

ELECTRONIQUE DE PUISSANCE

Chapitre 5

*Convertisseur de fréquence
à circuit intermédiaire à tension continue
(CONVERTISSEUR U).*

T A B L E D E S M A T I E R E S

PAGE

5. CONVERTISSEUR DE FREQUENCE A CIRCUIT INTERMEDIAIRE A TENSION CONTINUE (CONVERTISSEUR U).....	3
5.1 GÉNÉRALITÉS	3
5.2 RÉALISATION DES BRANCHES DE L'ONDULEUR.	3
5.3 FONCTIONNEMENT DE L'ONDULEUR TRIPHASÉ.....	4
5.4 COMMANDE RECTANGULAIRE.....	5
5.4.1 <i>Allure des tensions de branches et de phases</i>	5
5.4.2 <i>Onde fondamentale et harmoniques de la tension de phase.</i>	7
5.4.3 <i>Représentation du fonctionnement de l'onduleur par phaseurs spatiaux</i>	8
5.4.4 <i>Schéma équivalent de la charge de l'onduleur à pulsation</i>	10
5.4.5 <i>Allure des courants de phases pour une commande rectangulaire</i>	11
5.5 COMMANDE À PULSATION DE LA TENSION	16
5.5.1 <i>Généralités</i>	16
5.5.2 <i>Fonctionnement idéalisé de l'onduleur à pulsation</i>	16
5.5.3 <i>Modulation sinusoïdale des tensions de branches</i>	21
5.5.4 <i>Modulation des tensions de branches avec la condition que $T_0=T_7$</i>	27
5.5.5 <i>Schéma équivalent</i>	33
5.5.6 <i>Phaseurs spatiaux de tension et de courant</i>	35
5.5.7 <i>Reconstitution des courants de phases</i>	37
5.5.8 <i>Courant continu dans le circuit intermédiaire</i>	37
5.5.9 <i>Variation de la tension du point neutre</i>	39

Bibliographie

5. CONVERTISSEUR DE FREQUENCE A CIRCUIT INTERMEDIAIRE A TENSION CONTINUE (CONVERTISSEUR U).

5.1 GÉNÉRALITÉS

Ce type de convertisseur de fréquence est également appelé convertisseur U où le symbole U rappelle le circuit intermédiaire à tension continue U. Il est constitué d'un transformateur et d'un pont redresseur à diode permettant l'obtention d'une tension continue séparée galvaniquement du réseau triphasé et dont la valeur est fixée en fonction de l'application. Du circuit intermédiaire à tension continue ainsi créée, un onduleur constitué de trois branches alimente une charge. Dans ce chapitre, nous nous limiterons à des charges de type symétriques, connectée en étoile avec le neutre flottant. Les branches de l'onduleur sont équipées de semi-conducteurs de puissance permettant la commutation de la tension du circuit intermédiaire U_e ou de son retour sur une des bornes de la charge. Figure 5-1 illustre ce type de montage.

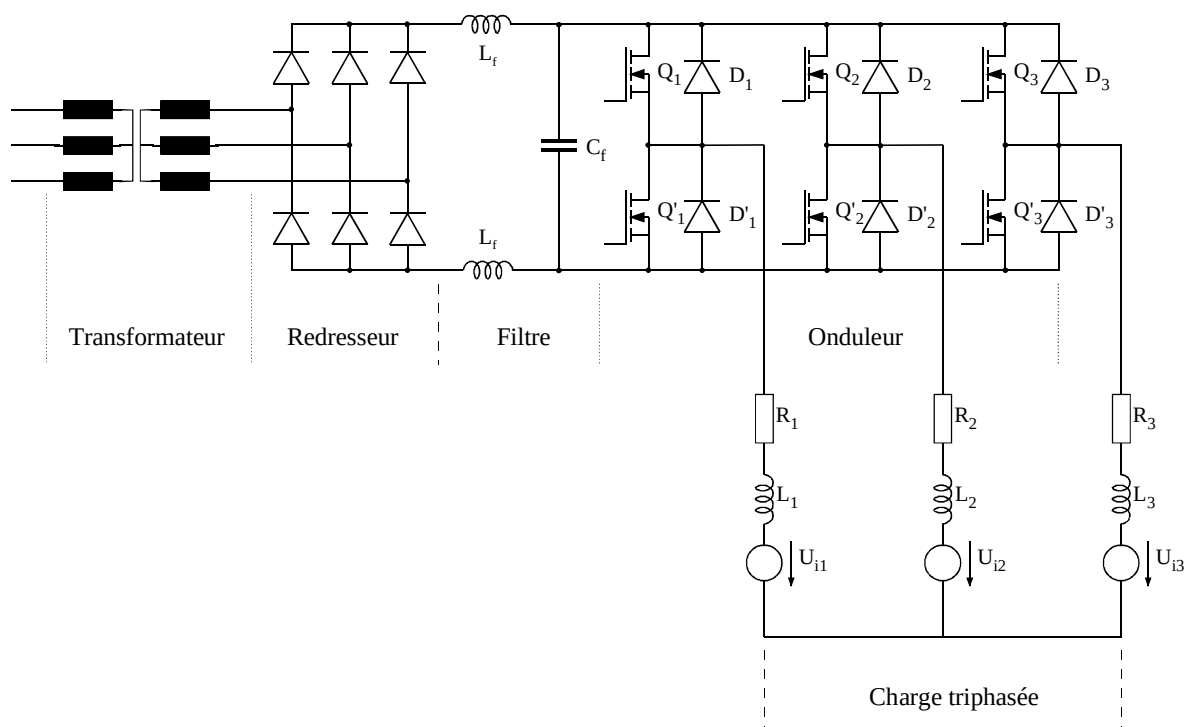


Figure 5-1 : Convertisseur de fréquence à circuit intermédiaire à tension continue (convertisseur U)

Chaque branche de l'onduleur peut être enclenchée librement et fonctionne donc le plus souvent à pulsation. Par conséquent, on parle aussi d'onduleur à pulsation. La variation de la fréquence et de l'amplitude de la tension alternative (tension aux bornes de la charge) a lieu dans l'onduleur. Dans le circuit intermédiaire, il y a un condensateur C. Il permet de lisser la tension continue U_E redressée. De plus, il sert de condensateur tampon et prend en charge les variations rapides du courant dans le circuit intermédiaire.

5.2 RÉALISATION DES BRANCHES DE L'ONDULEUR.

Comme pour le variateur de courant continu à pulsation bidirectionnel, chaque branche de l'onduleur est constituée de deux éléments de commutation et de deux diodes en parallèle.

Les éléments de commutation doivent pouvoir travailler en commutation forcée. Les possibilités de réalisation sont donc multiples et dépendent principalement de la puissance mise en jeu. dans le cadre de ce cours nous nous limiterons aux types commandables en fermeture et en ouverture

- Transistor bipolaire (<100kW)
- IGBT (<100kW)
- MOSFET (<20kW)

Les diodes en parallèles avec les éléments de commutation ne sont pas des éléments de protection. Elles servent à assurer la continuité du courant dans la charge inductive. Les éléments supplémentaires de protection sont fonctions du type d'élément de commutation choisis.

5.3 FONCTIONNEMENT DE L'ONDULEUR TRIPHASÉ.

On considère le schéma de principe de l'onduleur représenté par la Figure 5-2. On distingue, d'une part les tensions de branches u_{10} , u_{20} , u_{30} mesurées par rapport à la borne (-) de la tension U_E et d'autre part, les tensions de phases u_1 , u_2 , u_3 mesurées par rapport à un neutre flottant N. On suppose la charge triphasée symétrique mais d'une manière générale, étant donné que l'onduleur fonctionne de manière autonome, la configuration de la charge est un problème auxiliaire.

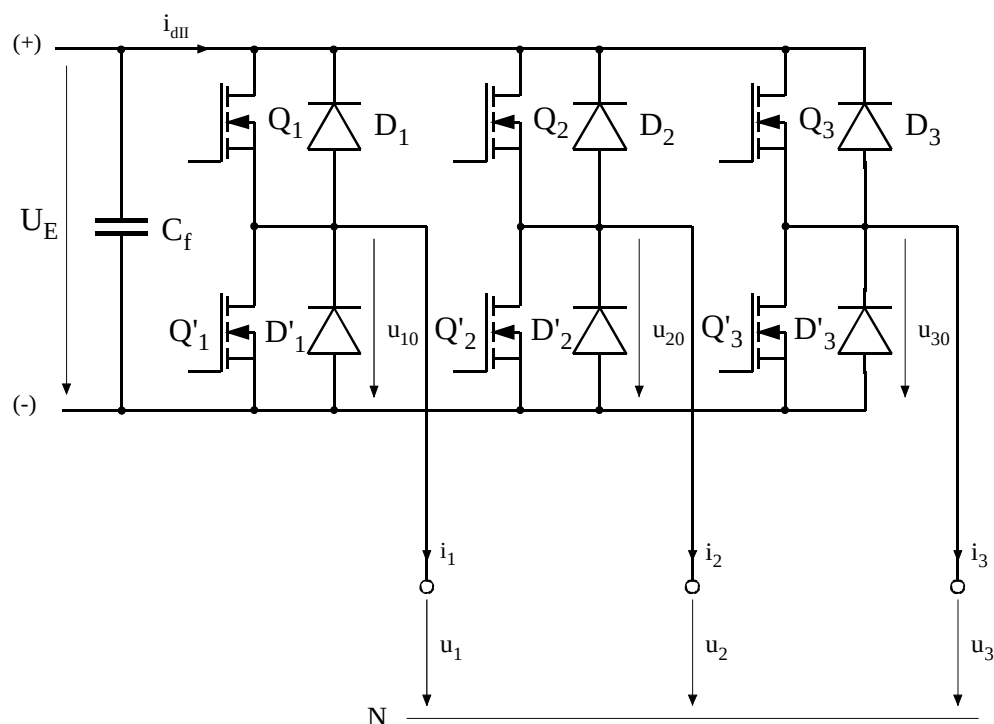


Figure 5-2 : Schéma de principe de l'onduleur triphasé

Les tensions de branches u_{k0} (avec $k=1, 2$ et 3) peuvent être imposées par une commande appropriée des commutateurs électroniques (contacteurs statiques). On peut alors déterminer les tensions u_{k0} à la sortie de l'onduleur.

On a

$$\begin{aligned} -u_{10} + u_1 - u_2 + u_{20} &= 0 \\ -u_{10} + u_1 - u_3 + u_{30} &= 0 \end{aligned} \quad 5.1$$

Dans une charge triphasée symétrique (sans composante homopolaire) avec point neutre flottant, on a

$$\begin{aligned} u_1 + u_2 + u_3 &= 0 \\ i_1 + i_2 + i_3 &= 0 \end{aligned} \quad 5.2$$

à l'aide des relations 5.1 et 5.2 on obtient

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_{10} - u_{20} - u_{30}) \\ u_2 &= \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_{20} - u_{10} - u_{30}) \\ u_3 &= \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_{30} - u_{20} - u_{10}) \end{aligned} \quad 5.3$$

Selon la conduction des contacteurs statiques ou des diodes dans une branche onduleur, les tensions de branches u_{k0} peuvent être égales soit à U_E ou à 0.

Remarques :

Si la charge présente une composante homopolaire ($u_0 = \frac{1}{3} \cdot (u_1 + u_2 + u_3)$), la relation 5.3 devient

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_{10} - u_{20} - u_{30}) + u_0 \\ u_2 &= \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_{20} - u_{10} - u_{30}) + u_0 \\ u_3 &= \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_{30} - u_{20} - u_{10}) + u_0 \end{aligned} \quad 5.4$$

5.4 COMMANDE RECTANGULAIRE

5.4.1 Allure des tensions de branches et de phases

Dans le cas le plus simple, elles varient de manière rectangulaire en fonction du temps, comme le montre la Figure 5-3. Elle représente aussi l'allure des tensions de phases u_k , construites selon les relations 5.3.

Comme on le voit, les tensions de phases u_k possèdent une allure par gradins Avec une amplitude égale à $2U_E/3$. Elles sont décalées de $T/3$ l'une par rapport à l'autre, où T est la période fondamentale des tensions de l'onduleur triphasé. On parle alors de commande rectangulaire.

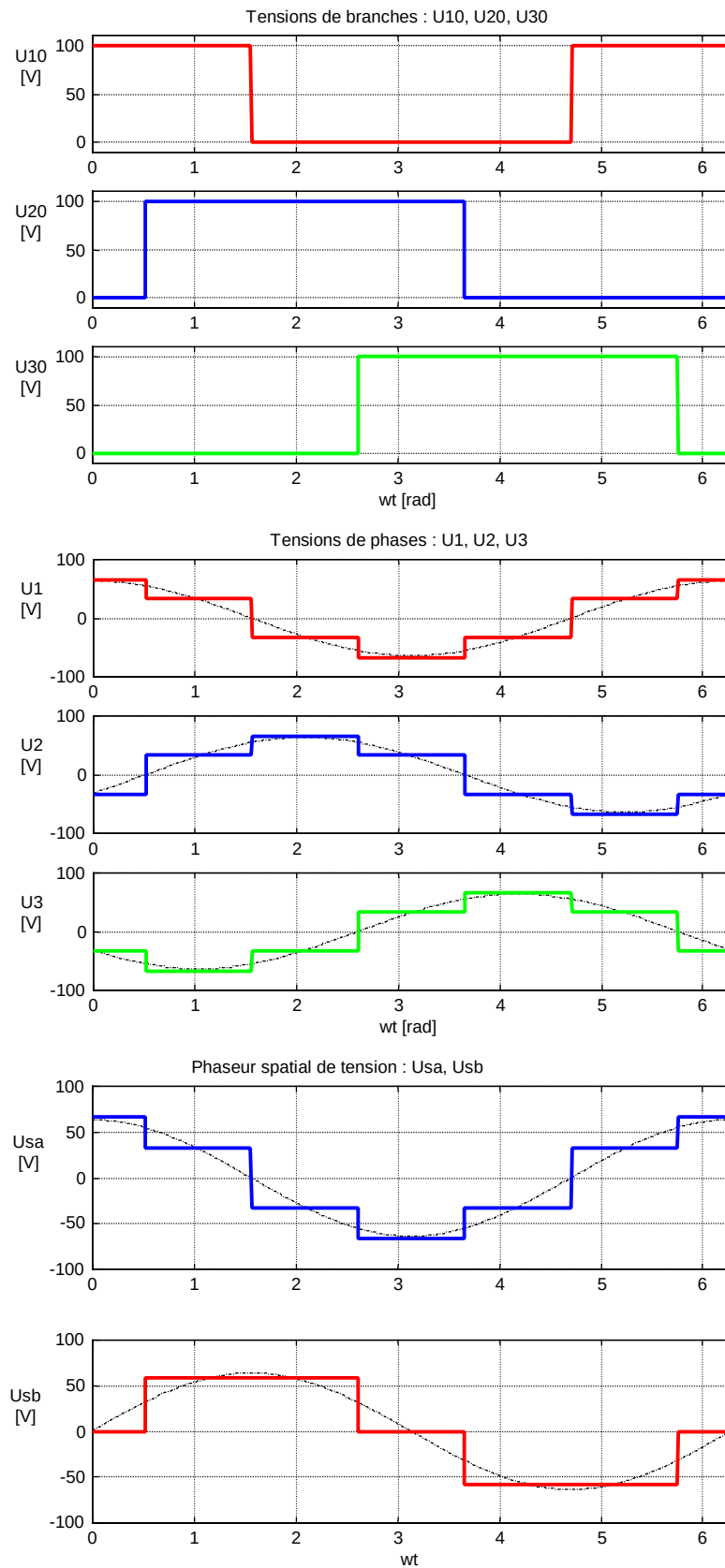


Figure 5-3 : Allure des tensions d'un onduleur triphasé pour une commande rectangulaire

5.4.2 Onde fondamentale et harmoniques de la tension de phase.

Comme on le voit à la Figure 5-3, les tensions de phases u_k (tensions aux bornes de la charge) varient par gradins en fonction du temps. Il est possible de décomposer ces tensions en une onde fondamentale et des harmoniques selon le procédé du développement en série de Fourier.

Sachant que, selon la Figure 5-3, u_1 est une fonction paire par rapport à l'origine de l'axe des temps, les amplitudes ${}^v\hat{U}$ se déduisent de la relation

$$\begin{aligned}
 {}^v\hat{U} &= \frac{1}{\pi} \cdot \int_{-\pi}^{\pi} u_1 \cdot \cos(v \cdot \omega t) \cdot d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^{\pi} u_1 \cdot \cos(v \cdot \omega t) \cdot d(\omega t) \\
 &= \frac{2}{\pi} \left[\int_0^{\pi/2} u_1 \cdot \cos(v \cdot \omega t) \cdot d(\omega t) + \int_{\pi/2}^{\pi} u_1 \cdot \cos(v \cdot \omega t) \cdot d(\omega t) \right] \\
 &= \frac{2}{\pi} \left[\int_0^{\pi/6} \frac{2}{3} U_E \cdot \cos(v \cdot \omega t) \cdot d(\omega t) + \int_{\pi/6}^{\pi/2} \frac{1}{3} U_E \cdot \cos(v \cdot \omega t) \cdot d(\omega t) \right. \\
 &\quad \left. + \int_{\pi/2}^{5\pi/6} -\frac{1}{3} U_E \cdot \cos(v \cdot \omega t) \cdot d(\omega t) + \int_{5\pi/6}^{\pi} -\frac{2}{3} U_E \cdot \cos(v \cdot \omega t) \cdot d(\omega t) + \right] \quad 5.5 \\
 &= \frac{2}{3 \cdot \pi \cdot v} \cdot U_E \cdot \left[\left(\sin(v \cdot \frac{\pi}{6}) + \sin(v \cdot \frac{\pi}{2}) \right) + \left(\sin(v \cdot \frac{\pi}{2}) + \sin(v \cdot \frac{5\pi}{6}) \right) \right] \\
 &= \frac{4}{3 \cdot \pi \cdot v} \cdot U_E \cdot \left[\left(\sin(v \cdot \frac{\pi}{3}) \cdot \cos(v \cdot \frac{\pi}{6}) \right) + \left(\sin(v \cdot \frac{2\pi}{3}) \cdot \cos(v \cdot \frac{\pi}{6}) \right) \right] \\
 &= \frac{4}{3 \cdot \pi \cdot v} \cdot U_E \cdot \cos(v \cdot \frac{\pi}{6}) \cdot \left[\sin(v \cdot \frac{\pi}{3}) + \sin(v \cdot \frac{2\pi}{3}) \right] \\
 &= \frac{8}{3 \cdot \pi \cdot v} \cdot U_E \cdot \cos^2(v \cdot \frac{\pi}{6}) \cdot \sin(v \cdot \frac{\pi}{2})
 \end{aligned}$$

Avec $v=1$, on obtient l'amplitude de l'onde fondamentale

${}^1\hat{U} = \frac{2}{\pi} \cdot U_E$	5.6
---	-----

Par contre pour les harmoniques, on trouve

${}^v\hat{U} = \frac{2}{\pi \cdot v} \cdot U_E$	pour $v = 5, 7, 11, 13$	5.7
${}^v\hat{U} = 0$	pour $v = 2, 3, 4, 6, 8, 9, 10, 12, \dots$	

Le spectre de la tension de phase est représenté à la Figure 5-4. A noter qu'il n'y a ni des harmoniques d'ordre pair, ni des harmoniques d'ordre d'un multiple de trois.

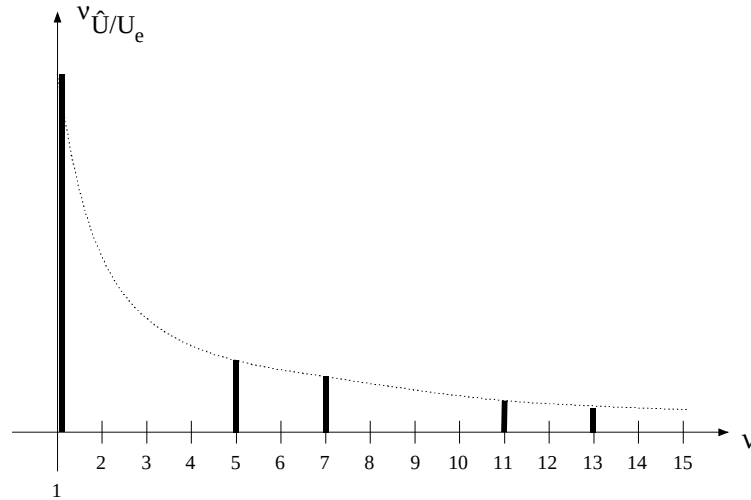


Figure 5-4 : Spectre des harmoniques des tensions de phases pour une commande rectangulaire

5.4.3 Représentation du fonctionnement de l'onduleur par phaseurs spatiaux

Pour la définition du phaseur spatial, on part des valeurs instantanées des tensions de phases u_1 , u_2 et u_3 . Le phaseur spatial comme grandeur complexe est défini par (voir chapitre 4)

$$\underline{u}^s = \frac{2}{3} \cdot (u_1 + \underline{a} \cdot u_2 + \underline{a}^2 \cdot u_3) \quad 5.8$$

avec

$$\underline{a} = e^{j120^\circ} = -\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2} \quad 5.9$$

L'indice supérieur s indique que ces grandeurs sont exprimées dans le système de coordonnées fixe.

On peut donc écrire pour le phaseur spatial

$$\underline{u}^s = \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_1 - u_2 - u_3) + j \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (u_2 - u_3) \quad 5.10$$

que l'on décompose en grandeurs réelle et imaginaire.

$$\begin{aligned} u_\alpha^s &= \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_1 - u_2 - u_3) \\ u_\beta^s &= \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (u_2 - u_3) \end{aligned} \quad 5.11$$

Comme on le voit, la composante u_α^s est égale à la tension de phase u_1 . Par contre la composante u_β^s correspond, au facteur $\sqrt{3}$ près, à la valeur instantanée de la tension composée entre les phases 2 et 3.

On a donc une relation entre les éléments du phaseur spatial et les tensions aux bornes des branches de l'onduleur

$$u_\alpha^s = \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_1 - u_2 - u_3) = \frac{1}{3} \cdot (2 \cdot u_{10} - u_{20} - u_{30}) \quad 5.12$$

$$u_\beta^s = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (u_2 - u_3) = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (u_{20} - u_{30}) \quad 5.13$$

5.4.3.1 Valeurs discrètes du phaseur spatial de tension

L'allure temporelle de u_α^s et de u_β^s est représentée au bas de la Figure 5-3. Malgré l'allure différente entre u_α^s et u_β^s , les deux tensions possèdent la même amplitude de l'onde fondamentale. Le phaseur $\underline{u}^s$ dans le plan (α^s, β^s) est représenté à la Figure 5-5. Étant donné que les tensions de branches u_{k0} ne peuvent être que U_E ou 0. Il y a six positions sur les sommets d'un hexagone pour le phaseur spatial. Le module du phaseur spatial est alors égal à $2U_E/3$.

Selon la relation 5.13, le phaseur de tension peut donc prendre les 6 valeurs suivantes

$$\begin{array}{ll} u_{10} = U_E, u_{20} = 0, u_{30} = 0 & \underline{u}_1^s = \frac{2}{3} U_E \\ u_{10} = U_E, u_{20} = U_E, u_{30} = 0 & \underline{u}_2^s = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) U_E \\ u_{10} = 0, u_{20} = U_E, u_{30} = 0 & \underline{u}_3^s = \frac{2}{3} \left(-\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) U_E \\ u_{10} = 0, u_{20} = U_E, u_{30} = U_E & \underline{u}_4^s = -\frac{2}{3} U_E \\ u_{10} = 0, u_{20} = 0, u_{30} = U_E & \underline{u}_5^s = \frac{2}{3} \left(-\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) U_E \\ u_{10} = U_E, u_{20} = 0, u_{30} = U_E & \underline{u}_6^s = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) U_E \end{array} \quad 5.14$$

Il est possible d'exprimer le phaseur spatial de tension sous une forme plus générale

$$\underline{u}_n^s = \frac{2}{3} U_E \cdot e^{j(n-1)\frac{\pi}{3}} \quad \text{avec } n=1, 2, \dots, 6 \quad 5.15$$

Les vecteurs spatiaux ainsi définis forment un hexagone. Ce dernier est divisé en six secteurs notés I, II, III, IV, V, VI sur la Figure 5-5.

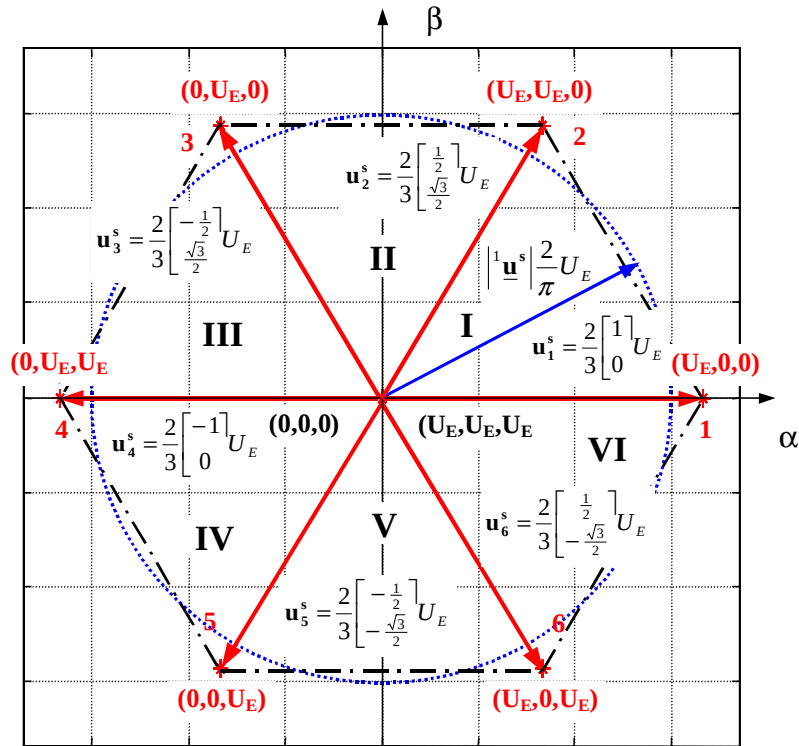


Figure 5-5 : Positions du phaseur spatial de tension

Dans la Figure 5-5, on a représenté en trait interrompu le phaseur spatial $\underline{u}_1^s$ de l'onde fondamentale. Il se déplace à vitesse de rotation constante (pulsation $\omega=2\pi/T$) sur un cercle de rayon $\hat{U}$ lorsque les trois branches onduleurs sont commandées selon la Figure 5-3.

5.4.4 Schéma équivalent de la charge de l'onduleur à pulsation

Pour déterminer l'allure des courants de phases (courants alternatifs) fournis par l'onduleur, on doit tenir compte de sa charge. Afin de limiter la complexité des calculs, on considère dans chaque phase une inductance et une source de tension. Dans ce cas, il est judicieux de représenter le schéma équivalent par des phaseurs spatiaux, comme le montre la Figure 5-6.

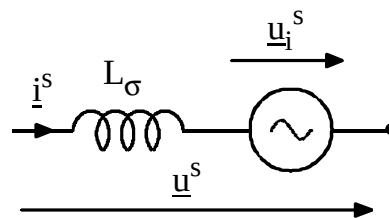


Figure 5-6 : Schéma équivalent de la charge de l'onduleur, représentation avec phaseurs spatiaux.

5.4.5 Allure des courants de phases pour une commande rectangulaire

Le schéma équivalent de la Figure 5-6 permet de déterminer l'allure des courants de phases pour une certaine allure donnée des tensions de phases de l'onduleur. Ce calcul se fait avantageusement par phaseurs spatiaux. On voit qu'il existe l'équation différentielle

$$\underline{u}^s - \underline{u}_i^s = L_\sigma \cdot \frac{d}{dt} \underline{i}^s \quad 5.16$$

Par la suite, on supposera une tension interne sinusoïdale d'amplitude $\hat{U}_i$, de sorte que

$$\underline{u}_i^s = \hat{U}_i \cdot e^{j(\omega t - \varphi_u)} \quad 5.17$$

Dans ce cas, $\omega = 2\pi/T$ est la pulsation imposée par l'onduleur et φ_u est le déphasage de la tension interne par rapport à la tension (onde fondamentale) fournie par l'onduleur.

Le phaseur spatial $\underline{u}^s$ peut prendre une des six valeurs indiquées à la Figure 5-5. Lors d'une commande rectangulaire, on peut se limiter à un intervalle de $T/3$ grâce à la périodicité. Dans cet intervalle $-\pi/6 \leq \omega t \leq \pi/6$, on a $\underline{u}^s = 2U_E/3$, (l'origine de ωt se trouve sur l'axe α). L'intégration de 5.16 donne alors

$$\begin{aligned} \underline{i}^s &= \frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} (\underline{u}^s - \underline{u}_i^s) \cdot d(\omega \cdot t) + \underline{i}_c^s \\ &= \frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \left(\frac{2}{3} \cdot U_E - \hat{U}_i \cdot e^{j(\omega t - \varphi_u)} \right) \cdot d(\omega \cdot t) + \underline{i}_c^s \\ \underline{i}^s &= \frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \cdot \left(\frac{2}{3} \cdot U_E \cdot \omega \cdot t + j \cdot \hat{U}_i \cdot e^{j(\omega t - \varphi_u)} \right) + \underline{i}_c^s \end{aligned} \quad 5.18$$

La constante d'intégration $\underline{i}_c^s$ (condition initiale) s'obtient par la condition de périodicité. C'est-à-dire qu'à $\omega t = \pi/6$, le phaseur spatial doit avoir la même valeur que celle à $\omega t = -\pi/6$, mais être avancé de $\pi/3$. On a donc les deux relations suivantes

$$\underline{i}^s(\omega t = -\frac{\pi}{6}) = \frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \cdot \left[\frac{2}{3} \cdot U_E \cdot (-\frac{\pi}{6}) + j \cdot \hat{U}_i \cdot e^{j(-\frac{\pi}{6} - \varphi_u)} \right] + \underline{i}_c^s \quad 5.19$$

$$\begin{aligned} \underline{i}^s(\omega t = \frac{\pi}{6}) &= \underline{i}^s(\omega t = -\frac{\pi}{6}) \cdot e^{j\frac{\pi}{3}} \\ &= \frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \cdot \left[\frac{2}{3} \cdot U_E \cdot (-\frac{\pi}{6}) \cdot e^{j\frac{\pi}{3}} + j \cdot \hat{U}_i \cdot e^{j(\frac{\pi}{6} - \varphi_u)} \right] + \underline{i}_c^s \cdot e^{j\frac{\pi}{3}} \\ &= \frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \cdot \left[\frac{2}{3} \cdot U_E \cdot (\frac{\pi}{6}) + j \cdot \hat{U}_i \cdot e^{j(\frac{\pi}{6} - \varphi_u)} \right] + \underline{i}_c^s \end{aligned} \quad 5.20$$

et donc

$$\underline{i}_c^s \cdot (1 - e^{j\frac{\pi}{3}}) = -\frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \cdot \frac{2}{3} \cdot U_E \cdot (\frac{\pi}{6}) \cdot (1 + e^{j\frac{\pi}{3}}) \quad 5.21$$

soit

$$\underline{i}_c^s = -\frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \cdot \frac{2}{3} \cdot U_E \cdot \left(\frac{\pi}{6}\right) \cdot \frac{1+e^{j\frac{\pi}{3}}}{1-e^{j\frac{\pi}{3}}} \quad 5.22$$

en simplifiant la fraction

$$\frac{1+e^{j\frac{\pi}{3}}}{1-e^{j\frac{\pi}{3}}} = \frac{\left(\frac{3}{2} + j \cdot \frac{\sqrt{3}}{2}\right)}{\left(\frac{1}{2} - j \cdot \frac{\sqrt{3}}{2}\right)} = j \cdot \sqrt{3} \quad 5.23$$

on obtient pour 5.22

$$\underline{i}_c^s = -j \frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \cdot \frac{2}{3} \cdot U_E \cdot \frac{\pi}{2 \cdot \sqrt{3}} \quad 5.24$$

le phaseur spatial devient alors

$$\underline{i}^s = \frac{1}{\omega \cdot L_\sigma} \cdot \left[\frac{2}{3} \cdot U_E \cdot \left(\omega \cdot t - j \cdot \frac{\pi}{2 \cdot \sqrt{3}} \right) + j \cdot \hat{U}_i \cdot e^{j(\omega t - \varphi_u)} \right] \quad 5.25$$

Cette relation est valable dans l'intervalle $-\pi/6 \leq \omega t \leq \pi/6$. Dans les autres intervalles, il faut simplement multiplier la relation 5.25 par $e^{jm\pi/3}$ avec $m=1, 2, 3, 4, 5$.

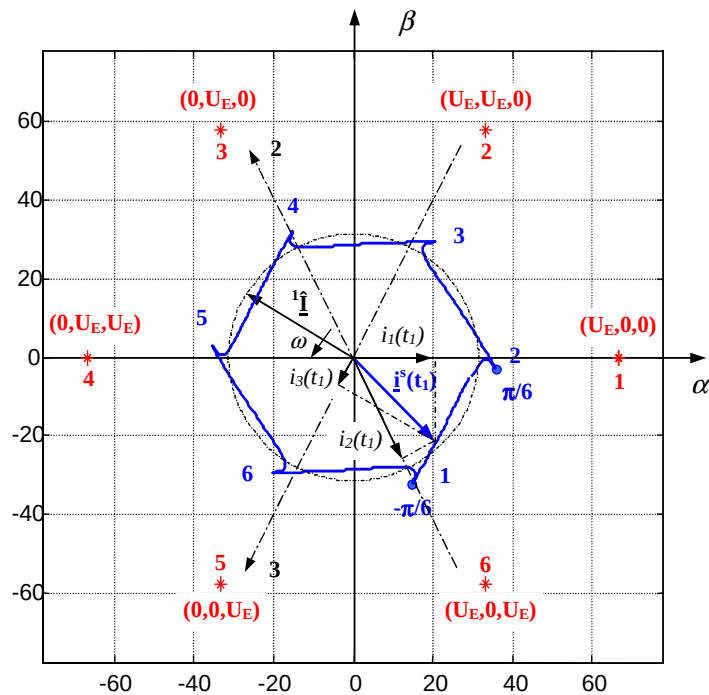


Figure 5-7 : Allure du phaseur spatial $\underline{i}^s$ de courant pour une commande rectangulaire.

La Figure 5-7 montre l'allure des phaseurs spatiaux $\underline{i}^s$ de courant et $\underline{u}^s$ des tensions dans le plan (α^s, β^s) . Les numéros de 1 à 6 correspondent aux instants où le phaseur spatial $\underline{u}^s$ de la tension saute à une des six positions désignées avec le même numéro à la Figure 5-5. De l'allure de la trajectoire de l'extrémité du phaseur de courant $\underline{i}^s$, on peut déduire que les courants de phases présentent des harmoniques très prononcées.

A partir des composantes de $\underline{i}^s$, on peut reconstruire les courants de phases selon les relations

$$\begin{aligned} i_1 &= i_\alpha^s \\ i_2 &= -\frac{1}{2}i_\alpha^s + \frac{\sqrt{3}}{2}i_\beta^s \\ i_3 &= -\frac{1}{2}i_\alpha^s - \frac{\sqrt{3}}{2}i_\beta^s \end{aligned} \quad 5.26$$

Les courants de phases s'obtiennent par une projection de $\underline{i}^s$ sur les coordonnées i_1, i_2, i_3 , comme le montre la Figure 5-7.

Les Figure 5-8 et Figure 5-9 illustrent les parties réelles et imaginaires du phaseur spatial de tension et de courant, ceci en fonction du temps. On peut remarquer la forme en escalier de la partie réelle du phaseur de tension avec des valeurs discrètes valant

$\left[-\frac{2}{3}U_E, -\frac{1}{3}U_E, \frac{1}{3}U_E, \frac{2}{3}U_E \right]$. Pour la partie imaginaire, on a les valeurs $\left[-\frac{1}{\sqrt{3}}U_E, 0, \frac{1}{\sqrt{3}}U_E \right]$.

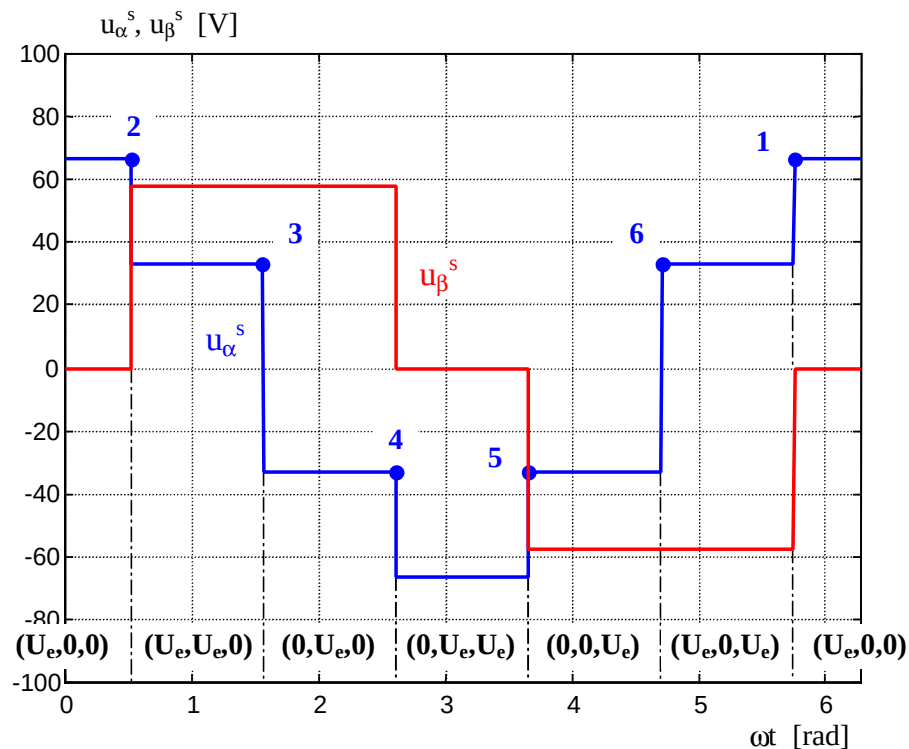


Figure 5-8 : Allure du phaseur spatial de tension $\underline{u}^s$ pour une commande rectangulaire.

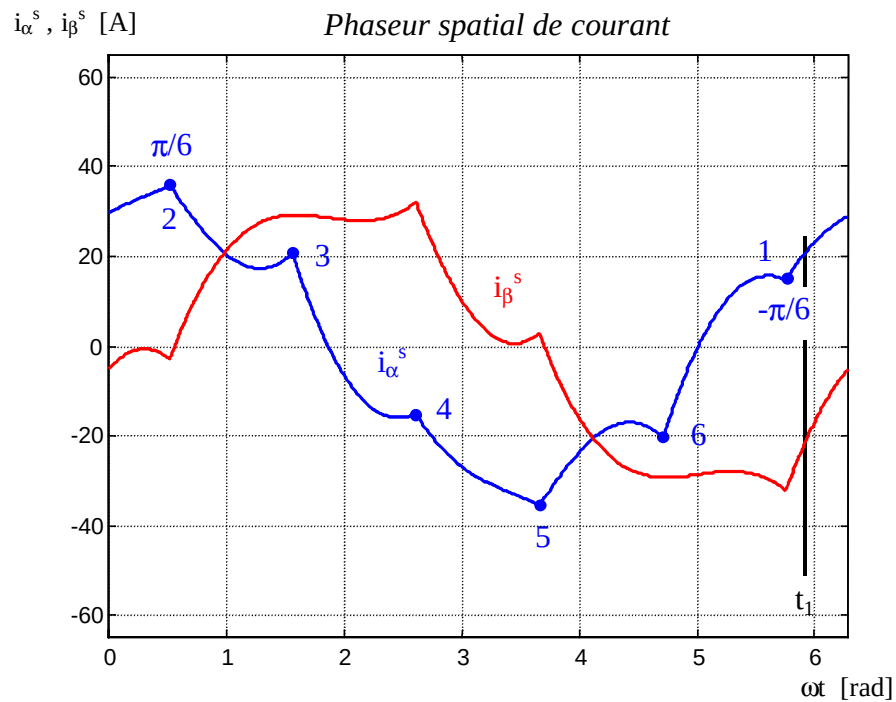


Figure 5-9 : Allure du phaseur spatial de courant i^s pour une commande rectangulaire.

La Figure 5-10 illustre la reconstitution des courants de phases par projection du phaseur spatial de courant i^s sur les axes 1,2,3

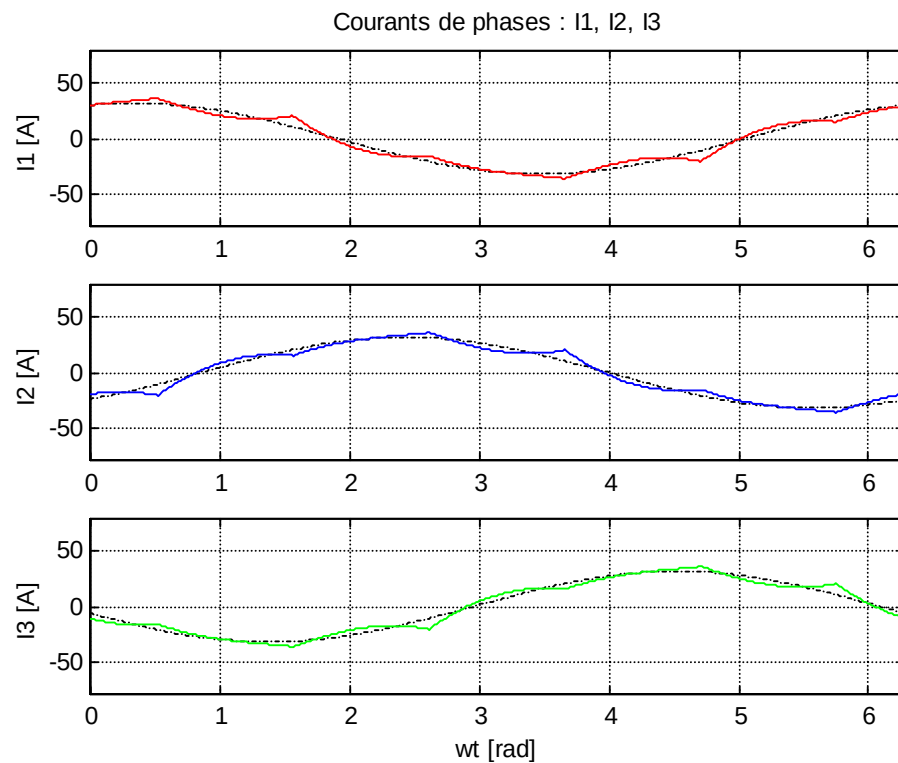


Figure 5-10 : Allure des courants de phases pour une commande rectangulaire.

Lorsqu'on introduit le phaseur spatial

$${}^1\underline{u}^s = {}^1\hat{U} \cdot e^{j\omega t} \quad 5.27$$

de l'onde fondamentale des tensions de phases dans 5.16, on obtient le phaseur spatial de l'onde fondamentale des courants de phases, à savoir

$${}^1\underline{i}^s = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot L_\sigma} \cdot ({}^1\hat{U} - \hat{U}_i e^{j\varphi_u}) \cdot e^{j\omega t} = {}^1\hat{I} \cdot e^{j(\omega t - \varphi_i)} \quad 5.28$$

Il décrit un cercle de rayon ${}^1\hat{I}$ dans le plan (α^s, β^s) , comme représenté à la Figure 5-7. où

$${}^1\hat{I} \cdot e^{-j\varphi_i} = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot L_\sigma} ({}^1\hat{U} - \hat{U}_i \cdot e^{-j\varphi_u}) \quad 5.29$$

5.5 COMMANDE À PULSATION DE LA TENSION

5.5.1 Généralités

La commande rectangulaire d'un onduleur est la forme la plus élémentaire de commande et ne se prête qu'à certains cas bien particuliers. Comme pour le cas du variateur de courant continu à pulsation, la commande des contacteurs statiques de chaque branche de l'onduleur peut être commutée plusieurs fois par période de l'onde fondamentale de tension de sortie. Par conséquent on parle aussi d'onduleur à pulsation.

5.5.2 Fonctionnement idéalisé de l'onduleur à pulsation

Lorsque la fréquence de pulsation $f_p = 1/T_p$ est très élevée par rapport à la fréquence de l'onde fondamentale $f = 1/T$ (indice de modulation $m > 10$), on peut travailler avec une moyenne glissante (moyenne sur une période de pulsation) des tensions de branches de l'onduleur et négliger les ondulations en tension dues aux commutations rapides entre U_E et 0. Dans ce cas, la moyenne glissante des tensions de branches u_{k0} peut prendre n'importe quelle valeur comprise dans les limites

$$0 \leq u_{k0} \leq U_E \quad 5.30$$

Lorsque la limite est atteinte, il n'y a plus de pulsation sur la branche correspondante. Dans les deux paragraphes suivants, on traitera deux cas particuliers de la modulation des tensions de branche.

En principe, les trois branches d'un onduleur à pulsation sont commandées de manière indépendante, de sorte que la tension de branche u_{k0} (avec $k = 1, 2, 3$) commute entre U_E et 0. En général, la pulsation est modulée, de sorte que la durée d'enclenchement t_e varie, à période de pulsation T_p constante.

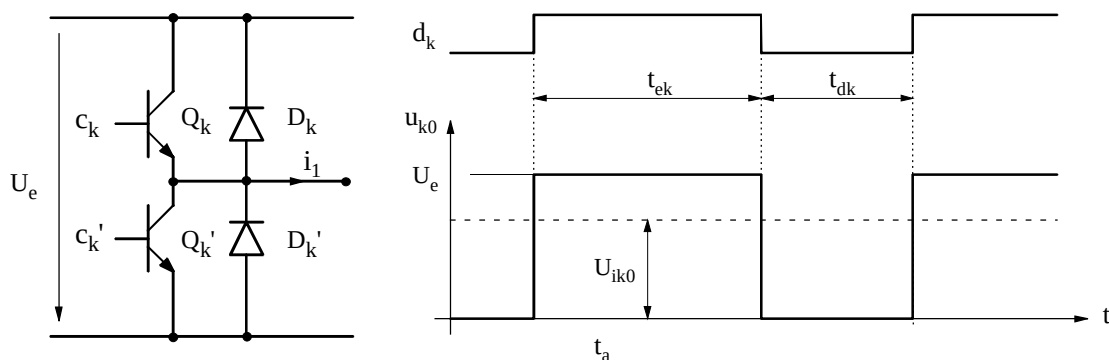


Figure 5-11 : Enclenchement et déclenchement d'une branche d'onduleur (cas idéal)

5.5.2.1 Stratégie de la modulation PWM

Par analogie avec le variateur de courant à pulsation bidirectionnel, un phaseur moyen $\bar{\mathbf{u}}^s$ sur une période de pulsation peut être défini. En supposant que la période de pulsation T_p est petite en regard des constantes de temps électrique de la charge, $\bar{\mathbf{u}}^s$ peut être considéré comme constant durant cet intervalle de temps.

Selon la relation 5.13, le phaseur de tension peut donc prendre les 8 valeurs suivantes

$u_{10} = 0, u_{20} = 0, u_{30} = 0$	$\underline{u}_0^s = 0$	
$u_{10} = U_E, u_{20} = 0, u_{30} = 0$	$\underline{u}_1^s = \frac{2}{3} U_E$	
$u_{10} = U_E, u_{20} = U_E, u_{30} = 0$	$\underline{u}_2^s = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) U_E$	
$u_{10} = 0, u_{20} = U_E, u_{30} = 0$	$\underline{u}_3^s = \frac{2}{3} \left(-\frac{1}{2} + j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) U_E$	5.31
$u_{10} = 0, u_{20} = U_E, u_{30} = U_E$	$\underline{u}_4^s = -\frac{2}{3} U_E$	
$u_{10} = 0, u_{20} = 0, u_{30} = U_E$	$\underline{u}_5^s = \frac{2}{3} \left(-\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) U_E$	
$u_{10} = U_E, u_{20} = 0, u_{30} = U_E$	$\underline{u}_6^s = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) U_E$	
$u_{10} = U_E, u_{20} = U_E, u_{30} = U_E$	$\underline{u}_7^s = 0$	

On se trouve donc dans un cas similaire à la commutation rectangulaire avec deux états de plus correspondant à un module nul du phaseur spatial.

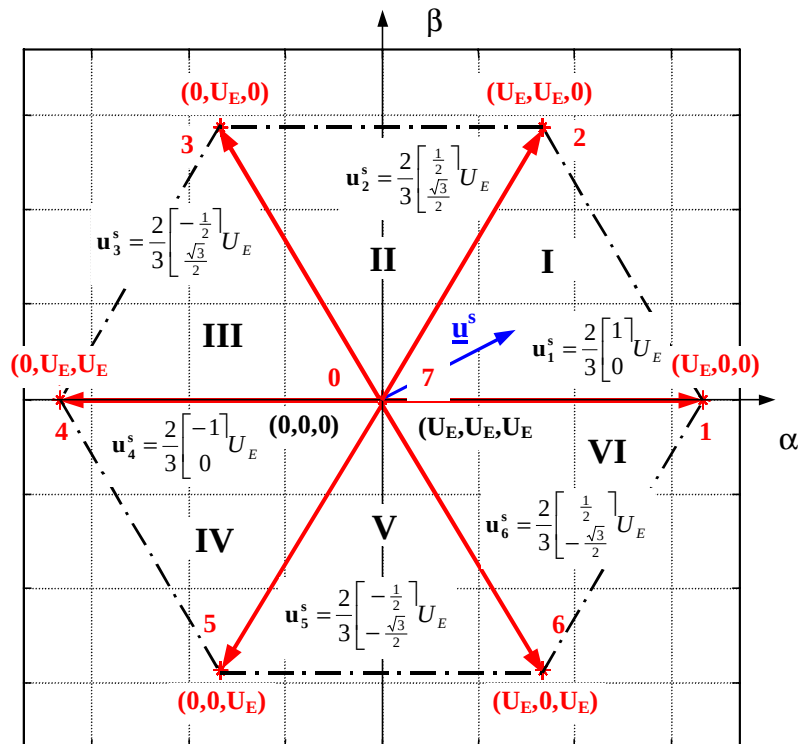


Figure 5-12 : Positions du phaseur spatial de tension

Un phaseur situé à l'intérieur de l'hexagone peut être exprimé par une moyenne pondérée de la combinaison des deux phaseurs adjacents au secteur considéré et des deux phaseurs nuls $\underline{u}_0^s$ et $\underline{u}_7^s$. On peut donc, pour chaque période de pulsation T_p , définir un phaseur à l'aide de quatre états de commutation de l'onduleur.

En observant la Figure 5-12, on voit que pour un phaseur $\underline{u}^s$ situé dans un secteur n , les phaseurs adjacents sont $\underline{u}_n^s$ et $\underline{u}_{n+1}^s$ où $n+1=1$ lorsque $n=6$.

Dans le but d'obtenir un taux d'harmonique et une fréquence de commutation des contacteurs statiques minimum, les séquences de commutation sont arrangées de manière à ce que seul une branche commute à la fois. Cette condition est obtenue si la séquence commence par un phaseur nul et fini par le même phaseur nul. Un cycle complet étant obtenu une fois que la séquence de commutation inverse est réalisée. Si par exemple, le phaseur se trouve dans le secteur I, la séquence de commutations prendra la forme $\dots 0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 7 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 0 \dots$ si au contraire le phaseur se trouve dans le secteur II, on obtiendra la séquence $\dots 0 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 7 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 0 \dots$

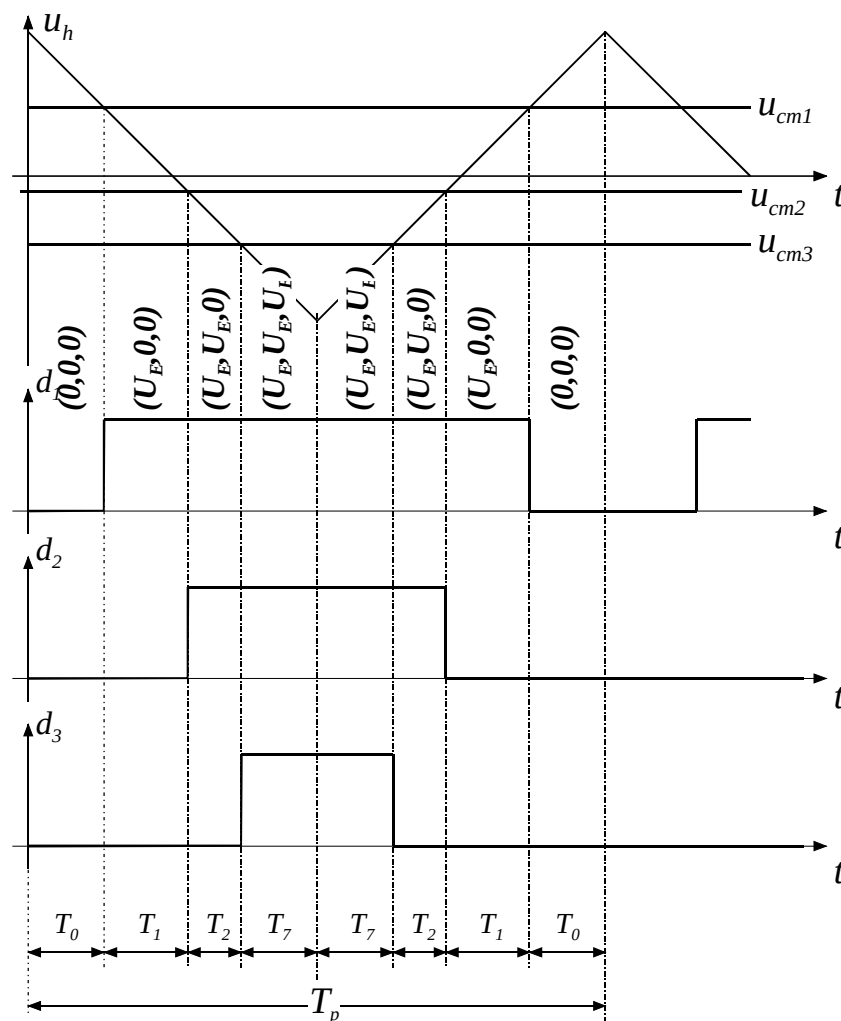


Figure 5-13 : Stratégie de commutation pour le secteur I

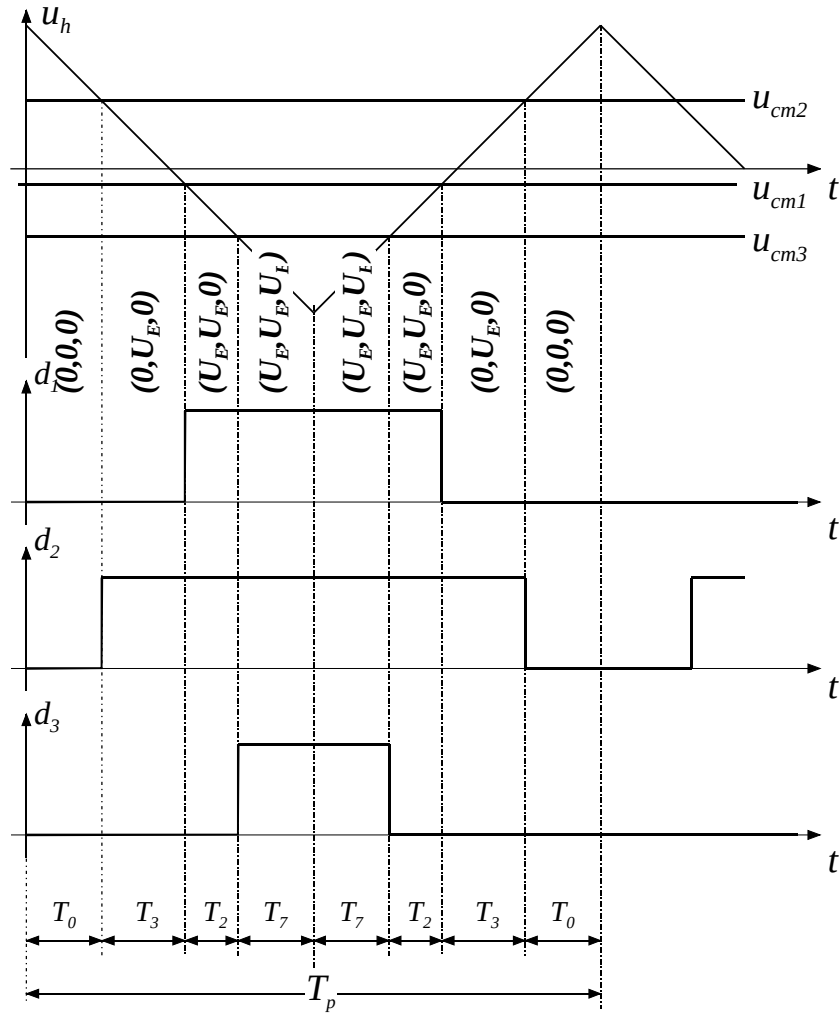


Figure 5-14 : Stratégie de commutation pour le secteur II

La stratégie de la modulation repose sur la moyenne de la tension obtenue par une séquence de commutation sur une période de pulsation. Cette valeur moyenne se calcule en fixant le temps T_n et T_{n+1} d'apparition des phaseurs $\mathbf{u}_n$ respectivement $\mathbf{u}_{n+1}$.

$$\bar{\mathbf{u}}^s = \frac{2}{T_p} \int_0^{\frac{T_p}{2}} \mathbf{u}^s(t) dt = \frac{2}{T_p} \left(\int_0^{T_0} \mathbf{u}_0^s(t) dt + \int_{T_0}^{T_0+T_n} \mathbf{u}_n^s(t) dt + \int_{T_0+T_n}^{T_0+T_n+T_{n+1}} \mathbf{u}_{n+1}^s(t) dt + \int_{T_0+T_n+T_{n+1}}^{\frac{T_p}{2}} \mathbf{u}_7^s(t) dt \right) \quad 5.32$$

En sachant que

$$\mathbf{u}_0^s = \mathbf{u}_7^s \equiv \mathbf{0} \quad 5.33$$

on obtient

$$\bar{\mathbf{u}}^s \frac{T_p}{2} = \mathbf{U}_n^s \cdot T_n + \mathbf{U}_{n+1}^s \cdot T_{n+1} \quad 5.34$$

où en explicitant les composantes du phaseur $\bar{\mathbf{u}}^s$

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} u_\alpha \\ u_\beta \end{bmatrix} \frac{T_p}{2} &= \frac{2}{3} U_E \left(\begin{bmatrix} \cos\left((n-1)\frac{\pi}{3}\right) \\ \sin\left((n-1)\frac{\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \cdot T_n + \begin{bmatrix} \cos\left(n\frac{\pi}{3}\right) \\ \sin\left(n\frac{\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \cdot T_{n+1} \right) \\ &= \frac{2}{3} U_E \begin{bmatrix} \cos\left((n-1)\frac{\pi}{3}\right) & \cos\left(n\frac{\pi}{3}\right) \\ \sin\left((n-1)\frac{\pi}{3}\right) & \sin\left(n\frac{\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} T_n \\ T_{n+1} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad 5.35$$

n est déterminé par l'argument du phaseur résultant $\bar{\mathbf{u}}^s$

$$\rho_s = \arg \begin{bmatrix} u_\alpha \\ u_\beta \end{bmatrix} \quad 5.36$$

tel que

$$(n-1)\frac{\pi}{3} \leq \arg \begin{bmatrix} u_\alpha \\ u_\beta \end{bmatrix} \leq n\frac{\pi}{3} \quad 5.37$$

Le minimum de commutation par période de pulsation T_p est obtenu si pour chaque secteur impair on applique la séquence $\mathbf{u}_0 \rightarrow \mathbf{u}_n \rightarrow \mathbf{u}_{n+1} \rightarrow \mathbf{u}_7 \rightarrow \mathbf{u}_{n+1} \rightarrow \mathbf{u}_n \rightarrow \mathbf{u}_0$ et pour chaque secteur paire, la séquence $\mathbf{u}_0 \rightarrow \mathbf{u}_{n+1} \rightarrow \mathbf{u}_n \rightarrow \mathbf{u}_7 \rightarrow \mathbf{u}_n \rightarrow \mathbf{u}_{n+1} \rightarrow \mathbf{u}_0$. La résolution de la relation 5.35 donne

$$\begin{bmatrix} T_n \\ T_{n+1} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{T_p}{U_E} \begin{bmatrix} \sin\left(n\frac{\pi}{3}\right) & -\cos\left(n\frac{\pi}{3}\right) \\ -\sin\left((n-1)\frac{\pi}{3}\right) & \cos\left((n-1)\frac{\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_\alpha \\ u_\beta \end{bmatrix} \quad 5.38$$

Pour un système sinusoïdal en régime permanent, le phaseur de tension prend la forme suivante (voir chapitre 4 : Phaseurs spatiaux)

$$\bar{\mathbf{u}}^s = U^s \cdot e^{j(\omega t + \varphi)} = U^s \cdot (\cos(\omega t + \varphi) + j \sin(\omega t + \varphi)) \quad 5.39$$

et par conséquent

$$\begin{bmatrix} T_n \\ T_{n+1} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{U^s}{U_E} T_p \begin{bmatrix} \sin\left(n\frac{\pi}{3}\right) & -\cos\left(n\frac{\pi}{3}\right) \\ -\sin\left((n-1)\frac{\pi}{3}\right) & \cos\left((n-1)\frac{\pi}{3}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\omega t + \varphi) \\ \sin(\omega t + \varphi) \end{bmatrix} \quad 5.40$$

Les temps d'apparition des phaseurs $\mathbf{U}_0^s$, $\mathbf{U}_n^s$, $\mathbf{U}_{n+1}^s$, $\mathbf{U}_7^s$ sont reliés par la relation

$$\frac{T_p}{2} = T_0 + T_n + T_{n+1} + T_7 \quad 5.41$$

Les relations 5.40 et 5.41 montrent qu'il existe une infinité de solutions pour le temps d'apparition du phaseur U_0^s et U_7^s . Nous allons démontrer deux possibilités de modulation utilisé dans la pratique

5.5.3 Modulation sinusoïdale des tensions de branches

Pour obtenir une pulsation des tensions de branches, on compare les trois grandeurs de commande (u_{cmk}) avec un signal triangulaire de référence. La modulation de largeur d'impulsion est issue de cette comparaison. Si l'indice de modulation m est supérieure à 10, on peut admettre que la moyenne glissante du signal modulé en largeur d'impulsion (fréquence fixe) est identique au signal de modulation (u_{cmk}) rapporté à la tension continue d'alimentation de l'onduleur. Le principe même de cette modulation se prête aussi bien à un traitement analogique que numérique.

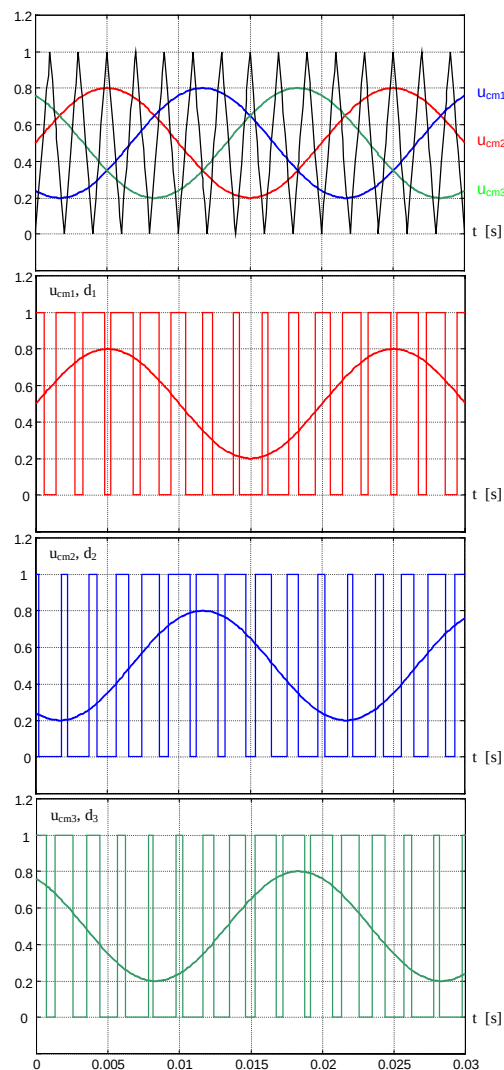


Figure 5-15 : Pulsation des tensions de branches

La moyenne glissante d'une modulation sinusoïdale des tensions de branches est alors donnée par (avec $k = 1, 2, 3$)

$$u_{k0} = \frac{U_E}{2} + \hat{U}_0 \cdot \cos(\omega \cdot t - \frac{2 \cdot (k-1) \cdot \pi}{3}) \quad 5.42$$

où l'on doit tenir compte des limites $0 \leq u_{k0} \leq U_E$

Lorsque l'amplitude $\hat{U}_0$ de la modulation sinusoïdale est inférieure ou égale à $U_E/2$, les tensions de phases u_1, u_2, u_3 et les composantes u_α^s et u_β^s du phaseur spatial varient sinusoïdalement en fonction du temps. Les Figure 5-17 à Figure 5-20 montrent les tensions de branches imposées ainsi que les tensions de phases et les composantes du phaseur spatial pour quatre cas distincts. Le premier correspond à une modulation sinusoïdale des tensions de branches avec $\hat{U}_0 = U_E/2$. Si par contre $\hat{U}_0 > U_E/2$, les tensions de branches u_{k0} passent partiellement en limitation, les tensions de phases comme les composantes du phaseur spatial ne sont plus sinusoïdales. Elles présentent donc des harmoniques d'ordre multiple de l'onde fondamentale.

Pour chaque cas, le phaseur spatial, dans le plan (α^s, β^s) se déplace avec une pulsation ω sur une trajectoire qui passe d'un cercle à un hexagone dont les sommets sont donnés par les six états de commutation des branches onduleur. Le phaseur spatial est limité par cet hexagone. A noter que lorsque le phaseur spatial se déplace le long d'un bord de l'hexagone, il y a toujours deux tensions de branches qui sont en limitation. Lorsque le phaseur spatial se trouve compris entre $\hat{U}_0/U_E = 1/2$ et $\hat{U}_0/U_E = 1/\sqrt{3}$ il y a une branche onduleur qui se trouve en limitation. Enfin, si le phaseur spatial se trouve à l'intérieur du cercle $\hat{U}_0/U_E = 1/2$ aucune branche de l'onduleur ne se trouve en limitation.

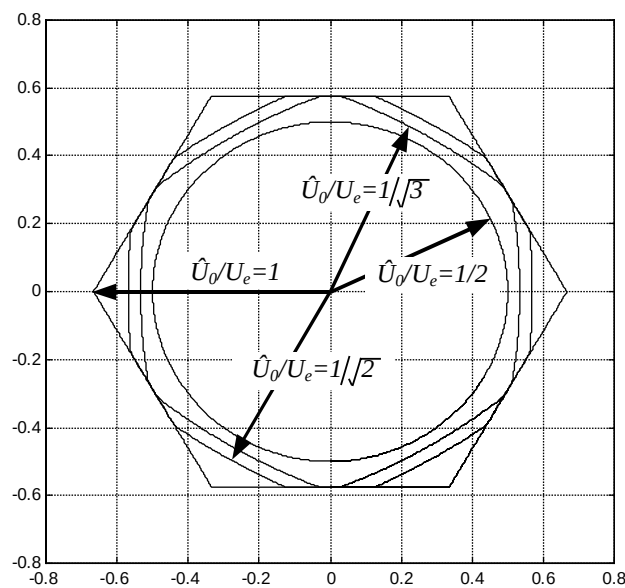
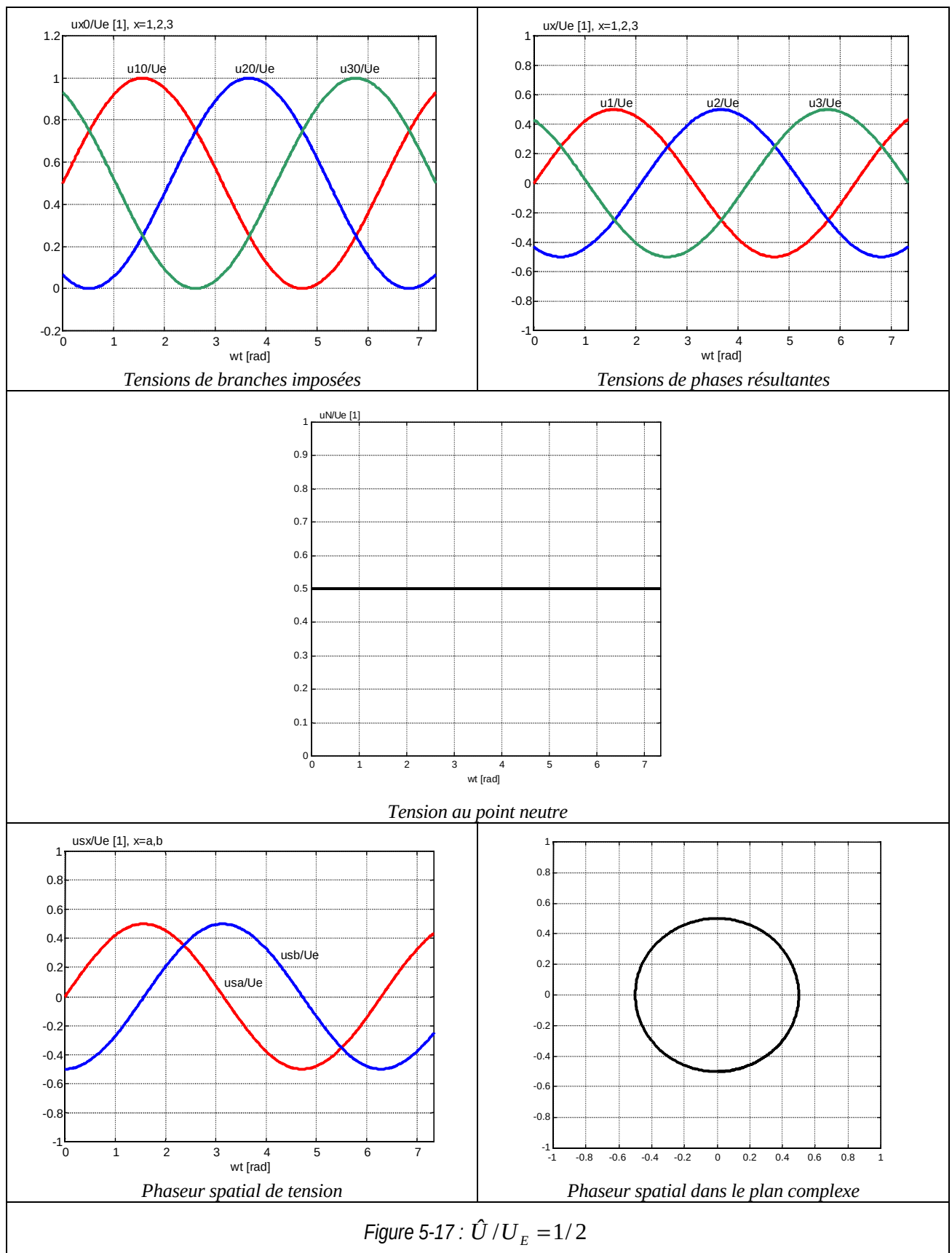
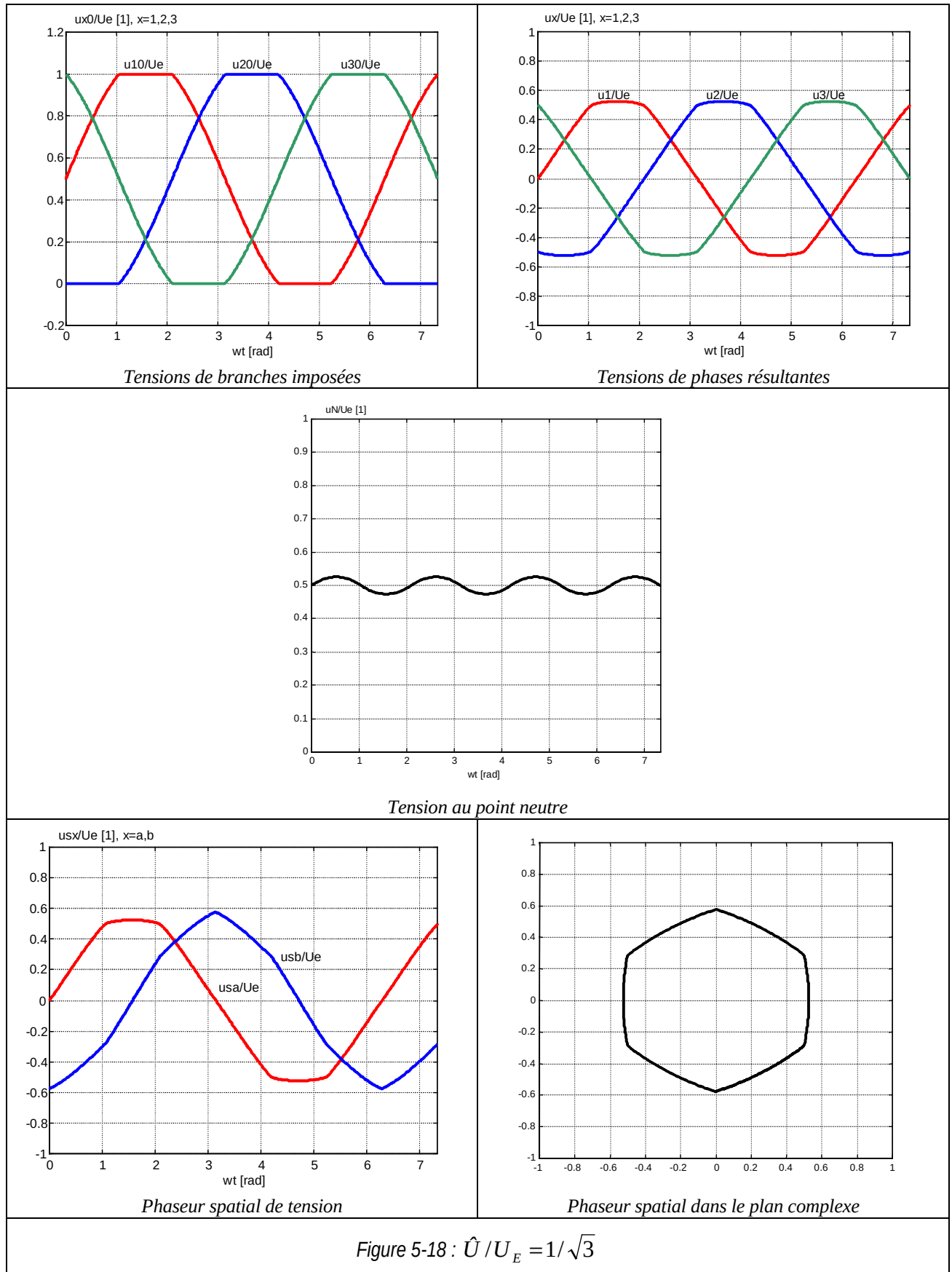
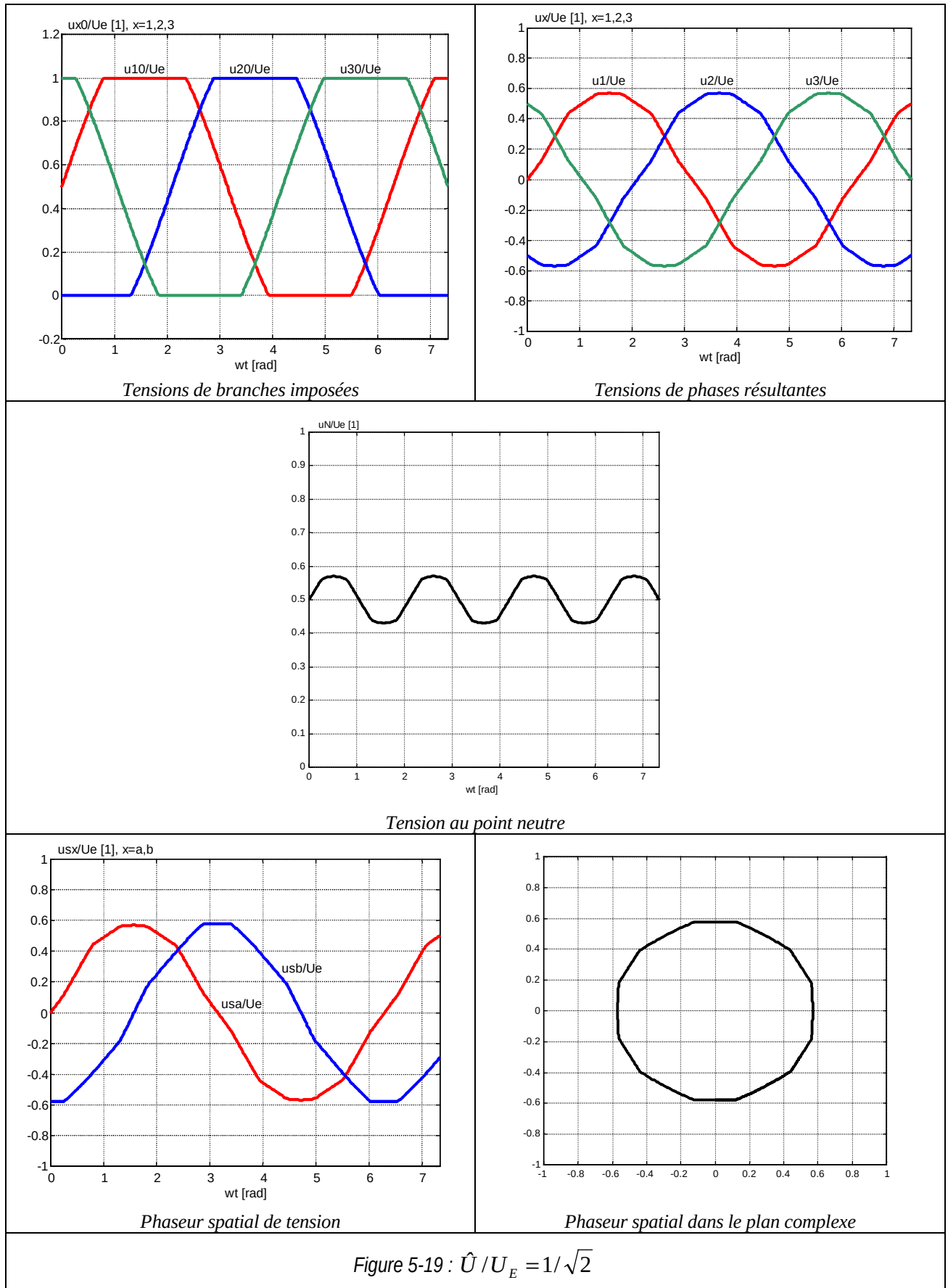
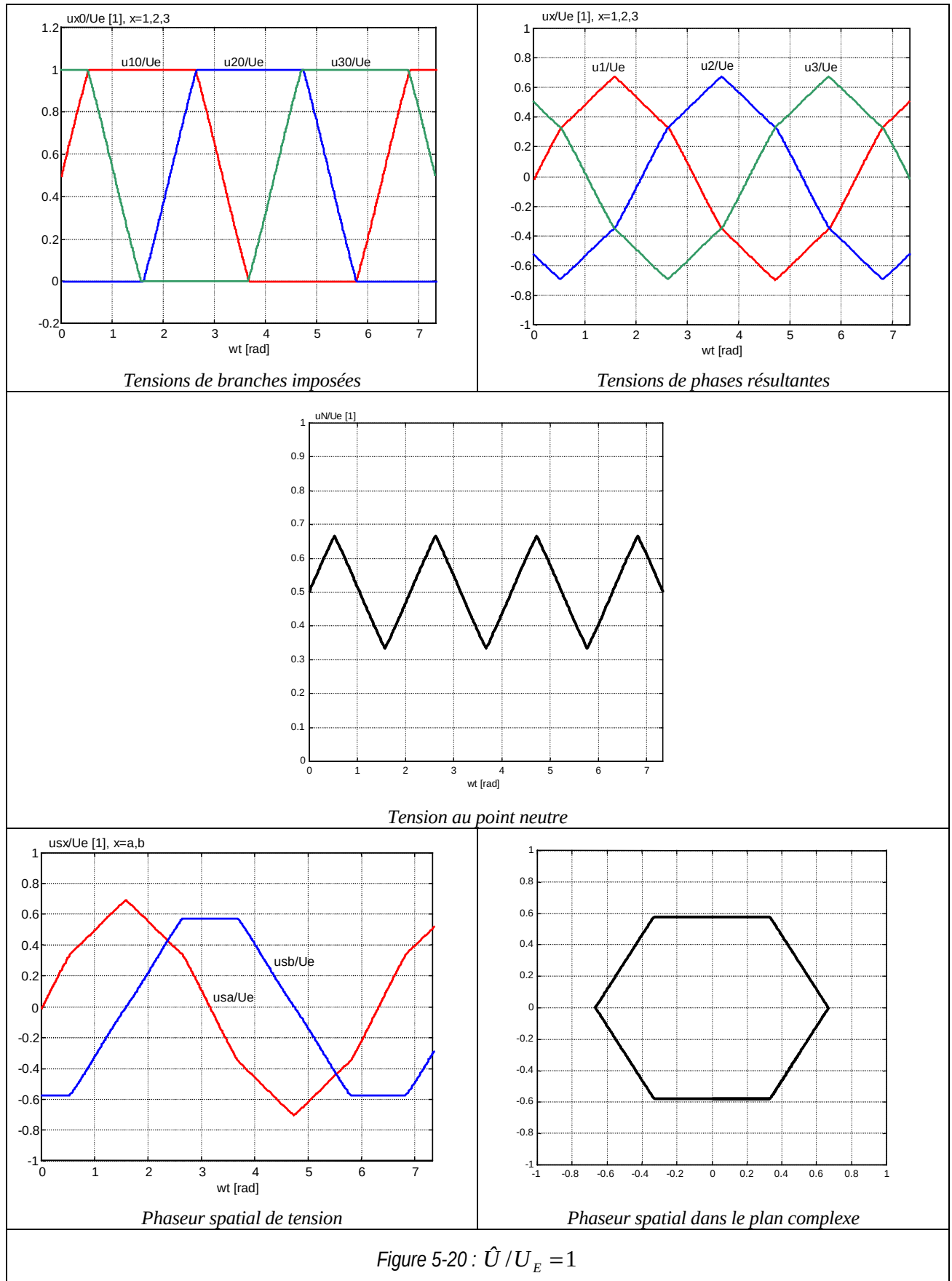


Figure 5-16 : *Fonctionnement idéalisé d'un onduleur à pulsation :
Phaseur spatial résultant de la modulation sinusoïdale des tensions de branches*









5.5.4 Modulation des tensions de branches avec la condition que $T_0=T_7$

On étudie ici un cas de modulation de branche en imposant la condition

$$\frac{T_p}{2} = T_0 + T_n + T_{n+1} + T_7 = 2T_0 + T_n + T_{n+1} \quad 5.43$$

$T_0=T_7$

5.5.4.1 Analyse d'un cas particulier (secteur I)

Lorsque l'on a la condition $0 \leq \omega t + \rho_0 \leq \frac{\pi}{3}$, le phaseur de tension se trouve dans le secteur I.

A l'aide de l'expression 5.40, en posant $n=1$, on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{U^s}{U_E} T_p \begin{bmatrix} \sin\left(\frac{\pi}{3}\right) & -\cos\left(\frac{\pi}{3}\right) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\omega t + \rho_0) \\ \sin(\omega t + \rho_0) \end{bmatrix} \quad 5.44$$

Les valeurs moyennes des tensions de branches prennent la forme suivante :

$$u_{10}(t) = \frac{U_E}{T_p} (T_1 + T_2 + 2T_0 + T_2 + T_1) \underbrace{\quad}_{2T_0 = \frac{T_p}{2} - (T_1 + T_2)} = \frac{U_E}{T_p} \left(\frac{T_p}{2} + T_1 + T_2 \right) = \frac{U_E}{2} + \frac{U_E}{T_p} (T_1 + T_2) \quad 5.45$$

$$u_{20}(t) = \frac{U_E}{T_p} (T_2 + 2T_0 + T_2) \underbrace{\quad}_{2T_0 = \frac{T_p}{2} - (T_1 + T_2)} = \frac{U_E}{T_p} \left(\frac{T_p}{2} - T_1 + T_2 \right) = \frac{U_E}{2} + \frac{U_E}{T_p} (-T_1 + T_2) \quad 5.46$$

$$u_{30}(t) = \frac{U_E}{T_p} (2T_0) \underbrace{\quad}_{2T_0 = \frac{T_p}{2} - (T_1 + T_2)} = \frac{U_E}{T_p} \left(\frac{T_p}{2} - T_1 - T_2 \right) = \frac{U_E}{2} - \frac{U_E}{T_p} (T_1 + T_2) = U_E - u_{10}(t) \quad 5.47$$

puis en utilisant la relation 5.44

$$u_{10}(t) = \frac{U_E}{2} + \frac{U_E}{T_p} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{U^s}{U_E} T_p \underbrace{\sin\left(\frac{\pi}{3}\right) \cos(\omega t + \rho_0) - \cos\left(\frac{\pi}{3}\right) \sin(\omega t + \rho_0)}_{\sin\left(\frac{\pi}{3} - (\omega t + \rho_0)\right)} + \underbrace{\sin(\omega t + \rho_0)}_{2\sin\left(\frac{\pi}{6}\right) \cos\left(\omega t + \rho_0 - \frac{\pi}{6}\right)} \right) \quad 5.48$$

$$= \frac{U_E}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} U^s \cos\left(\omega t + \rho_0 - \frac{\pi}{6}\right)$$

$$u_{20}(t) = \frac{U_E}{2} + \frac{U_E}{T_p} \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{U^s}{U_E} T_p \left[\underbrace{-\sin\left(\frac{\pi}{3}\right) \cos(\omega t + \rho_0) + \cos\left(\frac{\pi}{3}\right) \sin(\omega t + \rho_0) + \sin(\omega t + \rho_0)}_{-\sin\left(\frac{\pi}{3} - (\omega t + \rho_0)\right)} \underbrace{\quad}_{2 \cos\left(\frac{\pi}{3}\right) \sin\left(\omega t + \rho_0 - \frac{\pi}{6}\right)} \right] \quad 5.49$$

$$= \frac{U_E}{2} + \frac{3}{2} U^s \sin\left(\omega t + \rho_0 - \frac{\pi}{6}\right)$$

$$u_{30}(t) = U_E - u_{10}(t) = \frac{U_E}{2} - \frac{\sqrt{3}}{2} U^s \cos\left(\omega t + \rho_0 - \frac{\pi}{6}\right) \quad 5.50$$

5.5.4.2 Formes d'ondes des tensions moyennes de branches

En pratiquant de la même manière pour les autres secteurs, on obtient les relations suivantes :

secteur I :	$0 \leq \omega t + \rho_0 \leq \frac{\pi}{3}$	$u_{10}(\omega t) = \frac{U_E}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} U^s \cos\left(\omega t + \rho_0 - \frac{\pi}{6}\right)$	
secteur II :	$\frac{\pi}{3} \leq \omega t + \rho_0 \leq \frac{2\pi}{3}$	$u_{10}(\omega t) = \frac{U_E}{2} + \frac{3}{2} U^s \cos(\omega t + \rho_0)$	
secteur III :	$\frac{2\pi}{3} \leq \omega t + \rho_0 \leq \pi$	$u_{10}(\omega t) = \frac{U_E}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} U^s \cos\left(\omega t + \rho_0 + \frac{\pi}{6}\right)$	5.51
secteur IV :	$\pi \leq \omega t + \rho_0 \leq \frac{4\pi}{3}$	$u_{10}(\omega t) = \frac{U_E}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} U^s \cos\left(\omega t + \rho_0 - \frac{\pi}{6}\right)$	
secteur V :	$\frac{4\pi}{3} \leq \omega t + \rho_0 \leq \frac{5\pi}{3}$	$u_{10}(\omega t) = \frac{U_E}{2} + \frac{3}{2} U^s \cos(\omega t + \rho_0)$	
secteur VI :	$\frac{5\pi}{3} \leq \omega t + \rho_0 \leq 2\pi$	$u_{10}(\omega t) = \frac{U_E}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} U^s \cos\left(\omega t + \rho_0 + \frac{\pi}{6}\right)$	

et pour les deux autres branches

$$u_{20}(\omega t) = u_{10}\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \quad 5.52$$

$$u_{30}(\omega t) = u_{10}\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \quad 5.53$$

La Figure 5-21 illustre la forme d'onde résultante des tensions de branches. A partir de ces trois tensions de branches, il est possible de retrouver les tensions de phases (relation 5.4). Ces

trois tensions sont parfaitement sinusoïdales pour autant que le module du phaseur spatial de tension respecte la condition suivante :

$$U^s \leq \frac{1}{\sqrt{3}} U_E \quad 5.54$$

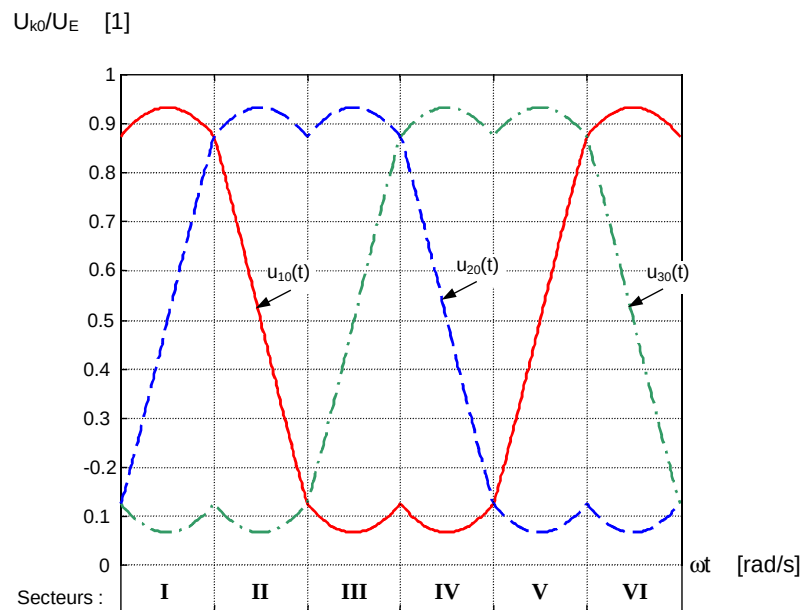


Figure 5-21 : Formes d'ondes des tensions de branches (valeur moyenne sur une période de pulsation)

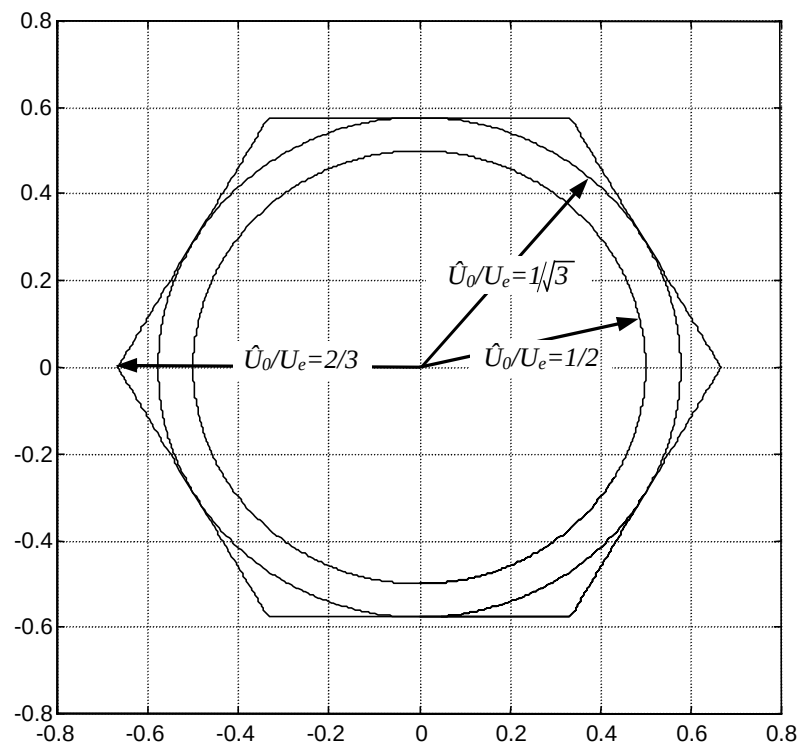
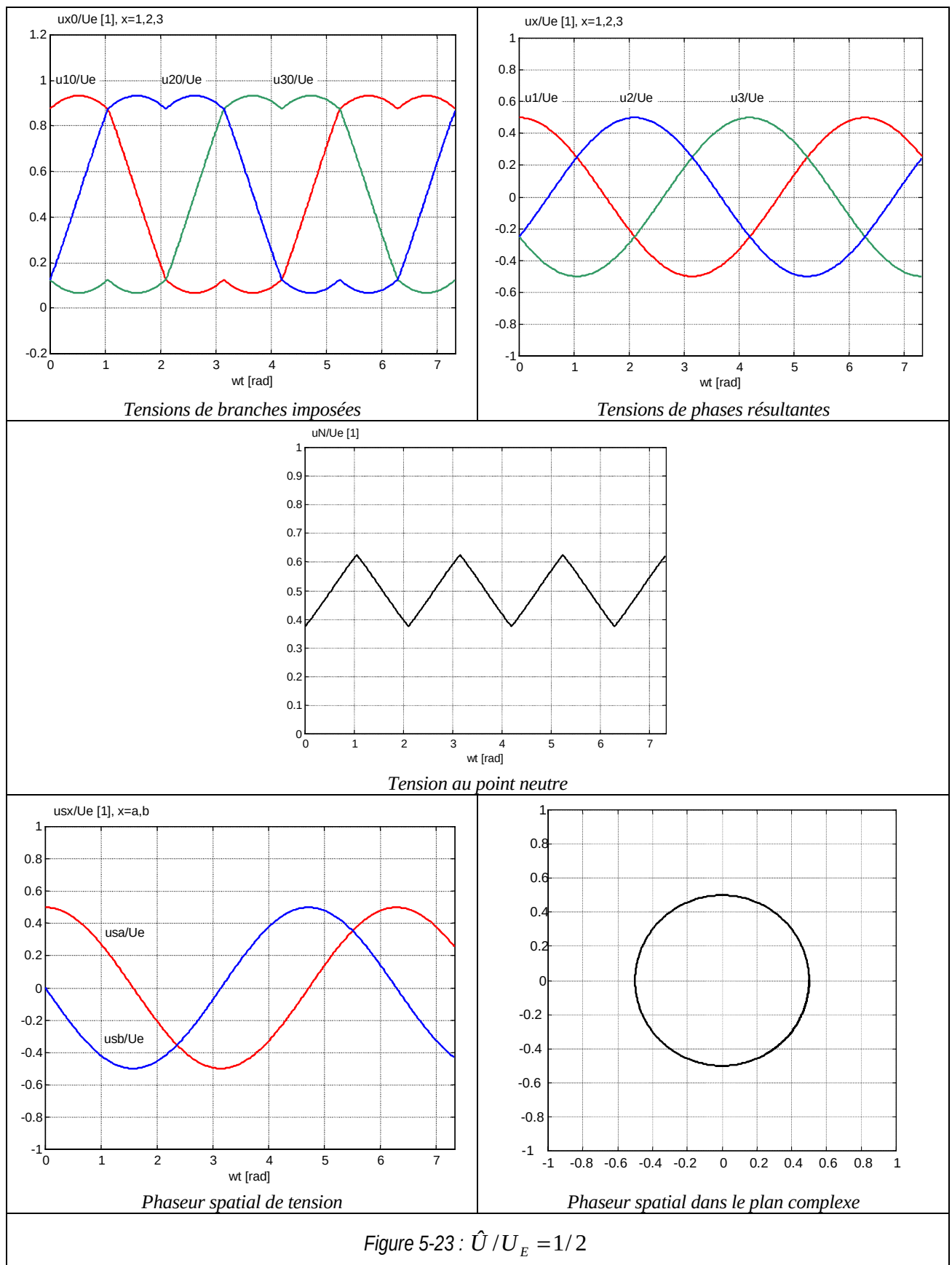
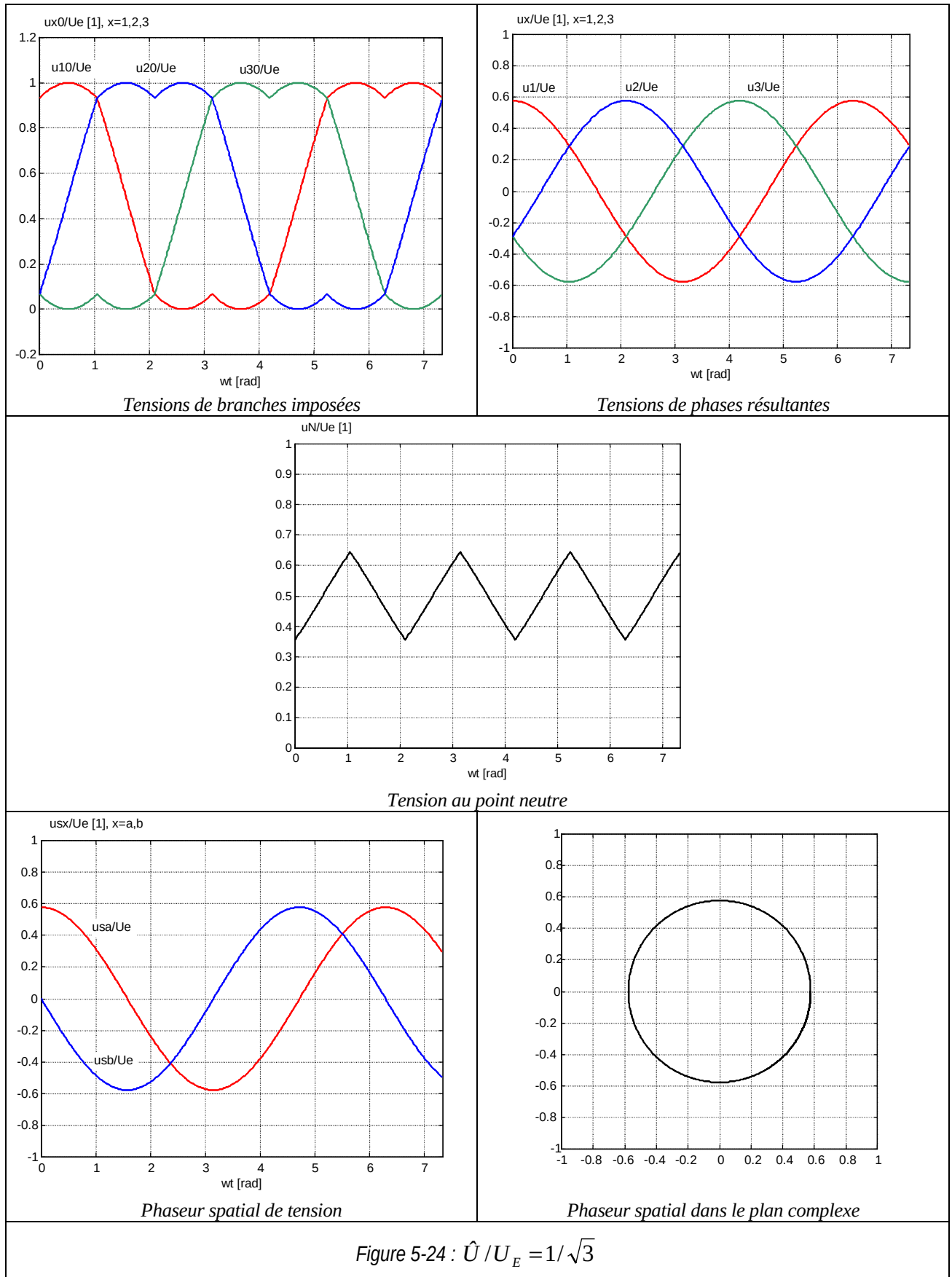
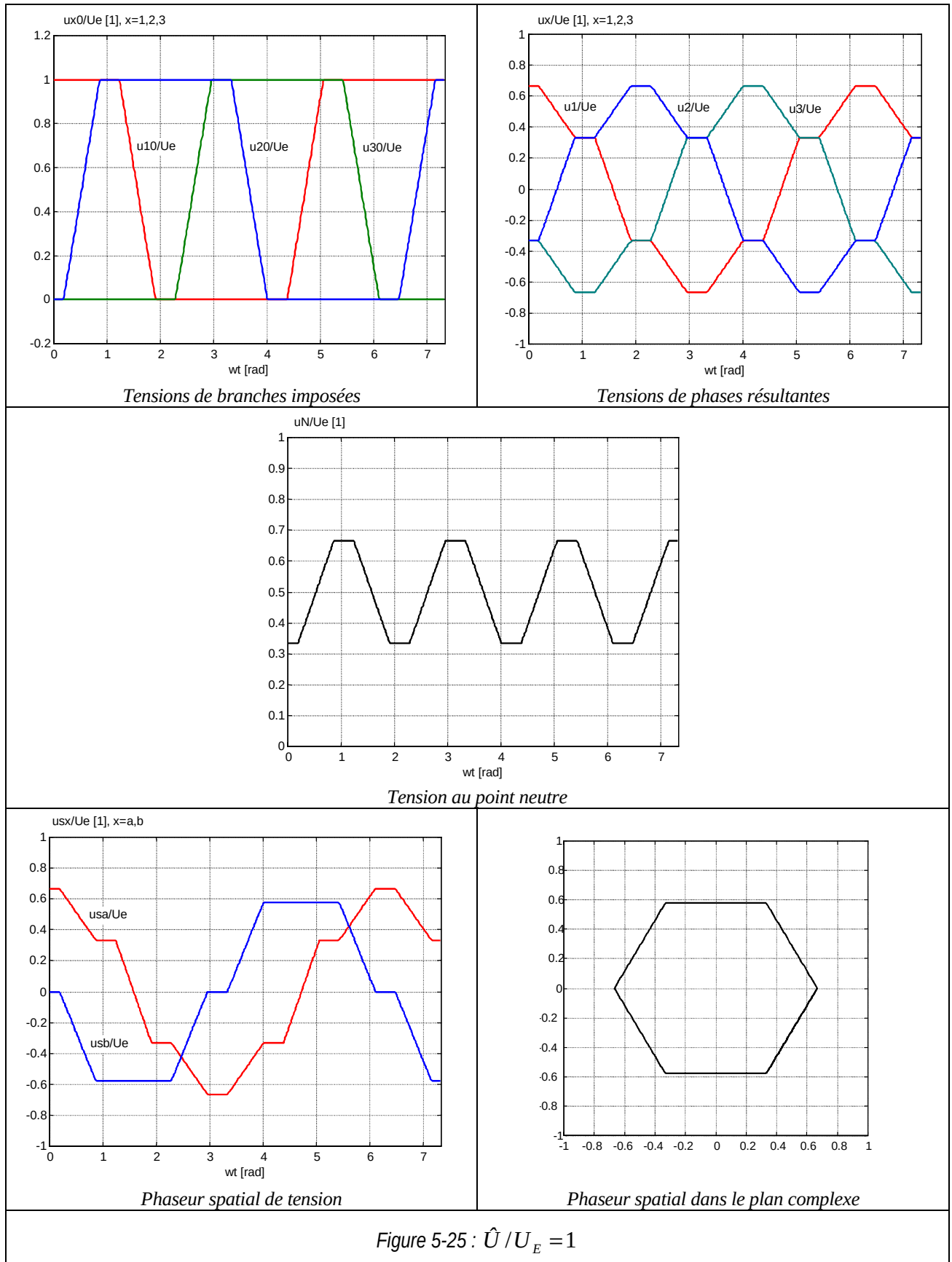


Figure 5-22 : Conditions limites sur le module du phaseur de tension







5.5.5 Schéma équivalent

Le schéma équivalent du modèle au niveau bornes est montré à la Figure 5-26 . Il consiste en trois sources de tension, représentant les tensions de branches u_{10} , u_{20} , u_{30} . On admet qu'il n'y a pas de résistances et inductances internes. La charge, sous forme d'un circuit triphasé possède en général un point neutre flottant.

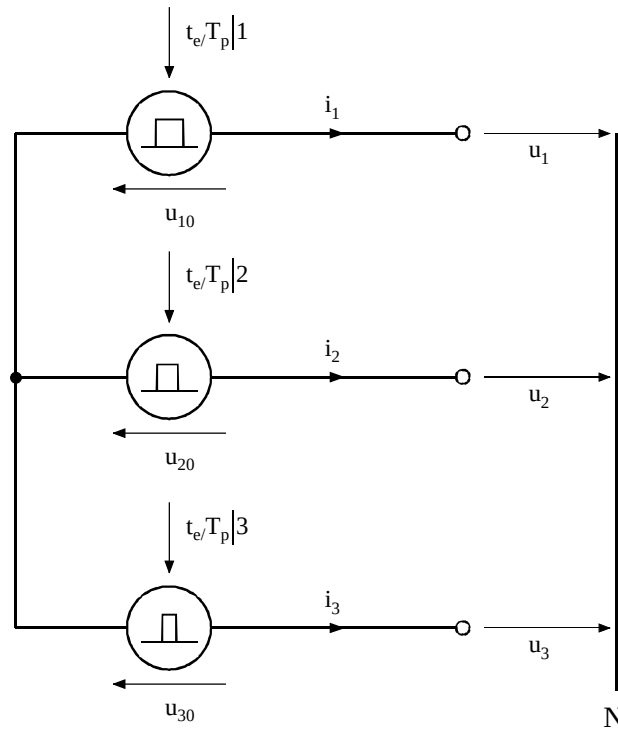


Figure 5-26 : Schéma équivalent triphasé du modèle au niveau bornes

La Figure 5-27 montre l'allure des tensions de branches u_{10} , u_{20} , u_{30} avec une modulation sinusoïdale. De plus on y trouve l'allure des tensions de phases u_1 , u_2 , u_3 , construite selon les relations, 5.3. L'allure discontinue des tensions de branches impose une construction par morceau des tensions de phases, d'où résulte un fractionnement très prononcé.

La modulation des tensions de branches u_{k0} de l'onduleur est telle que les tensions de phases ont un taux d'ondulation le plus faible possible. Les tensions de phases u_k ainsi que les deux composantes u_α^s et u_β^s du phaseur spatial se déterminent toujours selon les relations 5.11.

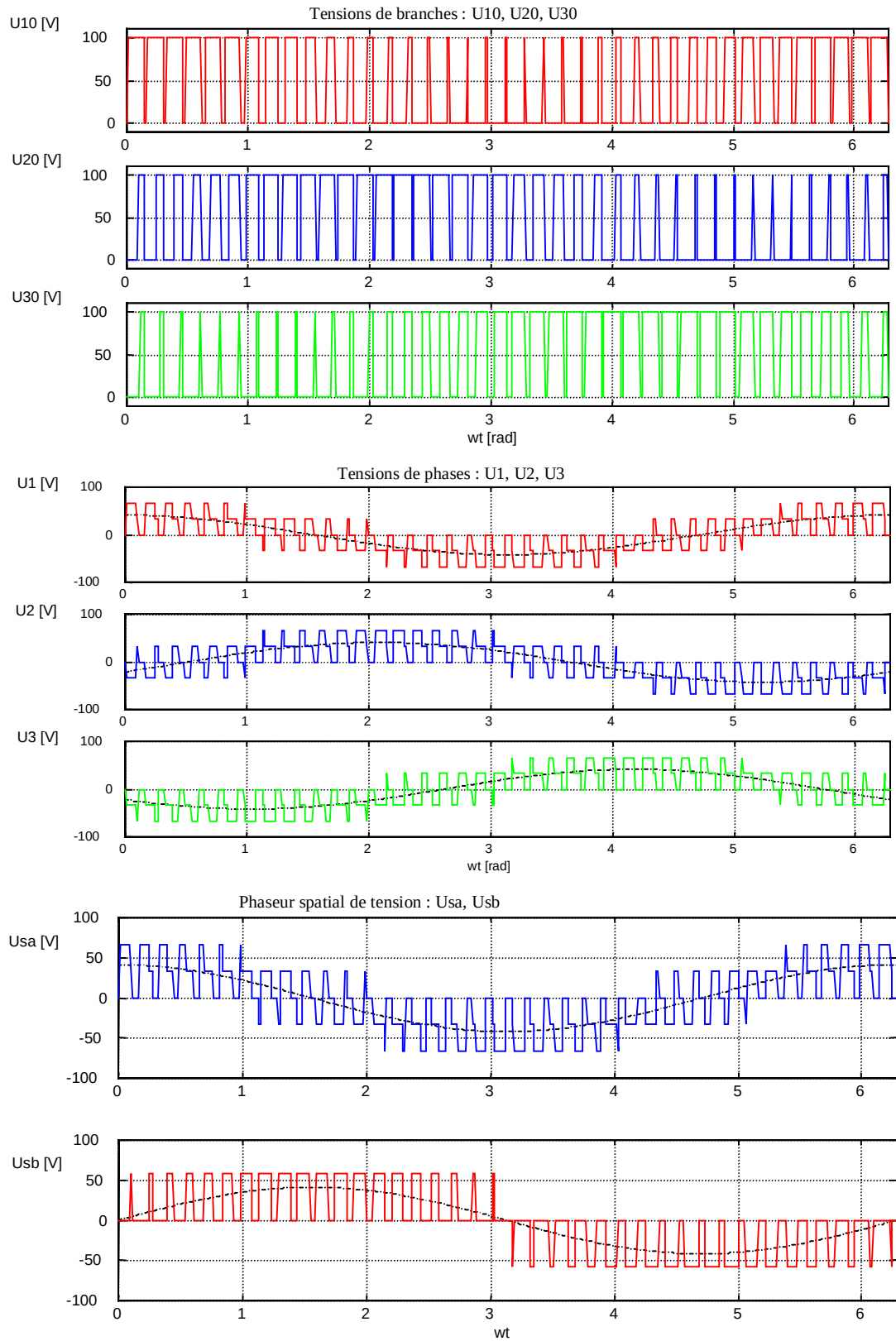


Figure 5-27 : Modélisation au niveau bornes d'un onduleur à pulsation
(composition des tensions de phases et des composantes α et β du phaseur spatial)

5.5.6 Phaseurs spatiaux de tension et de courant

Les phaseurs spatiaux de tension et de courant sont représentés à la Figure 5-28. Par rapport à une commande rectangulaire (conduction à 180°) des tensions de branches on peut remarquer deux changements importants :

1. L'extrémité du phaseur de courant se déplace quasiment sur un cercle représenté par l'onde fondamentale $\hat{1}_s$.
2. Le phaseur de tension présente 8 états distincts en lieu et place des six pour une commande rectangulaire (conduction à 180°) des tensions de branches. Grâce aux deux états caractérisant une amplitude nulle du phaseur, il est possible par des moyennes glissantes sur une période de pulsation T_p de définir un phaseur spatial de tension dont l'amplitude et la phase peuvent être quelconques.

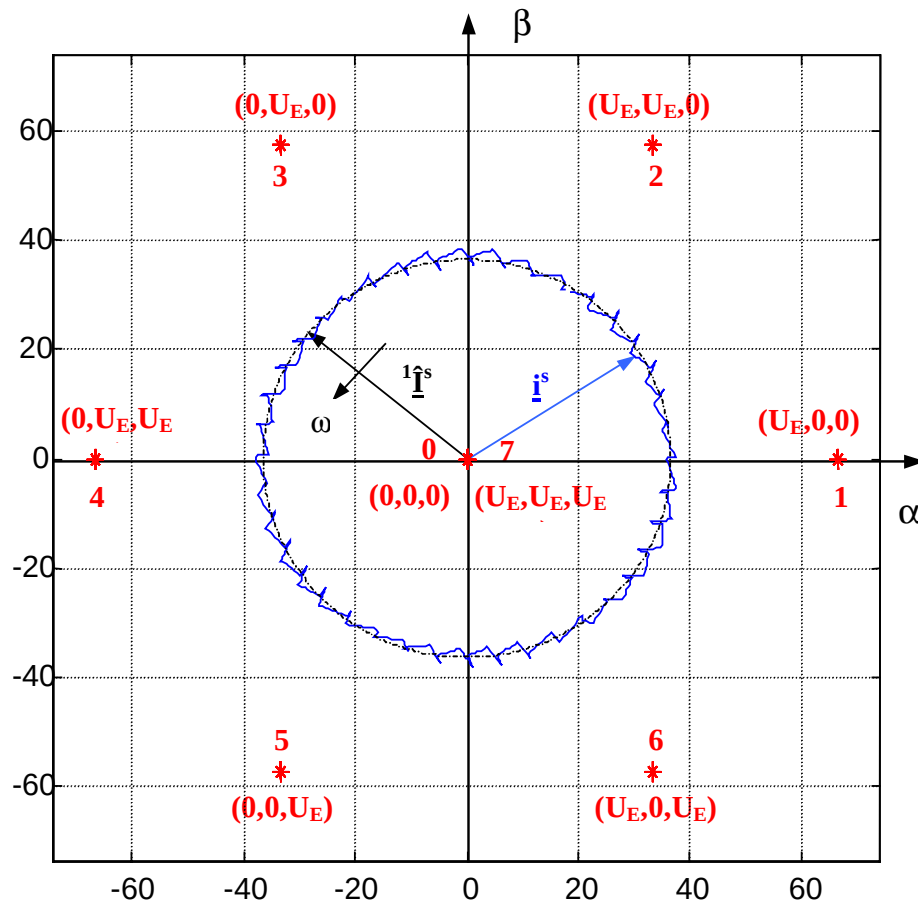


Figure 5-28 : Allure du phaseur spatial $\hat{i}_s$ de courant pour une commande à pulsation

La Figure 5-29 illustre les parties réelles et imaginaires des phaseurs spatiaux de tension et de courant, ceci en fonction du temps.

Comme pour le cas de la commande rectangulaire des tensions de branches, on peut remarquer la forme en escalier de la partie réelle du phaseur de tension avec des valeurs

discrètes valant $\left[-\frac{2}{3}U_E, -\frac{1}{3}U_E, 0, \frac{1}{3}U_E, \frac{2}{3}U_E\right]$. Pour la partie imaginaire, on a les valeurs $\left[-\frac{1}{\sqrt{3}}U_E, 0, \frac{1}{\sqrt{3}}U_E\right]$.

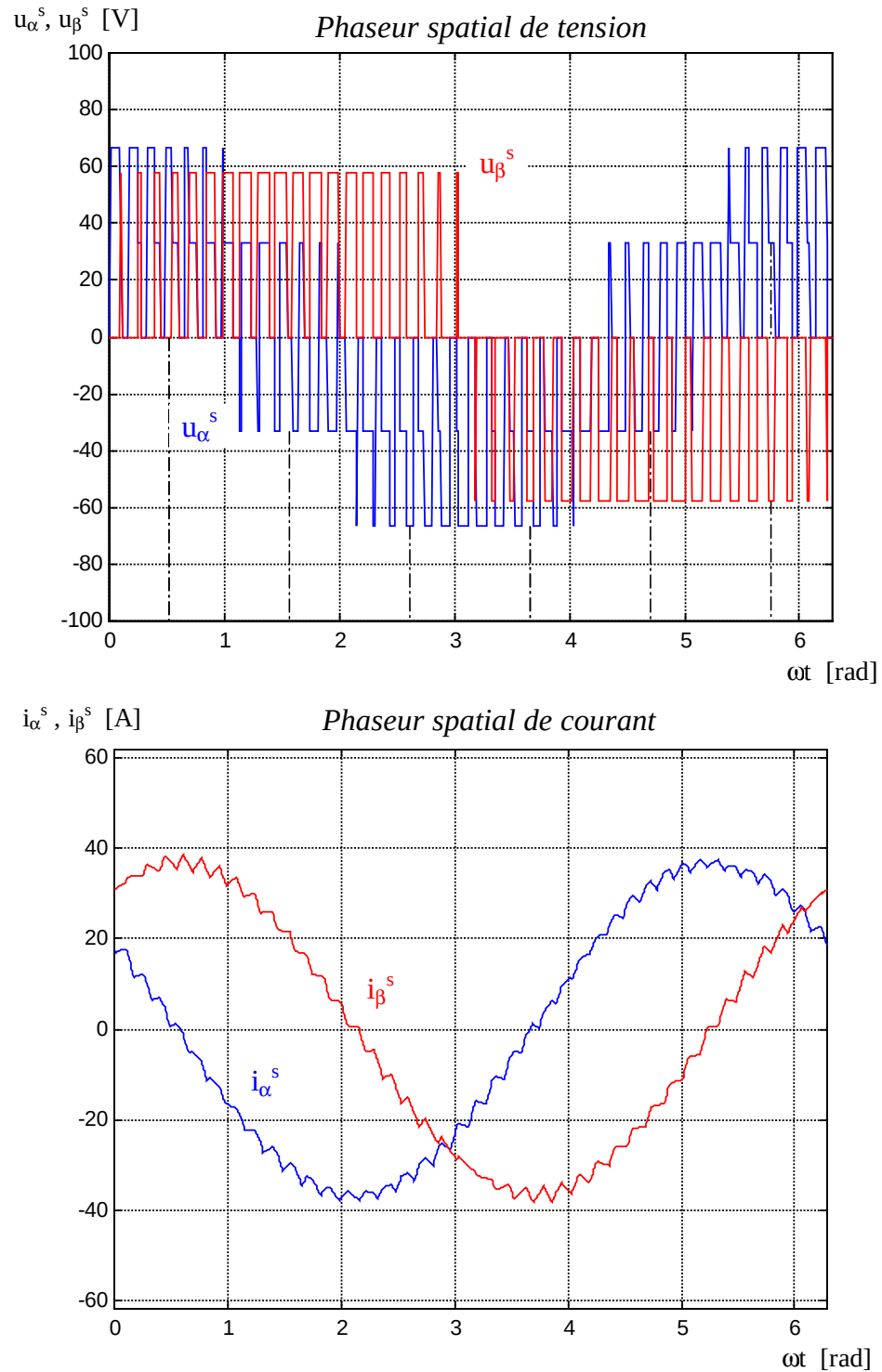


Figure 5-29 : Allure des phaseurs spatiaux $i_{\alpha}^s, i_{\beta}^s$ pour une commande à pulsation.

5.5.7 Reconstitution des courants de phases

A partir du phaseur de courant, il est possible de reconstituer les courants de phases réelles

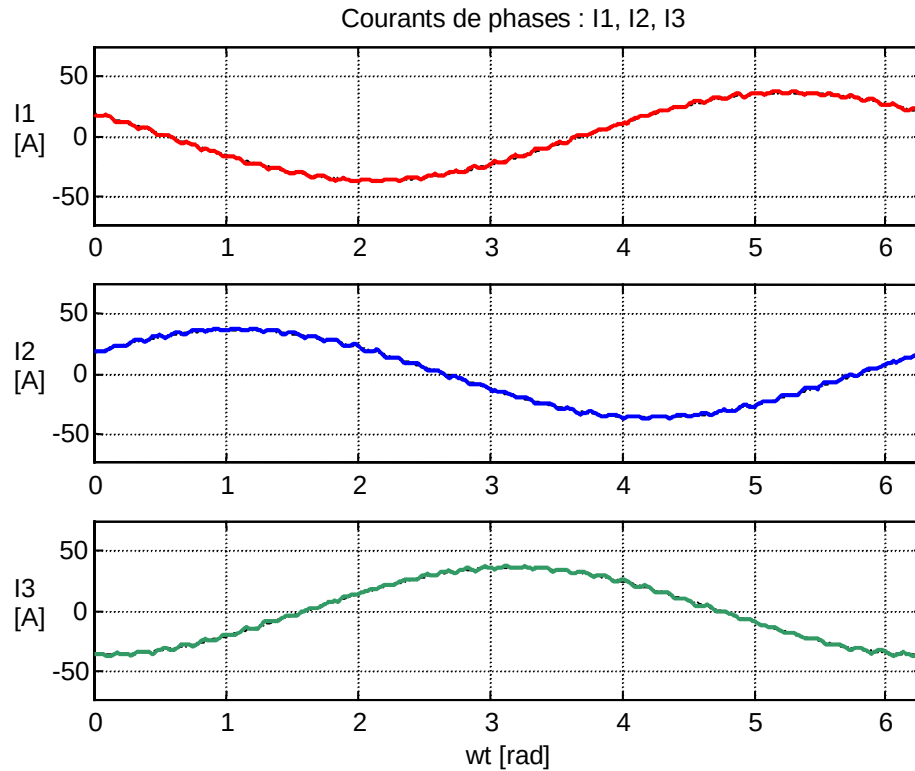


Figure 5-30 : Allure des courants de phases pour une commande à pulsation.

5.5.8 Courant continu dans le circuit intermédiaire

Le courant continu i_{dII} dans le circuit intermédiaire n'est absolument pas constant à cause de la commutation des branches onduleur. Pour déduire l'allure de ce courant, on fait appel à la Figure 5-31. Le courant i_{dII} se compose des courants partiels circulant dans les éléments (contacteurs statiques ou diodes) de la partie supérieure du pont onduleur. Lorsque la branche k est enclenchée (c'est-à-dire pour $u_{k0}=U_E$), ce courant partiel est égal au courant de phase i_k . A noter que le courant i_k positif circule au travers du contacteur statique et le courant i_k négatif au travers de la diode. Si, par contre, la branche k est déclenchée ($u_{k0}=0$), ce courant partiel est nul. Lorsqu'on introduit le facteur d_k défini par

$$\begin{aligned} d_k &= 1 && \text{pour } u_{k0} = U_E \\ d_k &= 0 && \text{pour } u_{k0} = 0 \end{aligned} \quad 5.55$$

On peut établir la relation

$$i_{dII} = d_1 \cdot i_1 + d_2 \cdot i_2 + d_3 \cdot i_3 \quad 5.56$$

Elle permet de construire l'allure du courant continu dans le circuit intermédiaire. Compte tenu du fait que la somme des courants i_1 , i_2 et i_3 est toujours nulle, on obtient, pour les huit états possibles des branches de l'onduleur, les valeurs indiquées dans le Tableau 5-1. Il y a donc une relation simple pour le courant continu i_{dII} dans le circuit intermédiaire.

d_1	0	1	1	0	0	0	1	1
d_2	0	0	1	1	1	0	0	1
d_3	0	0	0	0	1	1	1	1
i_{dII}	0	i_1	$-i_3$	i_2	$-i_1$	i_3	$-i_2$	0

Tableau 5-1 : Courant continu i_{dII} dans le circuit intermédiaire selon l'état de commutation des branches

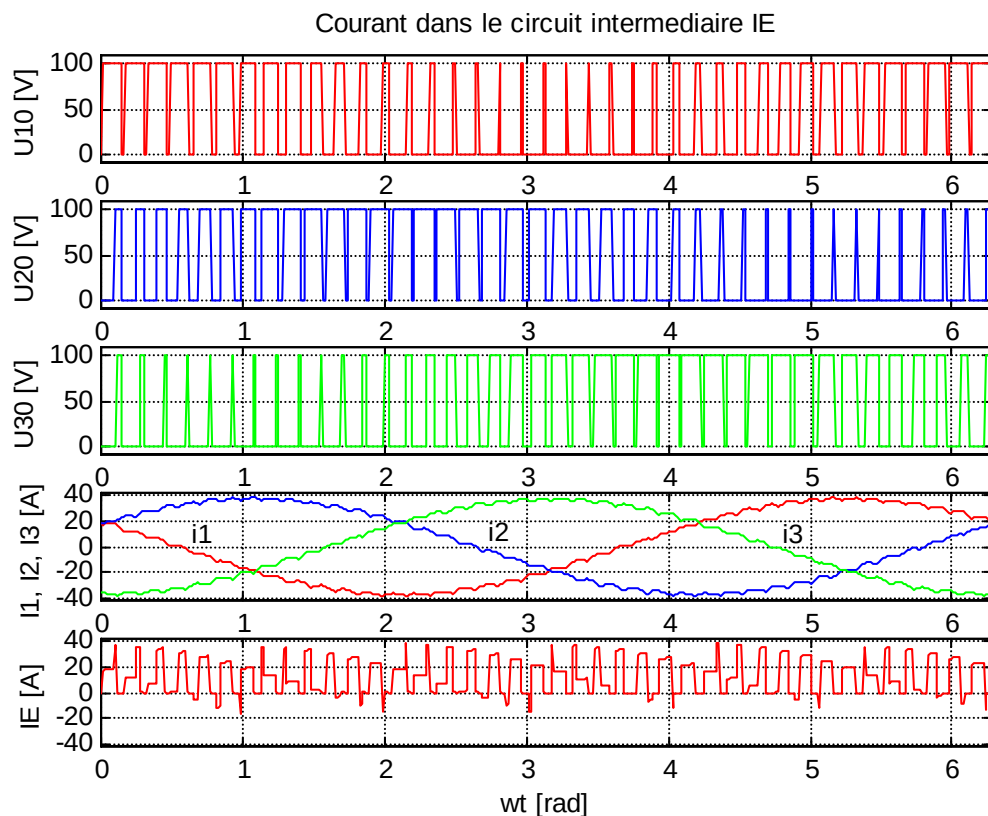


Figure 5-31 : Allure du courant continu i_{dII} dans le circuit intermédiaire pour un onduleur à pulsation triphasé

La Figure 5-31 montre l'allure des trois tensions de branches u_{10} , u_{20} , u_{30} , celle des trois courants de phases i_1 , i_2 , i_3 et celle du courant i_{dII} dans le circuit intermédiaire. Pour simplifier la représentation, on a négligé l'ondulation du courant. Les courants de phases varient donc sinusoïdalement, avec un déphasage supposé de 30° par rapport à l'onde fondamentale de la tension de phase. Comme on le voit le courant i_{dII} dans le circuit intermédiaire présente des discontinuités aux instants de commutation d'une des branches. Pour prendre en charge ces variations rapides, il faut prévoir dans le circuit intermédiaire un condensateur tampon C.

La valeur moyenne I_{dII} de ce courant s'obtient par un bilan des puissances actives. La puissance $U_E I_{dII}$ fournie par le circuit intermédiaire doit être égale à la puissance active fournie par l'onduleur à la charge triphasée. Lors d'une modulation sinusoïdale, on peut

travailler avec les ondes fondamentales de la tension de phases ${}^1\hat{U}$ et du courant de phase ${}^1\hat{I}$. Avec φ_i , le déphasage entre les deux, on obtient alors

$$I_{dII} = \frac{\frac{3}{2} \cdot {}^1\hat{U} \cdot {}^1\hat{I} \cdot \cos(\varphi_i)}{U_E} \quad 5.57$$

Dans cette relation on ne tient pas compte des pertes dans l'onduleur (pire cas)
Pour $\varphi_i > 90^\circ$, le courant I_{dII} devient négatif. Il y a alors récupération de la puissance active dans le circuit intermédiaire. L'onduleur fonctionne comme redresseur. Pour absorber la puissance dans le circuit intermédiaire, on doit prendre des mesures particulières.

5.5.9 Variation de la tension du point neutre

Dans le cas particulier d'une charge triphasée symétrique étoile, comme le montre la Figure 5-32 peut écrire pour les tensions de phases

$$u_k = R_k \cdot i_k(t) + L \cdot \frac{di_k(t)}{dt} + u_{ik} \quad , k = 1, 2, 3 \quad 5.58$$

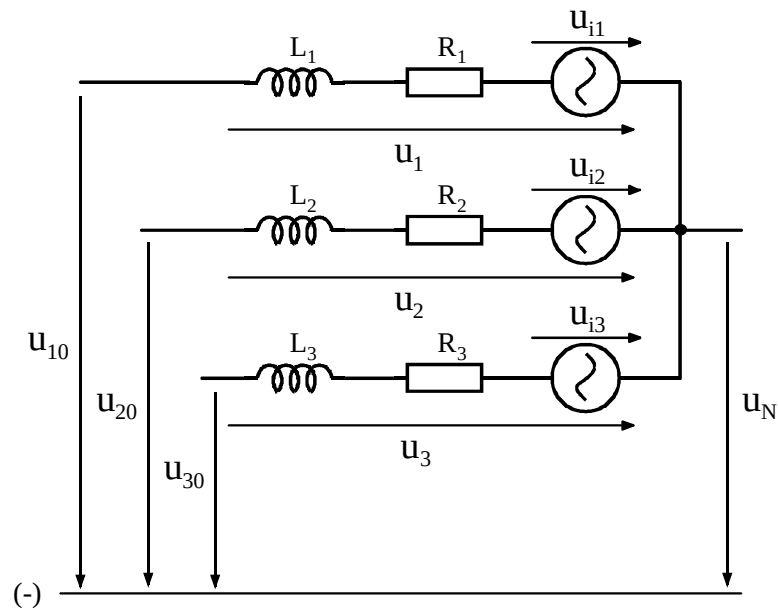


Figure 5-32 : Charge triphasée avec connexion étoile

Le neutre flottant N impose que la somme des trois courants de phases soit nulle.

$$\sum_{k=1}^3 i_k(t) = 0 \quad 5.59$$

Cette condition est également valable pour la somme des dérivées des courants de phases.

$$\sum_{k=1}^3 \frac{di_k(t)}{dt} = 0 \quad 5.60$$

En sachant que la tension du neutre $u_N(t)$ est mesurée entre le neutre flottant N et la borne (-) du réseau d'alimentation, on a

$$u_N(t) = u_{k0}(t) - u_k(t) \quad , k = 1, 2, 3 \quad 5.61$$

5.5.9.1 Système triphasé sans composante homopolaire

Si les tensions de phases ne présentent pas de composante homopolaire ($\sum_{k=1}^3 u_k(t) = 0$), compte tenu de la relation , 5.61 on obtient

$$u_N(t) = \frac{1}{3} \cdot (u_{10}(t) + u_{20}(t) + u_{30}(t)) \quad 5.62$$

Les tensions de branches ayant deux états distincts, soit 0 où U_E , la tension du point neutre peut prendre les états

d_1	0	1	1	0	0	0	1	1
d_2	0	0	1	1	1	0	0	1
d_3	0	0	0	0	1	1	1	1
u_N	0	$U_E/3$	$2U_E/3$	$U_E/3$	$2U_E/3$	$U_E/3$	$2U_E/3$	U_E

Tableau 5-2 : Tension du point neutre en fonction de l'état de commutation des branches onduleur

Sachant que la valeur moyenne des tensions de branches vaut $U_E/2$, la valeur moyenne de la tension $u_N(t)$, selon la relation 5.62 vaudra dans ce cas

$$U_N = \frac{1}{2} \cdot U_E \quad 5.63$$

5.5.9.2 Système triphasé avec composante homopolaire

En faisant l'hypothèse que les tensions de phases présentent une composante homopolaire par l'intermédiaire des tensions internes $u_{ik}(t)$, on peut écrire en utilisant la relation 5.61

$$\begin{aligned} u_N(t) &= u_{10}(t) - u_1(t) \\ + u_N(t) &= u_{20}(t) - u_2(t) \\ + u_N(t) &= u_{30}(t) - u_3(t) \\ \hline 3 \cdot u_N(t) &= u_{10}(t) + u_{20}(t) + u_{30}(t) - (u_1(t) + u_2(t) + u_3(t)) \\ u_N(t) &= \frac{1}{3} \cdot (u_{10}(t) + u_{20}(t) + u_{30}(t)) - u_{i0}(t) \end{aligned} \quad 5.64$$

Et pour la composante homopolaire $u_0(t)$ des tensions de phases, équivalente à la composante homopolaire $u_{i0}(t)$ des tensions internes de la charge

$$u_0(t) = u_{i0}(t) = \frac{1}{3} \cdot (u_1(t) + u_2(t) + u_3(t)) = \frac{1}{3} \cdot (u_{i1}(t) + u_{i2}(t) + u_{i3}(t)) \quad 5.65$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] CONVERTISSEURS STATIQUES
Auteur : Hansruedi Bühler
Chapitre 3, § 3.4
Presses Polytechniques et Universitaires Romandes
ISBN : 2-88074-230-7

- [2] REGLAGE DE SYSTÈMES D'ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE
VOLUME 1 : THÉORIE
Auteur : Hansruedi Bühler
Chapitre 2, § 2.9
Presses Polytechniques et Universitaires Romandes
ISBN : 2-88074-341-9

- [3] IMPLEMENTING SPACE VECTOR MODULATION WITH ADM401
AN401-17
Auteur : Analog Devices