pas d'énergie stockée dans la bobine, de plus Vc=0, donc toute l'énergie initialement stockée dans le condensateur a été dissipée par effet Joule.

Partie II : Bobine pour champ magnétique intense pulsé

1°) Pour une surface dS=drdz du plan (INCORPORER Equation.3 , INCORPORER Equation.3) située entre R1 et R2 on a la relation suivante : JdS=IdS, or le nombre de spires enlacées par le contour de cette surface est ndz.mdr donc IdS=nmIdrdz.
On a donc Jdrdz=nmIdrdz (J=nmI
De plus les spires sont supposées circulaires d'axe INCORPORER Equation.3 , donc J est orthoradial :
INCORPORER Equation.3

2°) Tout plan perpendiculaire à INCORPORER Equation.3 est un plan de symétrie (puisqu'on considère le solénoïde comme infiniment long) donc INCORPORER Equation.3
Il y a invariance par rotation autour de INCORPORER Equation.3 et par translation le long de INCORPORER Equation.3 donc B(r,(,z)=B(r), d'où : INCORPORER Equation.3

3°) On sait qu'à l'extérieur d'un solénoïde infini le champ magnétique est nul donc, par superposition on a INCORPORER Equation.3 pour r>R2.
Pour R1<r<R2 on applique le théorème d'Ampère sur un contour rectangulaire dans le plan (INCORPORER Equation.3 , INCORPORER Equation.3), compris entre r et R2+, et entre z et z+l (l'orientation du courant n'étant pas précisée, on suppose que I est positif s'il tourne positivement autour de INCORPORER Equation.3 , et on oriente le contour tel que INCORPORER Equation.3 est suivant INCORPORER Equation.3) : INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3
(INCORPORER Equation.3 car B(R2+)=0

(INCORPORER Equation.3

Pour r<R1, en appliquant le théorème d'Ampère sur un contour identique compris entre r et R1-, on montre que INCORPORER Equation.3 est uniforme à l'intérieur du solénoïde.

Comme il n'y a pas de courant surfacique en R1, il y a continuité de INCORPORER Equation.3 .

Conclusion : INCORPORER Equation.3

4°) L'expression de la force de Laplace volumique est : INCORPORER Equation.3

INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3

5°) INCORPORER Equation.3

INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3

Or on a INCORPORER Equation.3 avec INCORPORER Equation.3 d'où :

INCORPORER Equation.3

Rem : Bien sûr par symétrie, la résultante de la force surfacique qui s'exerce sur toute la surface extérieure est nulle, mais la pression à tendance à faire éclater le solénoïde.

6°) On intègre l'énergie magnétique volumique sur une longueur l de solénoïde :

INCORPORER Equation.3 INCORPORER Equation.3 INCORPORER Equation.3

Pour obtenir l'énergie par unité de longueur, on divise par l :

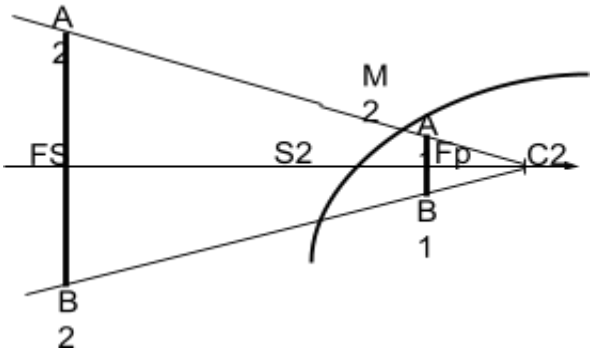
INCORPORER Equation.3

Rem : On peut vérifier que $U_{mag, linéique}=0$ pour $R_1=R_2$ puisqu'alors il n'y a plus de courant.

7°) L'énergie magnétique linéique et l'inductance linéique sont liées par :

Umag, linéique=1/2(I2 (

INCORPORER Equation.3



8°) On a L=l(, INCORPORER Equation.3 , INCORPORER Equation.3 d'où :

INCORPORER Equation.3

ou encore puisque INCORPORER Equation.3 :

INCORPORER Equation.3

9°) INCORPORER Equation.3 c'est donc une force qui a tendance à comprimer la bobine !

On a INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3

10°) INCORPORER Equation.3 A.N. : L=63,2 mH

INCORPORER Equation.3 A.N. : B=60,3 T

INCORPORER Equation.3 A.N. : p=5,96 108 Pa

INCORPORER Equation.3 A.N. : p'=3,08 108 Pa

p a tendance a faire éclater la bobine radialement vers l'extérieur et p' à la comprimer dans le sens de la longueur.

La limite d'élasticité qui nous est donnée est homogène à une pression ([N.mm-2]([Force/surface]) on supposera que c'est la limite de contrainte surfacique que peut subir le cuivre sans se rompre. Or 103 N.mm-2 = 109 Pa > p > p' donc la bobine ne se casse pas !

B. Déphasage d'une onde au passage par un foyer

Partie I : Passage d'une onde sphérique par son centre

1°) Le principe d'Huygens-Fresnel comporte :
- la contribution d'Huygens (1678) : la lumière se propage de proche en proche, chaque point atteint par elle se comporte comme une source secondaire qui réémet des ondelettes sphériques dont l'amplitude est proportionnelle à l'élément de surface.
- la contribution de Fresnel (1818) : l'amplitude complexe de la vibration lumineuse en un point est la somme des amplitudes complexes des vibrations produites par toutes les sources secondaires ; on dit que toutes ces vibrations interfèrent pour donner la vibration au point considéré.
La vibration lumineuse en P (((P)) est donc la somme des ondelettes émises par chaque point M. Ces ondelettes sont des ondes sphériques INCORPORER Equation.3 d'amplitude proportionnelle à la vibration incidente en M et à la surface de la source secondaire, donc A=(0(M)dS.
[(] = [(] [(] [L2] / [L] ([(] = [L-1] (est homogène à l'inverse d'une longueur.

Le terme 1/i signifie que l'onde secondaire émise en M est déphasée de -(/2 par rapport à l'onde incidente arrivant en M.

2°) a) M(x,y,z) et P(0,0,() donc INCORPORER Equation.3
Mettons (2 en facteur INCORPORER Equation.3
De plus on a CM=R (INCORPORER Equation.3 d'où INCORPORER Equation.3
On en déduit INCORPORER Equation.3 or z<<x,y donc INCORPORER Equation.3
Le développement limité donne (puisque x,y<<R, () INCORPORER Equation.3
D'où INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3 donc (=1/2

b) INCORPORER Equation.3 or dans cette intégrale MP apparaît à deux endroits : dans la fonction INCORPORER Equation.3 on peut se limiter à un développement limité du premier ordre car c'est une fonction qui varie lentement ; en revanche dans l'exponentielle complexe il faut conserver la variation en fonction de x et y, car c'est une fonction dont les valeurs changent radicalement quand MP varie seulement de l'ordre de (=2(/k.
On obtient donc : INCORPORER Equation.3
Enfin, puisque le domaine d'intégration D est la sphère qui constitue une surface équiphase on a (0(M)=Cte=(0 (M. Et avec k=2(/(on a donc :
INCORPORER Equation.3 et donc INCORPORER Equation.3

c) On utilise la formule fournie par l'énoncé pour calculer l'intégrale :
INCORPORER Equation.3
et donc INCORPORER Equation.3 . On a bien ((P) proportionnel à :
INCORPORER Equation.3 et donc INCORPORER Equation.3

3°) Si (>R alors (2<0. Donc pour (=R- la phase de l'onde en P(R-) est INCORPORER Equation.3 , mais dès que (>R le terme en (2<0 introduit un déphasage de (supplémentaire :
INCORPORER Equation.3
Il y a donc un déphasage de (au passage d'un point de convergence.

Partie II : Franges de Meslin

1°) Les sources S1 et S2 sont des sources secondaires issues d'une même source primaire pour assurer leur cohérence et pouvoir ainsi sommer les vibrations :

((P)= (1(P)+ (2(P) INCORPORER Equation.3
L'intensité lumineuse en M est la valeur moyennée dans le temps du carré de la vibration résultante de la superposition des deux ondes : I(P)=<(2(P)>=1/2(((P)(2 d'où :
INCORPORER Equation.3

$$I(P)=\frac{\psi_0^2}{2}\left|\frac{\exp(ikr_1)}{r_1}+\frac{\exp(ikr_2)}{r_2}\exp(i\varphi_0)\right|^2=\frac{\psi_0^2}{2}\left(\frac{1}{r_1^2}+\frac{1}{r_2^2}+\frac{1}{r_2r_1}\left(\exp(ik(r_1-r_2)-i\varphi_0)+\exp(-ik(r_1-r_2)+i\varphi_0)\right)\right)$$

Ce qui donne INCORPORER Equation.3 $I(P)=\frac{\psi_0^2}{2}\left(\frac{1}{r_1^2}+\frac{1}{r_2^2}+\frac{2}{r_2r_1}\cos(k(r_1-r_2)-\varphi_0)\right)$ et puisque r1r2r, k=2(/(, et que INCORPORER Equation.3 est l'intensité lumineuse issue d'une source arrivant en P :

INCORPORER Equation.3 $I(P)=2I_0\left(1+\cos\left(\varphi_0+2\pi\frac{(r_2-r_1)}{\lambda}\right)\right)$ Les franges sont définies par r2-r1=Cte ce sont donc des hyperboloïdes de révolution d'axe S1S2. Dans un plan perpendiculaire à S1S2, les franges sont donc des cercles.2°) a) k=2/A.N. : k=1,16 107 m-1=kcA.N. : ω=3,47 1015 rad.s-1ω=ω/2ωA.N. : ω=5,52 1014 Hzω=543,5nm correspond à la radiation verte.

b) (0=2(/(((SF2)-(SF1))
Le théorème de Malus permet d'affirmer que le plan perpendiculaire à l'axe optique contenant L1 est un plan équiphase.
D'autre part le stigmatisme de la lentille impose que le chemin optique correspondant à la traversée de L1 et au trajet jusqu'à F1 est égale à celui de la traversée de L2 et au trajet jusqu'à F2. On en déduit donc que (SF2)-(SF1)=d et donc :
INCORPORER Equation.3

c) (1=2(/((F1P)+(le déphasage de (est dû au passage par le point de convergence. On a donc :
INCORPORER Equation.3

d) (2=((F2)-2(/((F2P) or (0=((F2)- ((F1)= ((F2) puisque qu'on prend ((F1)=0. D'où :
INCORPORER Equation.3

3°) a) En utilisant le résultat de la question II.1°) on obtient :
INCORPORER Equation.3 $I(P)=2I_0(1+\cos(\varphi_1-\varphi_2))$ INCORPORER Equation.3
$I(P)=2I_0\left(1+\cos\left(\frac{2\pi(r_1+r_2-d)}{\lambda}+\pi\right)\right)$ ou encore INCORPORER Equation.3
$I(P)=2I_0\left(1+\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(r_1+r_2)+\pi-\frac{2\pi d}{\lambda}\right)\right)$ et donc INCORPORER Equation.3
$I(P)=2I_0\left(1+\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(r_1+r_2)+\pi-\frac{2\pi d}{\lambda}\right)\right)$ et INCORPORER Equation.3
$I(P)=2I_0\left(1+\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(r_1+r_2)+\pi-\frac{2\pi d}{\lambda}\right)\right)$ A.N. : =1,16 107 m-1 =-2,31 104Les franges d'interférences sont définies par F1P + F2P = Cte ce sont donc des demi ellipsoïdes de révolution. Leur intersection avec un plan perpendiculaire à (F1F2) donne des demi-cercles centrés sur l'axe (F1F2).

b) Le champ d'interférence est de taille maximale lorsque l'on place le plan d'observation de telle manière à ce qu'il passe par le point qui forme le sommet du triangle que constitue la zone de recouvrement des deux faisceaux.
On a les relations suivantes dans les triangles formés par les lentilles et les foyers (avec x la position du plan d'observation par rapport à F1).
Dans le triangle 1 : INCORPORER Equation.3 , dans le triangle 2 : INCORPORER Equation.3 d'où INCORPORER Equation.3 et INCORPORER Equation.3
A.N. : L= 10-4m = 0,1mm

c) Dans le plan méridien de F1F2 on a r1=r2=r avec INCORPORER Equation.3
Or les franges sombres sont définies par (1-(2=p((INCORPORER Equation.3 d'où :
INCORPORER Equation.3 n((
L'encadrement de r donne l'encadrement de n :
INCORPORER Equation.3 A.N. : INCORPORER Equation.3
Il y a donc 19 franges sombres sur l'écran.

d) Relation de conjugaison : INCORPORER Equation.3
Grandissement : INCORPORER Equation.3
Or x'=f+l
D'où : INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3 A.N. : (=-60

Partie III : Coronographes

1°) a) Le foyer d'un miroir sphérique concave est tel que :
INCORPORER Equation.3 A.N. : INCORPORER Equation.3 =9,986m
On trouve l'image de FP par le miroir 2 en utilisant les relations de conjugaisons pour un miroir convexe : INCORPORER Equation.3 INCORPORER Equation.3 (INCORPORER Equation.3
Or INCORPORER Equation.3
A.N. : INCORPORER Equation.3 =-9,345 m

b) Soit A1B1 l'image du soleil par MP, elle se situe dans le plan focal image et a pour taille :
INCORPORER Equation.3 $V_C = \frac{q}{C} = V_L = RI_L + L\frac{dI_L}{dt}$ .Soit A2B2 l'image de A1B1 par le miroir 2, elle se situe dans le plan perpendiculaire à l'axe optique passant par FS cf : III 1°) a)). On a INCORPORER Equation.3 $V_C = \frac{q}{C} = V_L = RI_L + L\frac{dI_L}{dt}$ et donc INCORPORER Equation.3 $V_C = \frac{q}{C} = V_L = RI_L + L\frac{dI_L}{dt}$ A.N. : A2B2= 0,48 mPour occulter l'image du soleil, et ne laisser passer que la couronne, il faut placer en FS un diaphragme opaque de diamètre D=0,48 m.c) On sait que la figure de diffraction à l'infini d'une fente rectangulaire de largeur D est une série de tâches lumineuses d'intensité décroissante dont les minima se situent en INCORPORER Equation.3 avec p((*.
La largeur angulaire totale du maximum principal est donc INCORPORER Equation.3 , dans le foyer du miroir Mp cela donne donc une image de taille (cf : III 1°) b)) INCORPORER Equation.3 .
La taille du maximum principal et des deux premières taches secondaires est obtenue de la même manière avec -2(p(2 (INCORPORER Equation.3

On obtient la taille de l'image de ces trois taches au foyer secondaire du télescope en utilisant le résultat de III 1°) b) : INCORPORER Equation.3
Le diamètre minimal pour occulter ces tâches au foyer secondaire est donc :
INCORPORER Equation.3 A.N. : (= 5,70 10-4 m=0,57 mm

2°) a) FS est au foyer de L1, l'image de l'étoile est envoyée à l'infini (faisceau parallèle). La lentille L2 placée sur le trajet 2, permet de faire passer le faisceau par un point de focalisation, ce qui entraîne un déphasage de (. Enfin la lentille L3 projette l'image de l'étoile sur un écran placé dans son plan focal.
Rem : Le Michelson est réglé en lame d'air ((=0 avec (inclinaison relative de M1 par rapport à M2 après rotation de (/2), la différence de longueur entre les deux bras du Michelson (d) n'est pas nulle car il faut compenser le chemin optique introduit par la lentille L2. d est réglé tel que la différence de marche (FSFS')2-(FSFS')1 est nulle, la différence de marche totale se réduit donc à (due au passage par le point de convergence.
De plus il faut négliger ou bien compenser la variation d'intensité introduit par la lentille L2 (absorption, réflexion) afin que I1(FS')= I2(FS').
Toutes ces conditions étant remplies, on obtient des interférences destructives en FS', l'image de l'étoile disparaît !

b) Le système présenté précédemment est achromatique puisque le seul déphasage intervenant, est dû au passage par un point de convergence et est indépendant de la longueur d'onde. En revanche, on sait que les lentilles ne sont jamais parfaitement achromatiques, ce qui introduit une perturbation dans l'expérience !

Lorsque l'on observe une étoile et son environnement proche, cet instrument permet, de faire disparaître la lumière provenant de l'étoile, et faire ainsi ressortir celle qui provient des objets aux alentours.