



COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE ATOMIQUE

DSM - DAPNIA

DIRECTION DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

DEPARTEMENT D'ASTROPHYSIQUE, DE PHYSIQUE DES PARTICULES,
DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE ET DE L'INSTRUMENTATION ASSOCIÉE
SERVICE D'ÉTUDE DES ACCÉLÉRATEURS

DATE : 9 octobre 2001

N/RÉF. : DAPNIA/SEA/IPHI2000/ 61

François SIMOENS, fsimoens@cea.fr

Alain FRANCE, afrance@cea.fr

Distribution des modes de résonance d'un RFQ

Modèle et expérimentations

TABLE DES MATIERES***Distribution des modes de résonance d'un RFQ***

<i>Modèle et expérimentations</i>	<i>1</i>
1 Introduction	3
2 Relation de dispersion théorique	4
2.1 Relation de dispersion d'un RFQ déduite de l'analogie à une cavité cylindrique vide	4
2.1.1 Relation de dispersion d'une cavité cylindrique terminée par des courts-circuits	4
2.1.2 Relation de dispersion dans un RFQ aux pentes de tensions nulles aux extrémités	5
2.2 Relation de dispersion calculée numériquement à partir de notre modèle mathématique	7
2.2.1 Spectre de l'opérateur différentiel décrivant le RFQ	7
2.2.2 Effet de la densité de maillage	8
2.3 Comparaison des spectres en fréquence déduits des 2 approches	9
3 Courbes de dispersion expérimentales	10
3.1 Problèmes liés à l'identification de la nature des modes	10
3.2 Excitations transverses quadripolaire et dipolaires	10
3.3 Spectre en fréquence dans un RFQ de 3 mètres de long	12
3.3.1 Illustration du problème d'identification de la nature des modes	12
3.3.2 A propos de l'information apportée par les excitations X et Y	15
3.3.3 Relation de dispersion théorique dans un RFQ de 3 mètres	16
3.3.4 Premières résonances mesurées dans un RFQ de 3 mètres	17
3.3.5 Modes résonants entre 385 MHz et 440 MHz	17
3.3.6 Modes résonants entre 440 MHz et 500 MHz	19
3.3.7 Modes résonants entre 500 MHz et 600 MHz	20
3.3.8 Modes résonants entre 600 MHz et 780 MHz	22
3.3.9 Modes résonants entre 780 MHz et 1 GHz	24
3.4 Effet de la position longitudinale des boucles de mesure du coefficient de transmission	26
3.4.1 Spectres mesurés	26
3.4.2 Analogie au mode TE _{21n}	27
3.4.3 Comparaison des niveaux mesurés et théoriques	28
4 Conclusion	30
5 Annexes : spectres en fréquence comparés pour 2 positions du plan de réception	31

1 Introduction

Les spectres mesurés dans une cavité radio-fréquence quadripolaire, RFQ, présentent un grand nombre de résonances très rapprochées du mode accélérateur. Au cours des réglages et de l'assemblage des 8 mètres du RFQ du projet IPHI, il est indispensable de savoir distinguer la nature des pics repérés sur les spectres en fréquence. En particulier, il faut pouvoir :

- déterminer la nature quadripolaire ou dipolaire.
- repérer le mode accélérateur.
- distinguer les modes longitudinaux fondamentaux de ceux engendrés par la segmentation du RFQ.

Afin de répondre à cette problématique, ce document présente une étude de la distribution en fréquence des modes de résonance d'une cavité RFQ du point de vue théorique et expérimental.

2 Relation de dispersion théorique

- Par analogie à une cavité cylindrique où des électrodes ont été insérées et aux conditions aux limites de circuit ouvert, on peut établir une relation de dispersion théorique.
- Pour régler le RFQ, nous avons développé un formalisme mathématique. Le RFQ parfait est modélisé par une ligne de transmission quadrifilaire couplée et chargée à ses extrémités. L'espace vectoriel solution de ce modèle est muni d'un opérateur différentiel décrivant cette ligne. Son spectre est discret ; les vecteurs propres sont les modes de résonance de la ligne chargée, et les valeurs propres sont les fréquences de résonance.

2.1 Relation de dispersion d'un RFQ déduite de l'analogie à une cavité cylindrique vide

2.1.1 Relation de dispersion d'une cavité cylindrique terminée par des courts-circuits

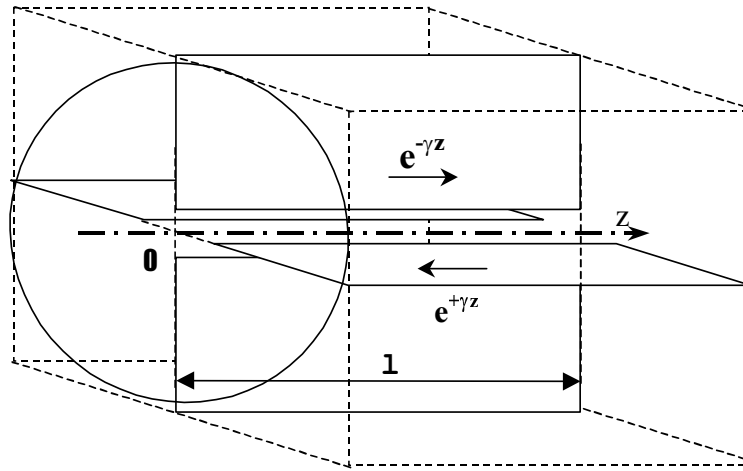


figure 1: équivalence de la région principale terminée par des circuits ouverts

Une cavité RFQ peut être assimilée à une cavité cylindrique de rayon R et de hauteur L (figure 1) :

- Dans laquelle des électrodes perturbatrices ont été insérées.
- Aux conditions aux limites en $z=0$ et $z=L$ de circuit ouvert.

Le mode accélérateur présente une composante longitudinale uniquement magnétique¹: c'est donc un mode Transverse Electrique. Dans une cavité cylindrique, toutes les composantes du champ électromagnétique de ce mode peuvent s'exprimer en fonction de la composante longitudinale $H_z(\theta, r, z) = H_0 F(\theta, r) G(z)$:

$$E_r = -\frac{1}{\beta_c^2} \frac{j\omega\mu}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \quad E_\theta = \frac{1}{\beta_c^2} j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r}$$

$$H_r = -\frac{1}{\beta_c^2} \gamma \frac{\partial H_z}{\partial r} \quad H_\theta = \frac{1}{\beta_c^2} \frac{\gamma}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta}$$

$$H_z(\theta, r, z) \text{ satisfait l'équation de Helmholtz}^2 \Delta H_z + \omega^2 \epsilon \mu H_z = 0$$

Le Laplacien peut être décomposé en une partie transverse et une longitudinale: $\Delta = \Delta_t + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

$$\Delta_t H_z + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + \omega^2 \epsilon \mu H_z = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\Delta_t F(r, \theta)}{F(r, \theta)} + \frac{1}{G(z)} \frac{\partial^2 G(z)}{\partial z^2} + \omega^2 \epsilon \mu = 0$$

¹ Les composantes longitudinales du champ électrique accélérateur sont introduites par les modulations des électrodes, qui sont négligées dans l'approche électrodynamique de la cavité.

² Avec la convention temporelle implicite $e^{j\omega t}$.

☒ Dépendance transverse en (r, θ) .

Soit $\Delta_r F(\theta, r) = -\beta_c^2 F(\theta, r)$. La fonction transverse $F(\theta, r)$ doit satisfaire la condition aux limites :

$$\text{en } r = R, H_r = -\frac{\gamma}{\beta_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} = 0 \Rightarrow \left[\frac{\partial H_z}{\partial r} \right]_{r=R} = 0.$$

Dans une cavité cylindrique, la composante radiale obéit à une équation de Bessel: sa solution est donc une fonction de Bessel,

et on trouve $\beta_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} = \frac{u_{np}}{R}$, u_{np} étant la p-ième racine de $J_n'(x) = 0$. Les indices n et p définissent la longueur d'onde de coupure "transverse" λ_c .

☒ Dépendance longitudinale en z

On cherche une solution de $\frac{1}{G(z)} \frac{\partial^2 G(z)}{\partial z^2} = \pm \gamma^2$ satisfaisant aux conditions aux limites :

$$\text{en } z = 0 \text{ et } z = L, \vec{n} \wedge \vec{H} = \vec{0}^3.$$

Elle est de la forme $G(z) = Ae^{+\gamma z} + Be^{-\gamma z}$

Comme H_r est proportionnel à la dérivée de H_z , il faut que:

$$\gamma A - \gamma B = \left. \frac{\partial G}{\partial z} \right|_{z=0} \quad \text{et} \quad \gamma A e^{+\gamma L} - \gamma B e^{-\gamma L} = \left. \frac{\partial G}{\partial z} \right|_{z=L}$$

A, B et γ dépendent des pentes de H_z aux extrémités longitudinales.

☒ Relation de dispersion

De $\frac{\Delta_r F(r, \theta)}{F(r, \theta)} + \frac{1}{G(z)} \frac{\partial^2 G(z)}{\partial z^2} + \omega^2 \epsilon \mu = 0$, on déduit :

$$\boxed{\beta_c^2 = \pm \gamma^2 + \epsilon \mu \omega^2}$$

2.1.2 Relation de dispersion dans un RFQ aux pentes de tensions nulles aux extrémités

Dans un RFQ qu'on pourrait qualifier de parfaitement adapté aux extrémités, c'est-à-dire avec des pentes nulles aux extrémités,

$$\left. \frac{\partial G}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial G}{\partial z} \right|_{z=L} = 0 \Rightarrow \begin{cases} A = B \\ e^{\gamma L} - e^{-\gamma L} = 0 \end{cases}$$

La condition aux limites entraîne que $sh(\gamma L) = 0$.

Selon l'approche classique d'une cavité, dans le cas d'une onde qui se propage sans pertes, pour $f > f_c$, la constante de

propagation est purement imaginaire: $\gamma = j \frac{2\pi f}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} = j\beta_g$, et donc $sh(\gamma L) = \sin(\beta_g L) = 0$

$\Rightarrow \beta_g = \frac{q\pi}{L}$. La solution en z est sinusoïdale.

C'est la solution pour un segment de RFQ aux pentes de tensions nulles aux extrémités.

³ Noté par M. Promé dans la référence [I], $+\alpha_1^2$ ou $-\alpha_2^2$ selon le signe de la constante.

Notons que quand $\left. \frac{\partial G}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial G}{\partial z} \right|_{z=L} \neq 0$, il faut également considérer des solutions hyperboliques. C'est aussi une solution à considérer quand les couplages résonants sont insérés afin de segmenter le RFQ ("modes hyperboliques" expliqués par M. Promé dans la référence [I]).

Désignons par RFQ "habituel" un RFQ non segmenté où l'adaptation des extrémités est considérée comme parfaite quand les pentes des tensions y sont nulles. Dans une telle cavité, la relation de dispersion $\beta_c^2 = \gamma^2 + \epsilon\mu\omega^2$ s'écrit

$$\left(\frac{2\pi f}{c} \right)^2 = \left(\frac{u'_{np}}{R} \right)^2 + \left(\frac{q\pi}{L} \right)^2$$

Le mode accélérateur est:

- de périodicité azimutale quaternaire liée aux quadrants $\Rightarrow n = 2$
- le premier mode quadripolaire rencontré $\Rightarrow p = 1$
- constant en $z \Rightarrow q = 0$

C'est donc un mode assimilé au TE_{210} d'une cavité cylindrique vide, de fréquence de résonance égale à celle dite de coupure transverse $f_{TE_{210}} = \frac{c u'_{21}}{2 \pi R} = \frac{c 3,05424}{2 \pi R}$.

Les fréquences des ordres longitudinaux supérieurs $f_{TE_{21q}}$ peuvent s'exprimer en fonction de $f_{TE_{210}}$ par:

$$f_{TE_{21q}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{u'_{21}}{\pi R} \right)^2 + \left(\frac{q}{L} \right)^2} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{2f_{TE_{210}}}{c} \right)^2 + \left(\frac{q}{L} \right)^2} \quad \text{équation 1}$$

On retrouve l'expression donnée par Lloyd Young (référence [II]).

D'une manière similaire, dans un RFQ parfait, si les pentes aux extrémités des tensions dipolaires des différents modes sont nulles, les fréquences des modes dipolaires TE_{11n} sont reliées à celle du mode dipolaire fondamental TE_{110} par :

$$f_{TE_{11q}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{2f_{TE_{110}}}{c} \right)^2 + \left(\frac{q}{L} \right)^2} \quad \text{équation 2}$$

Choisissons comme fréquences fondamentales les valeurs calculées par SUPERFISH en 2 dimensions: $f_{TE_{210}} = 350,7532$ MHz et $f_{TE_{110}} = 339,8461$ MHz. On calcule les fréquences modales des ordres $n > 1$ à l'aide des équations 1 et 2 (Tableau 1).

Valeurs propres pour un RFQ de 1,0146 m de long (calcul relation de dispersion)		
Ordre	Modes dipolaires [MHz]	Modes quadripolaires [MHz]
1	339,846100	350,753200
2	370,570174	380,597805
3	450,336429	458,623304
4	558,513481	565,216546
5	681,707769	687,210243
6	813,122020	817,740701
7	949,348787	953,307692

Tableau 1 : fréquences des 7 premiers modes quadripolaires et dipolaires données par la relation de dispersion dans une cavité cylindrique

Le mode opérationnel est à la fréquence de coupure de la cavité. Pour que l'équivalence à une cavité cylindrique soit conforme au comportement physique de la cavité électromagnétique, les équations doivent obéir un mode TEM. La vitesse de phase doit tendre vers la célérité dans un milieu vide quand la fréquence tend vers l'infini (chapitre 4 de la référence [III]).

$$f_{TE11q} = \frac{cq}{2L} \sqrt{\left(\frac{2Lf_{TE110}}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{q}\right)^2 + 1} \Rightarrow \frac{f_{TE11q}}{q} \approx \frac{c}{2L} \left(1 + \left(\frac{2Lf_{TE110}}{c}\right)^2 \frac{1}{2q^2}\right) \text{ quand } q \text{ devient grand.}$$

Pour le 101^o ordre modal, la valeur $\frac{f_{TE11(100)}}{100} = 147,77832 \text{ MHz}$ est déjà très proche de la limite

$$\lim_{q \rightarrow \infty} \frac{f_{TE11q}}{q} = \frac{c}{2L} = \frac{299792458}{2 \cdot 1,0146} = 147,739236 \text{ MHz}. \text{ On a donc bien } \lim_{f \rightarrow \infty} v_\phi = c.$$

2.2 Relation de dispersion calculée numériquement à partir de notre modèle mathématique

2.2.1 Spectre de l'opérateur différentiel décrivant le RFQ

Le RFQ parfait est modélisé par une ligne de transmission quadrifilaire couplée et chargée à ses extrémités (référence [III]). L'espace vectoriel solution de ce modèle est muni d'un opérateur différentiel décrivant cette ligne. Son spectre est discret ; les vecteurs propres sont les modes de résonance de la ligne chargée, et les valeurs propres sont les fréquences de résonance. Notre code "rfqtunetool" écrit sous Matlab calcule le spectre d'un RFQ dont le modèle électrique est spécifié par l'opérateur. Le modèle électrique est constitué par le couple (paramètres de la ligne quadrifilaire / distribution longitudinale de la tension accélératrice).4

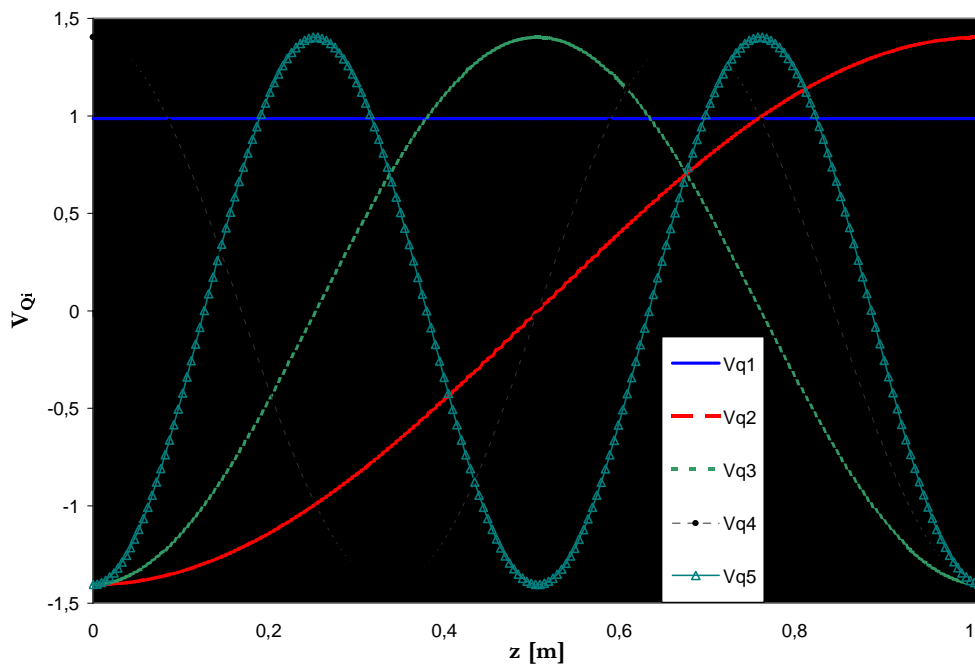


figure 2: 5 premiers vecteurs propres quadripolaires de la base du spectre d'un RFQ parfait aux extrémités adaptées

On a représenté les vecteurs propres des 5 premiers ordres du mode quadripolaire d'un RFQ parfait chargé par des impédances terminales adaptées. Dans ce modèle de RFQ, la tension accélératrice de référence est $V_{Q1}(z) = cte$ et les paramètres du schéma équivalent électrique sont constants sur toute la longueur des $1,0146 \text{ m}$ de la cavité RFQ, qui est celle d'un tronçon de maquette.

2.2.2 Effet de la densité de maillage

La précision des vecteurs et valeurs propres calculés par le code « rfqtunetool » dépend de la densité de maillage en z. Pour générer le maillage l'opérateur doit préciser :

- 1- Le nombre de sections par longueur de piston d'accord ;
- 2- La longueur maximale des sections entre les pistons.

4 maillages sur la longueur de 1,0146 m que mesure un tronçon de maquette de RFQ ont été testés :

	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4
Nombre de sections par piston	3	10	12	15
Longueur maximale des sections entre pistons	15 mm	5 mm	4 mm	3 mm
Nombre total de nœuds	68	206	254	328

Les modes quadripolaires calculés par « rfqtunetool » sont donnés dans le tableau ci-dessous. La dernière colonne rappelle les valeurs déduites de la relation de dispersion dans une cavité cylindrique.

Ordre	rfqtunetool maillage 1	rfqtunetool maillage 2	rfqtunetool maillage 3	rfqtunetool maillage 4	relation de dispersion
1	350,7532	350,7532	350,7532	350,7532	350,7532
2	380,5919	380,5972	380,5974	380,5976	380,597805
3	458,5446	458,6157	458,6184	458,6203	458,623304
4	564,8952	565,1852	565,1964	565,2043	565,216546
5	686,3806	687,129	687,1578	687,1783	687,210243
6	816,0513	817,5744	817,6329	817,6751	817,740701
7	950,3218	953,0127	953,1154	953,1906	953,307692

Tableau 2 : fréquences des 7 premiers modes quadripolaires calculées pour différents maillages (en MHz)

Le même tableau est donné pour les modes dipolaires

	rfqtunetool maillage 1	rfqtunetool maillage 2	rfqtunetool maillage 3	rfqtunetool maillage 4	relation de dispersion
1	339,8461	339,8461	339,8461	339,8461	339,8461
2	370,564	370,5695	370,5698	370,5699	370,570174
3	450,2563	450,3286	450,3314	450,3334	450,336429
4	558,1882	558,4818	558,493	558,501	558,513481
5	680,8714	681,6258	681,6549	681,6756	681,707769
6	811,423	812,9548	813,0136	813,056	813,12202
7	946,3504	949,0526	949,1556	949,2311	949,348787

Tableau 3 : fréquences des 7 premiers modes dipolaires calculées pour différents maillages (en MHz)

2.3 Comparaison des spectres en fréquence déduits des 2 approches

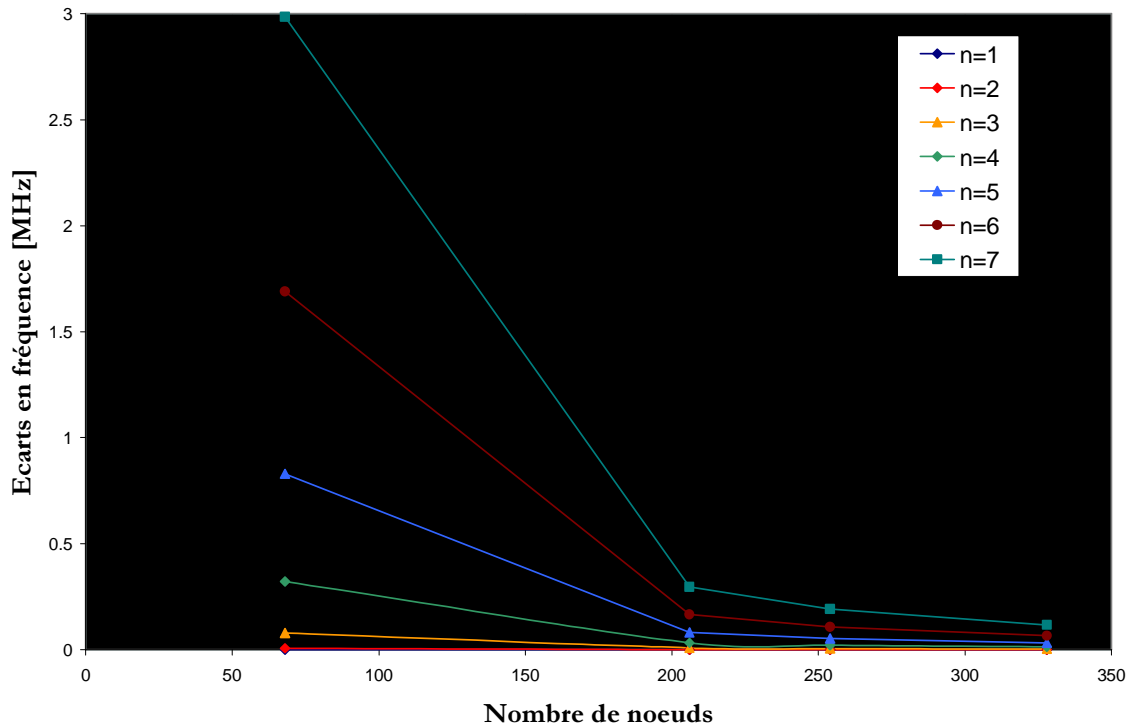


figure 3 : écarts entre la fréquence des modes longitudinaux calculée par "rfqtunetool" et celle déduite de la relation de dispersion en fonction de la densité du maillage

Les écarts entre les fréquences calculées à partir de notre formalisme et celles déduites de la relation de dispersion décroissent continûment lorsque la densité du maillage du modèle augmente figure 3. Plus le maillage est dense et plus la valeur propre calculée par « rfqtunetool » s'approche de déduite des équations 1 et 2.

Pour que le modèle équivalent obéisse au comportement physique de la cavité électromagnétique, les équations de ligne doivent décrire un mode TEM. Pour cela, nous avons introduit des inductances mutuelles reliées à la matrice de capacités mutuelles par $\overline{\overline{LC}}c^2 / (\epsilon_r \mu_r) = \overline{\overline{I}}$. Nous constatons donc bien que le spectre en fréquence calculé à partir de notre formalisme satisfait la convergence de la vitesse de phase vers la célérité d'une onde en propagation libre.

La bonne correspondance entre les fréquences des différents ordres longitudinaux calculés par rfqtunetool et celle des équations 1 et 2 déduites de la relation de dispersion dans une cavité cylindrique existe parce qu'on est dans la situation d'une cavité aux extrémités parfaitement adaptées (pentes de tensions nulles).

Les modes peuvent être calculés pour une ligne non-homogène et aux charges terminales non adaptées.

Le RFQ du projet d'IPHI présente :

- 1- une fréquence de résonance variable selon la position longitudinale : c'est une ligne inhomogène.
- 2- Des conditions aux limites non adaptées malgré le soin porté aux simulations et à la fabrication mécanique.

A la différence de l'analogie aux cavités cylindriques, l'approche ligne quadrifilaire couplée à l'analyse spectrale permet de naturellement considérer les paramètres réels et variables de la cavité, c'est-à-dire respectivement les défauts mécaniques et la modulation longitudinale de la fréquence.

3 Courbes de dispersion expérimentales

3 tronçons de maquette de RFQ ont été assemblés de manière à présenter une électrode unique sur toute la longueur. Les spectres en fréquence ont été acquis dans ce RFQ de 3 mètres de long.

3.1 Problèmes liés à l'identification de la nature des modes

Les spectres mesurés présentent un grand nombre de pics de résonance dont le mode accélérateur n'est pas fondamental. Or il est indispensable de savoir distinguer la nature quadripolaire ou dipolaire des pics, et au regard d'une seule courbe acquise, les choix ne sont pas toujours évidents.

- Un mode dipolaire peut se trouver quasiment superposé à un mode quadripolaire (par exemple les pics D9 et Q9 de la figure 20).
- Il n'existe pas une loi systématique de succession des modes dipolaire – quadripolaire.
- Plus la cavité est longue, plus les fréquences des modes se rapprochent et risquent de se confondre⁴.
- Certains modes sont peu excités parce que le plan transverse d'excitation et / ou celui de réception sont situés au niveau de nœuds longitudinaux.

3.2 Excitations transverses quadripolaire et dipolaires

La méthode de distinction de la nature des modes que nous avons mis au point consiste à superposer les spectres acquis avec différentes excitations transverses.

Un tiroir électronique (référence [IV]) permet aisément de commuter d'un mode d'excitation transverse à un autre: quadripolaire Q, ou dipolaires S, T, X et Y. En comparant les niveaux des pics selon le type d'excitation, on peut définir la nature dipolaire ou quadripolaire des pics de résonance.

L'excitation Q favorise la distribution des lignes de champ transverse du mode accélérateur (figure 4).

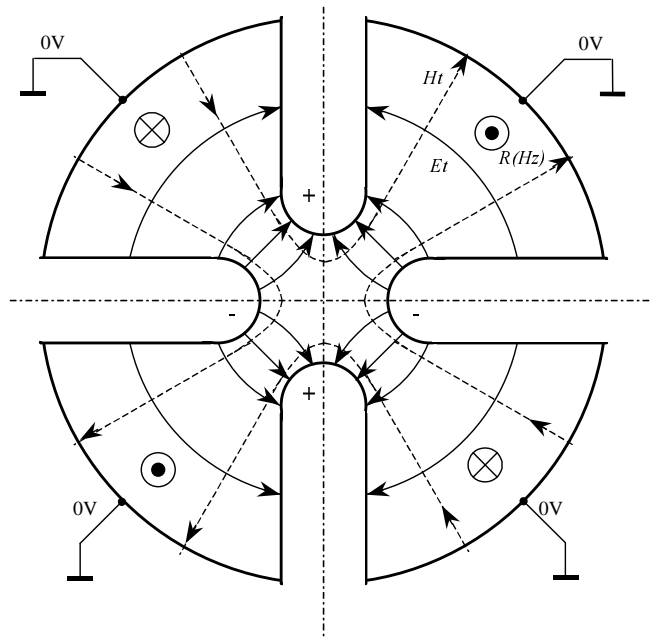


figure 4 : représentation des lignes de champs du mode quadripolaire Q

$$\bar{Q} = \left[-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right]$$

⁴ C'est un argument qui justifie d'étudier le réglage sur une structure longue s'approchant des 8 mètres du RFQ définitif.

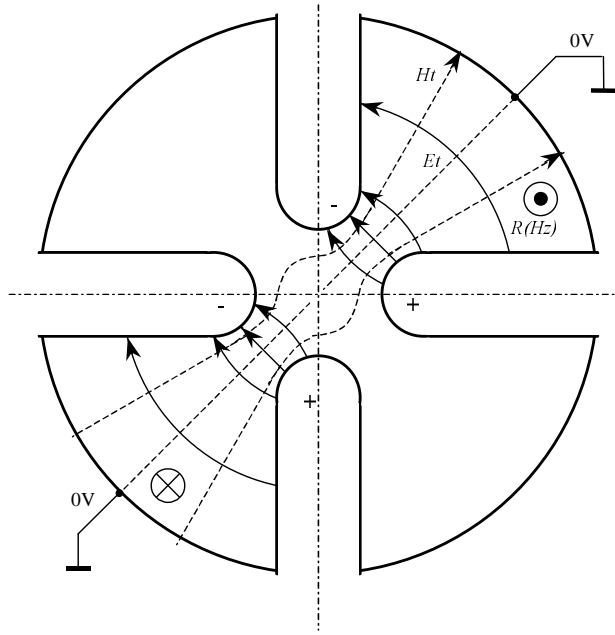


figure 5 : représentation des lignes de champs
du mode dipolaire S

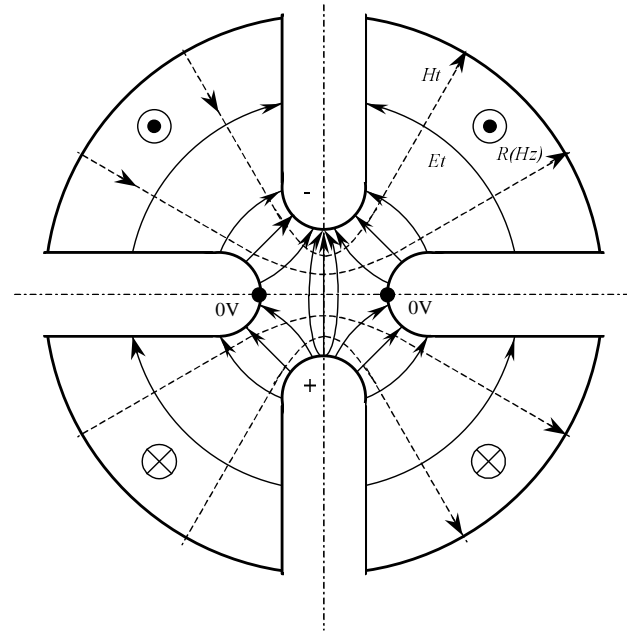


figure 6 : représentation des lignes de champs
du mode dipolaire X

Dans un RFQ parfait, l'espace vectoriel du mode dipolaire est de dimension deux. On peut arbitrairement lui choisir la base orthonormée $\{\bar{S}, \bar{T}\}$ où :

$$\bar{S} = \left[-\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, +\frac{1}{\sqrt{2}}, 0 \right] \text{ et } \bar{T} = \left[0, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, +\frac{1}{\sqrt{2}} \right]$$

Les lignes de champs équivalentes au vecteur \bar{S} sont représentées sur la figure 5.

Comme toute combinaison linéaire des vecteurs \bar{S} et \bar{T} constitue une base pour l'espace des modes dipolaires, on peut également choisir $\bar{X} = \left[-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right]$ et $\bar{Y} = \left[\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right]$.

Dans un RFQ réel, les défauts mécaniques constituent un paramètre aléatoire : les modes dipolaires résonnent selon une certaine orientation qui a autant de probabilité d'être proche de $\{\bar{S}, \bar{T}\}$ que de $\{\bar{X}, \bar{Y}\}$.

La confrontation entre les niveaux des pics de résonance obtenus par les excitations $\{\bar{S}, \bar{T}\}$ puis $\{\bar{X}, \bar{Y}\}$ permet de repérer avec assurance un mode dipolaire.

3.3 Spectre en fréquence dans un RFQ de 3 mètres de long

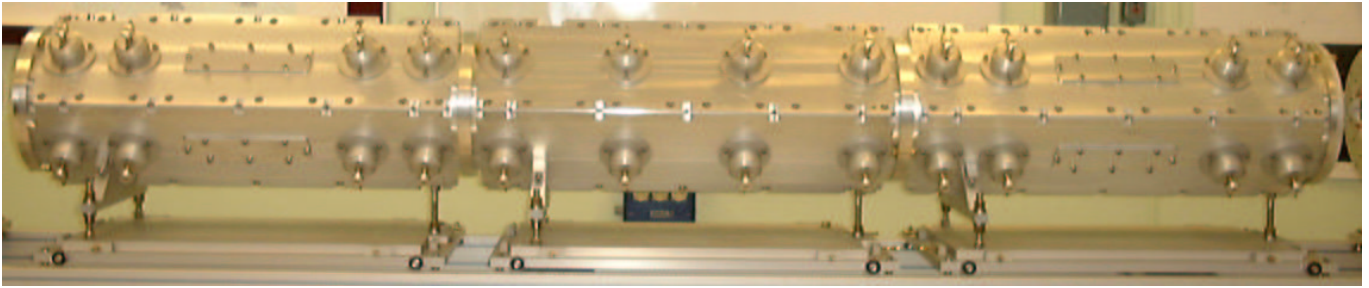
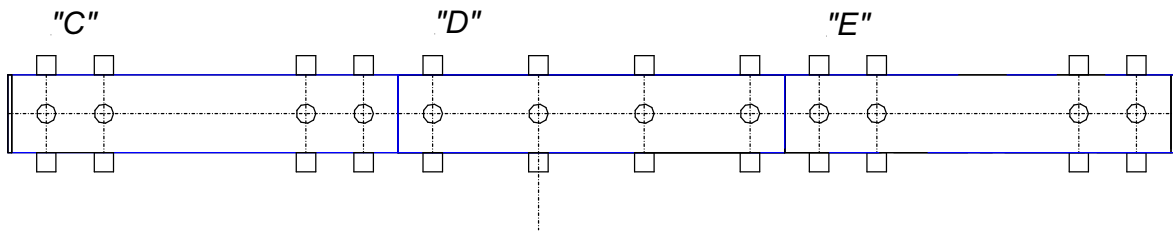


figure 7: tronçons C, D et E assemblés

Des mesures de spectre ont été réalisées dans 3 tronçons (baptisés C, D et E) assemblés, et montés de manière à présenter une électrode unique. Différentes excitations ont été testées de manière à pouvoir identifier la nature quadripolaire ou dipolaire des pics observés entre 300 MHz et 1 GHz



3.3.1 Illustration du problème d'identification de la nature des modes

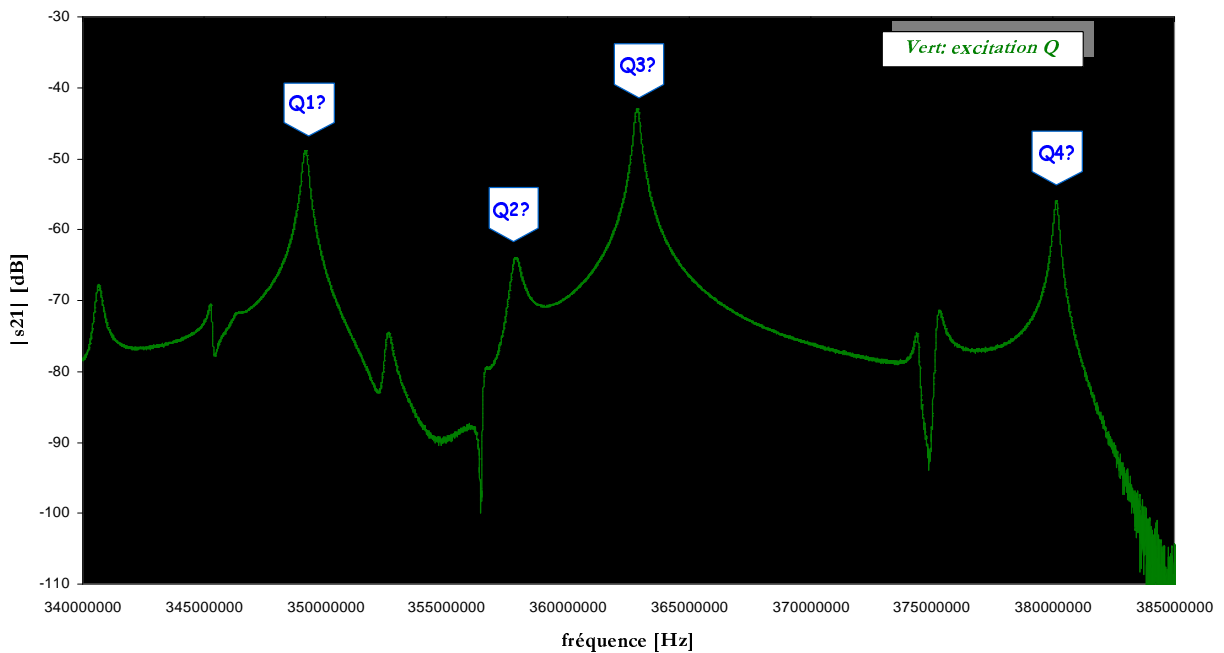


figure 8 : spectre des premiers modes obtenus par excitation Q

De 340 à 385 MHz, le spectre résultant d'une excitation Q présente 8 résonances. Si on part du principe que tous les pics au-delà d'un certain niveau, par exemple -65 dB, correspondent à des modes quadripolaires, on dénombre 4 résonances de type quadripolaire sur la figure 8, les 4 dernières étant alors a fortiori dipolaires.

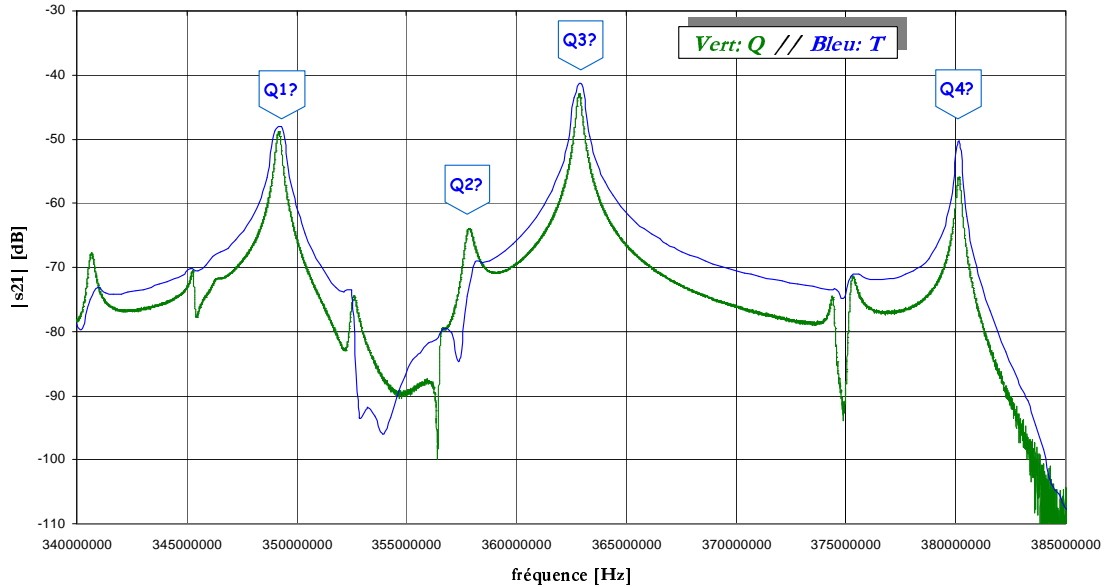


figure 9 : spectre des premiers modes obtenus par excitation Q et T

Une excitation dipolaire T a été testée. Précisons que pour cette mesure le coefficient de transmission a été acquis en un balayage unique de 2001 points de 340 MHz à 1 GHz. Pour l'excitation Q, la même plage totale de fréquences a été balayée par pas de 10 MHz, d'où la différence notable de précision des 2 spectres en fréquence.

La superposition des 2 spectres obtenus ne permet pas de conclure quant à la nature modale des pics (figure 9). Les 3 plus grands pics repérés précédemment sont également très prononcés lors de l'excitation T. Le premier à 342 MHz (noté Q2 sur la figure 9) est en revanche atténué.

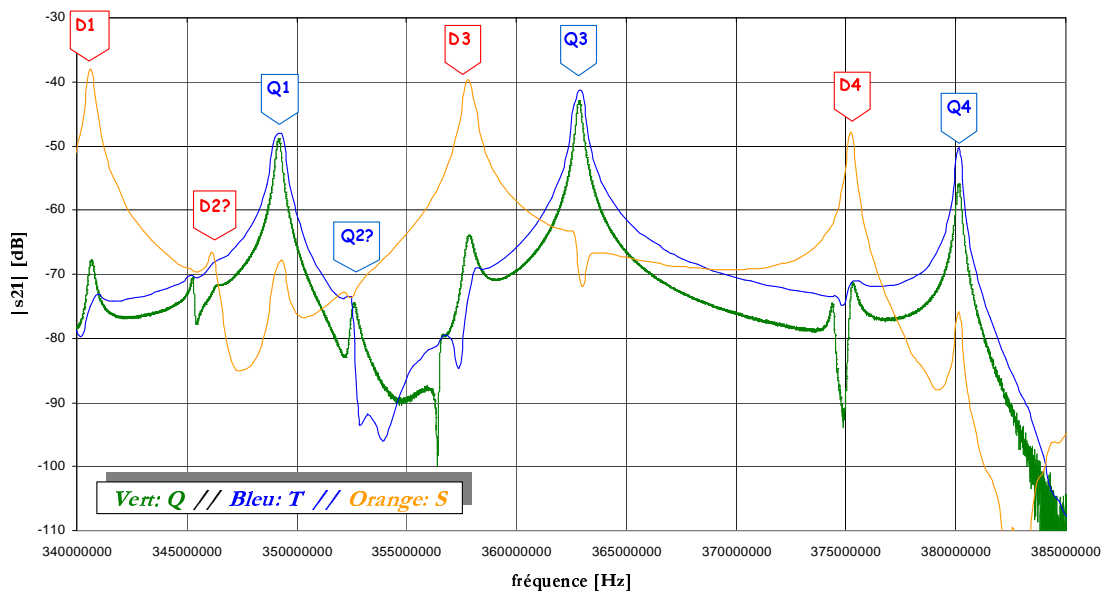


figure 10 : spectre des premiers modes obtenus par excitation Q, S et T

La superposition du spectre obtenu par excitation S permet de clairement caractériser la nature dipolaire des résonances D1, D3, et D4, quadripolaire des résonances Q1, Q3 et Q4.

Restent 2 résonances où la détermination est sujette à interrogations :

1. Autour de 346 MHz, selon les excitations Q et S on observe 2 pics de faible niveau à des fréquences très proches.
2. A 352,5 MHz, le pic est bien isolé des autres dans le cas de l'excitation Q. On pourrait conclure à une résonance quadripolaire si son amplitude n'était pas inférieure à celle des pics avoisinant les 375 MHz, où on a là clairement identifié un mode dipolaire.

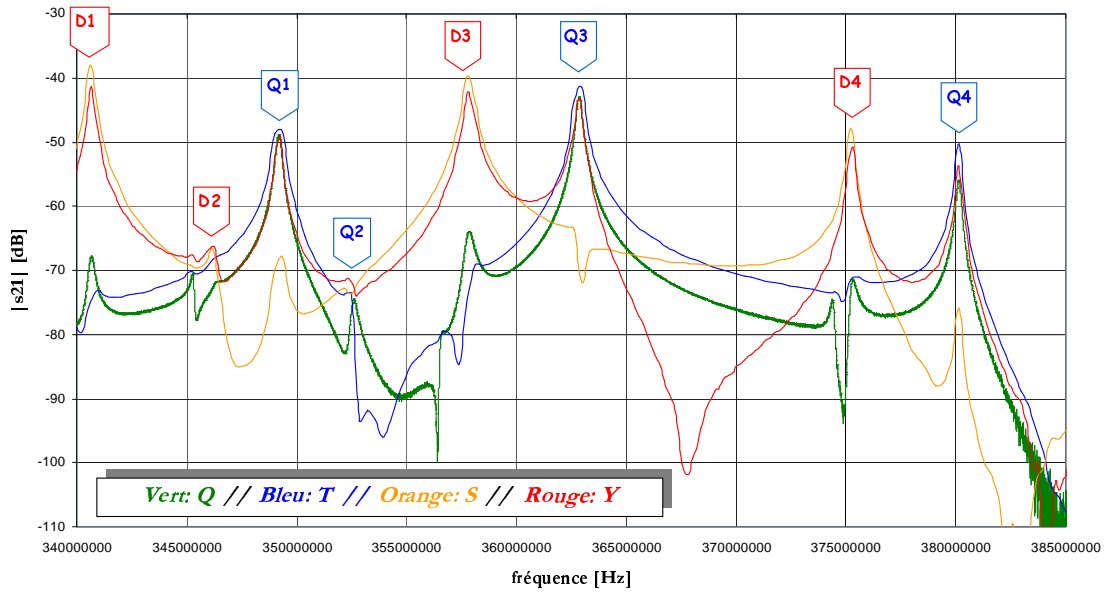


figure 11 : spectre des premiers modes obtenus par excitation Q, S, T et Y

La réponse de la cavité à l'excitation Y est proche de celle à l'excitation S pour ce qui concerne les pics dipolaires D1, D3 et D4. Les amplitudes des résonances quadrupolaires Q1, Q3 et Q4 obtenues par l'excitation dipolaire Y sont étonnamment voisines de celles résultant de l'excitation quadrupolaire Q.

Les pics autour de 346 MHz et de 353 MHz demeurent peu prononcés.

La première résonance présente 2 pics (figure 12). Nous savons que dans un RFQ parfait l'espace vectoriel correspondant au mode dipolaire est de dimension 2 et dégénéré : les 2 vecteurs propres ont même valeur propre, i.e. fréquence de résonance. Dans un RFQ réel, le déséquilibre entre les 2 paires de quadrants opposés se traduit par l'existence de 2 modes résonants dipolaires résonants à 2 fréquences distinctes. C'est ce que nous observons autour de 346 MHz à la différence de la résonance à 352,5 MHz (figure 13).

Ces considérations tendent à définir D2 et Q2, respectivement comme dipolaire et quadrupolaire.

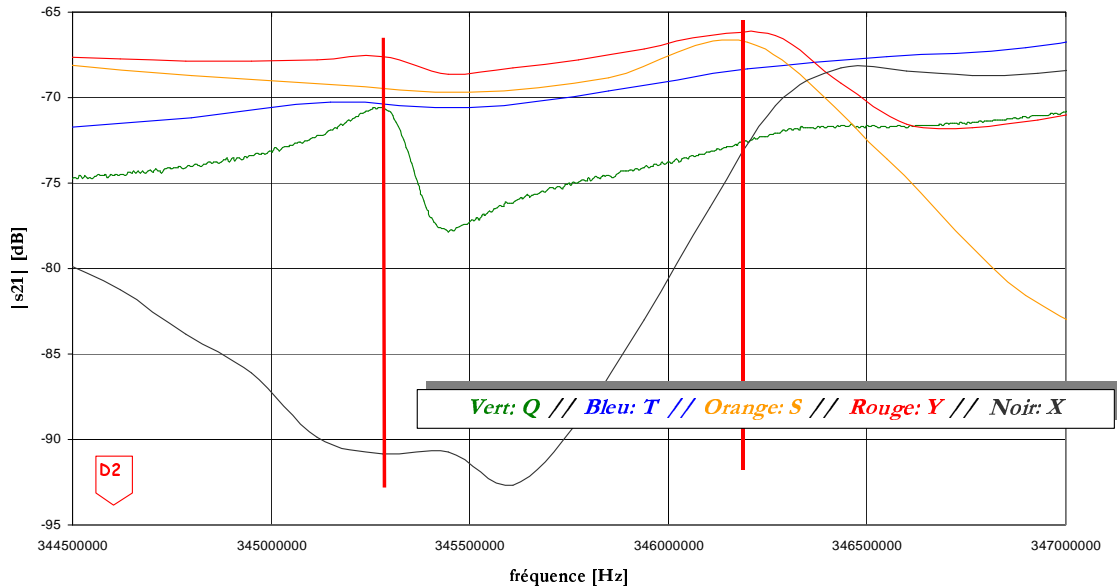


figure 12 : 2 pics de la résonance dipolaire autour de 346 MHz

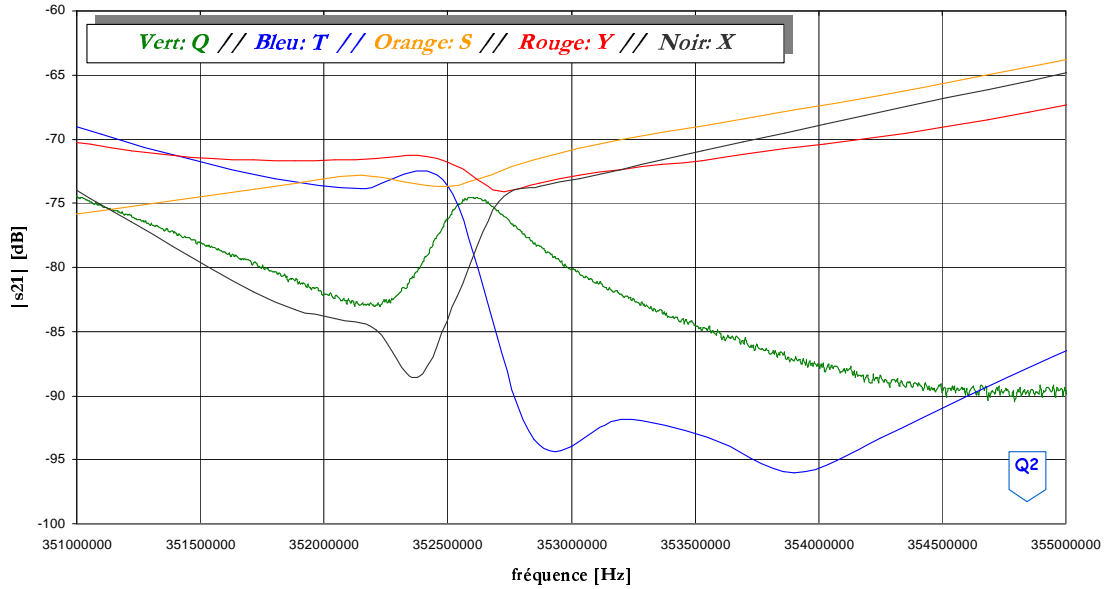


figure 13 : résonance quadripolaire autour de 352,5 MHz

3.3.2 A propos de l'information apportée par les excitations X et Y

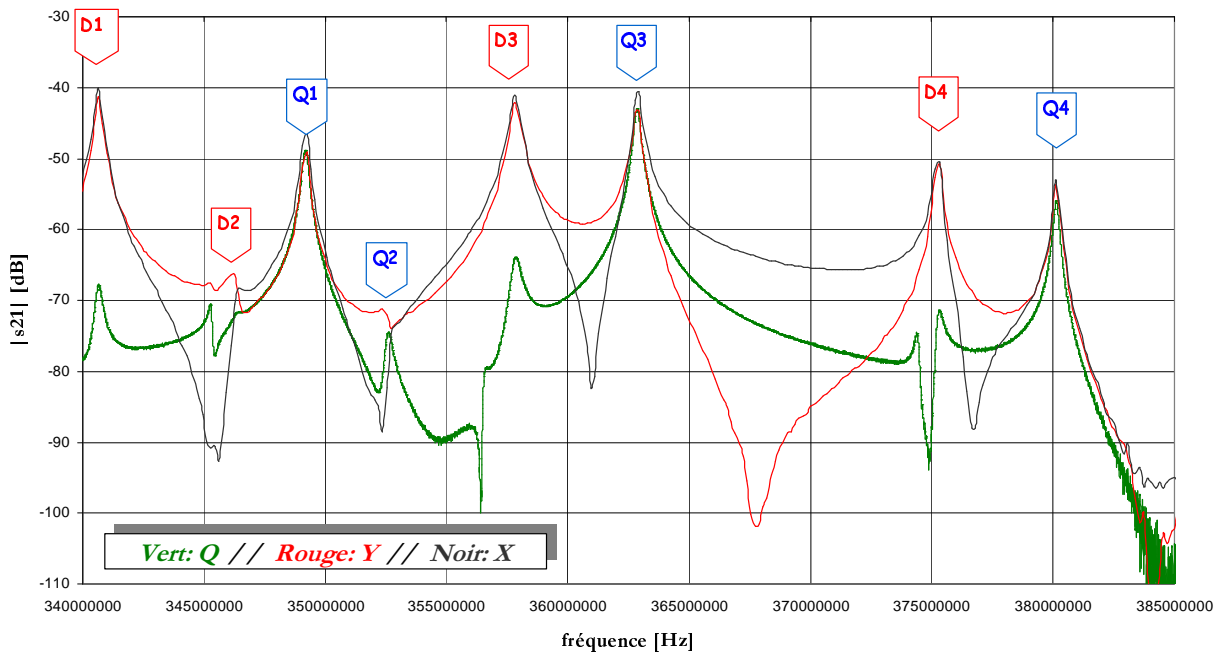


figure 14 : spectre des premiers modes obtenus par excitation Q, Y et X

Les spectres obtenus par excitations S et T étaient fort différents l'un de l'autre. Ceux mesurés par excitations X et Y présentent tous les deux des amplitudes de résonances quadripolaires Q1, Q3 et Q4 comparables à celles des dipolaires D1, D3 et D4.

⇒ La caractérisation de leur nature dipolaire aurait été impossible si seules ces excitations avaient été testées.

Par comparaison avec la réponse de la cavité à l'excitation quadripolaire, la nature dipolaire des pics D1, D3 et D4 peut être déduite du fait de leur fort amortissement dans le cas de l'excitation Q, comportement non observé dans le cas des pics Q1, Q3 et Q4.

L'aspect clairement discernable, unique et symétrique du pic Q2 permet de lui attribuer sa nature quadripolaire.

Au contraire, la résonance D2 présente une allure de double pic séparé par une vallée à flanc très abrupt semblable au double pic de D4. Comme commenté précédemment, cet aspect caractérise la nature dipolaire de cette résonance.

3.3.3 Relation de dispersion théorique dans un RFQ de 3 mètres

On a mesuré les fréquences des modes longitudinaux fondamentaux:

1- quadripolaire : $f_{Q1} = 349,185 \text{ MHz}$

2- dipolaire : $f_{D1} = 340,66 \text{ MHz}$.

En considérant que $f_{TE_{210}} = f_{Q1}$ et que $f_{TE_{110}} = f_{D1}$, les équations 1 et 2 du chapitre 2.1.2 permettent de calculer les fréquences des modes longitudinaux supérieurs.

ordre	Fréquences des modes quadripolaires [MHz]	Fréquences des modes dipolaires [MHz]
1	349.185	340.66
2	352.733	344.296
3	363.168	354.979
4	379.924	372.104
5	402.211	394.833
6	429.169	422.262
7	459.977	453.539
8	493.914	487.925
9	530.382	524.808
10	568.893	563.7
11	609.059	604.212
12	650.575	646.039
13	693.198	688.943
14	736.735	732.733
15	781.035	777.261
16	825.973	822.406
17	871.452	868.071
18	917.391	914.18
19	963.724	960.668
20	1010.4	1007.48

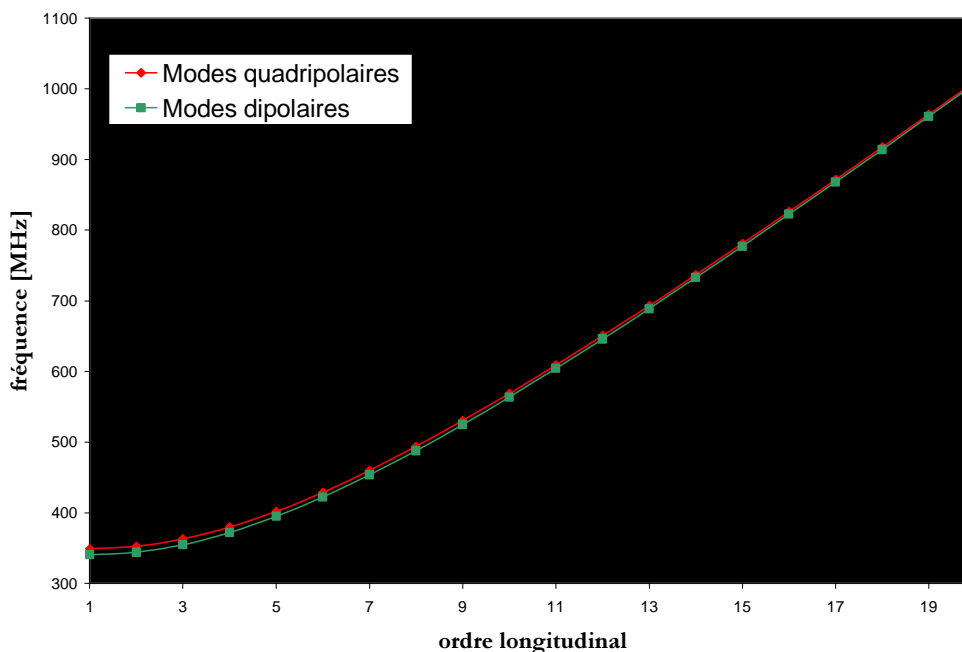


figure 15 : courbe théorique de dispersion des modes quadripolaires et dipolaires dans un RFQ de 3 m

3.3.4 Premières résonances mesurées dans un RFQ de 3 mètres

Modes quadripolaires Q1 à Q4

Les fréquences et les facteurs de qualité Q des résonances quadripolaires ont été recherchés à l'aide des fonctions de recherche de maximum de l'analyseur de réseau vectoriel (VNA). Ces 2 valeurs sont données dans les colonnes 2 et 3 des tableaux correspondants aux modes quadripolaires.

Les deux dernières colonnes de ces tableaux contiennent la fréquence et l'amplitude ($|s_{12}|$) des pics déduits des données des fichiers de sauvegarde. Rappelons que pour l'excitation Q, 2001 coefficients de transmission ont été acquis par pas de 10 MHz de 340 à 1000 MHz. 2 valeurs successives sont séparées de 4,992 kHz.

ordre	Fréquences [MHz] VNA	Coefficient de qualité Q VNA	Fréquences [MHz] fichier .txt	$ s_{12} $ [dB] fichier .txt
Q1	349,185	1294	349,18	-48,82
Q2	352,64	1020	352,59	-74,53
Q3	362,86	1340	362,86	-42,96
Q4	380,13	1718	380,135	-55,9

Modes dipolaires D1 à D4

Les maxima correspondant aux résonances dipolaires ont été recherchées à partir des fichiers de mesures obtenues par excitation S (pas en fréquence de 349,984 kHz), X et Y (pas en fréquence de 165,024 kHz).

Lorsque la résonance dipolaire présentait 2 pics distincts (cas de D2 de la figure 12), il se trouve que le deuxième présentait une plus grande amplitude. C'est celui dont on a retenu la fréquence de résonance pour l'ordre modal correspondant.

ordre	Fréquences S [MHz] fichier .txt	Fréquences X [MHz] fichier .txt	Fréquences Y [MHz] fichier .txt
D1	340,6	340,66	340,66
D2	346,2	-	346,27
D3	357,75	357,82	357,82
D4	375,25	375,31	375,31

3.3.5 Modes résonants entre 385 MHz et 440 MHz

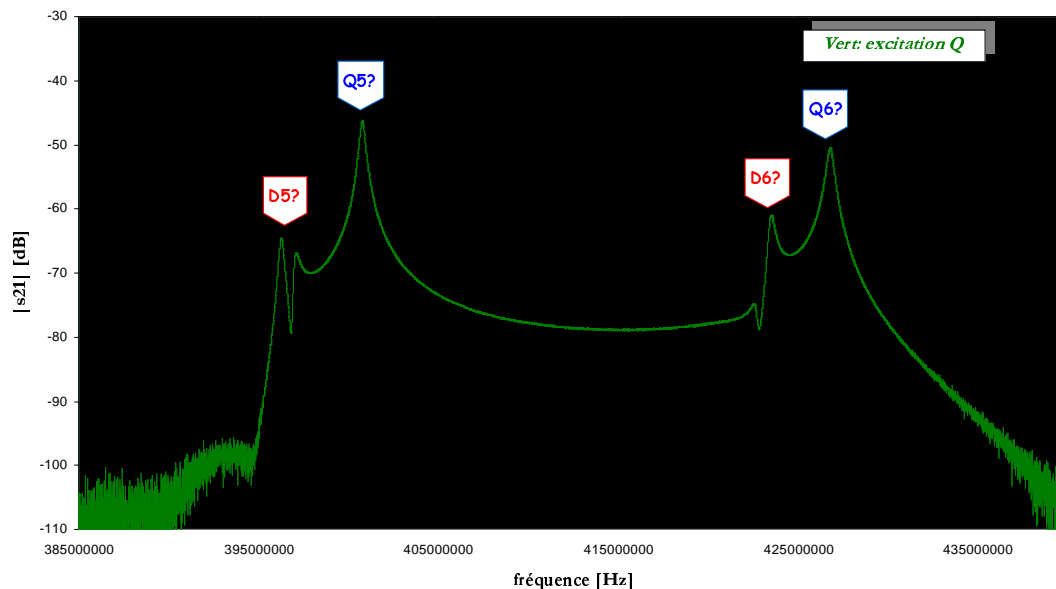


figure 16 : spectre des 5^{ème} et 6^{ème} modes obtenus par excitation Q

De 385 à 440 MHz, dans le cas d'une excitation quadripolaire Q :

- 2 pics principaux symétriques se dessinent à 400,76 MHz et à 426,77 MHz.
- 2 paires de pics se distinguent autour de 397 et 423,5 MHz

A la lumière des critères trouvés précédemment, les résonances Q5 et Q6 de la figure 16 correspondent à des modes quadripolaires, D5 et D6 dipolaires.

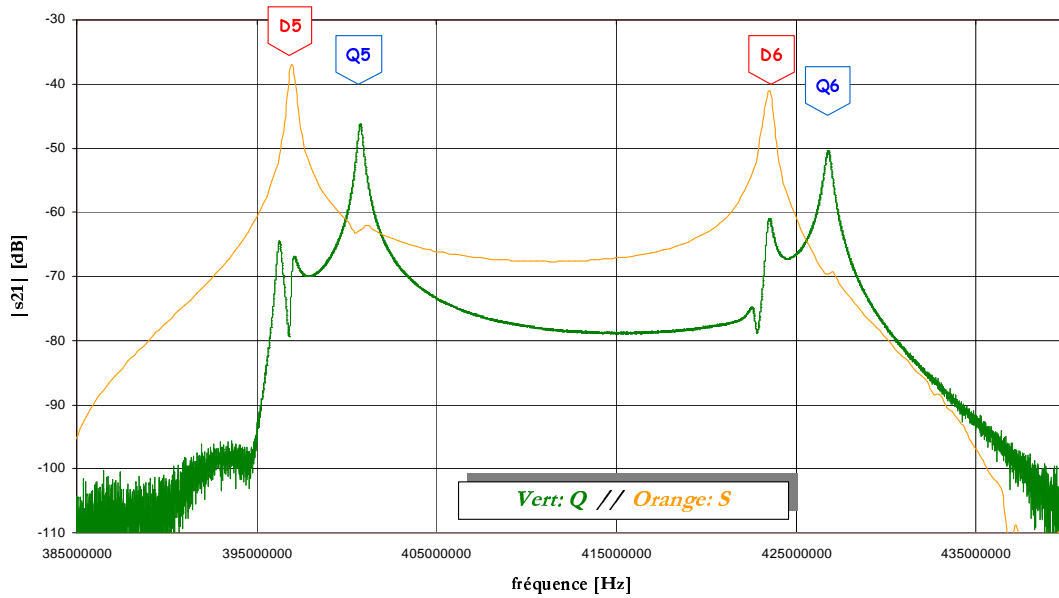


figure 17 : spectre des 5^{ème} et 6^{ème} modes obtenus par excitation Q et S

Comme pour les premiers modes, la réponse de la cavité à l'excitation dipolaire S comparée à celle du mode Q confirme la nature modale des résonances D5, D6, Q5 et Q6.

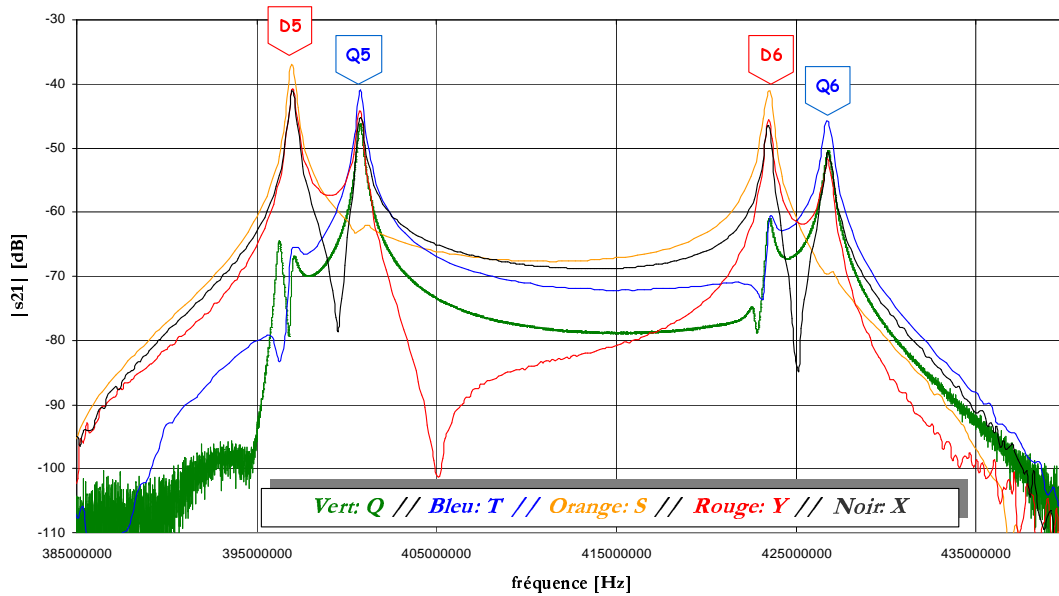


figure 18 : spectre des 5^{ème} et 6^{ème} modes obtenus par excitation Q, S, T, X et Y

Les autres excitations T, X et Y, excitent d'une manière importante les modes quadripolaires.

Modes quadripolaires Q5 et Q6

ordre	Fréquences [MHz] VNA	Coefficient de qualité Q VNA	Fréquences [MHz] fichier .txt	s12 [dB] fichier .txt
Q5	400,765	1291	400,76	-46,33
Q6	426,775	1036	426,78	-50,45

Modes dipolaires D5 et D6

ordre	Fréquences S [MHz] fichier .txt	Fréquences X [MHz] fichier .txt	Fréquences Y [MHz] fichier .txt
D5	396,95	396,925	397,09
D6	423,55	423,49	423,49

3.3.6 Modes résonants entre 440 MHz et 500 MHz

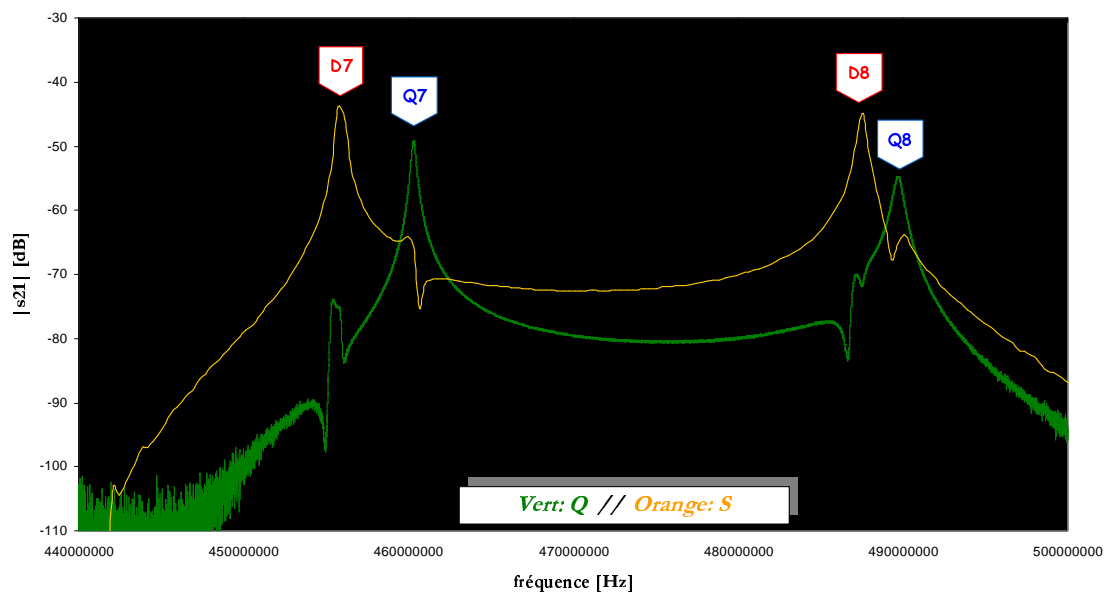


figure 19 : spectre des 7^{ème} et 8^{ème} modes obtenus par excitation Q et S

Entre 440 et 500 MHz, les résonances présentent une distribution similaire à la plage précédente.

Modes quadripolaires Q7 et Q8

ordre	Fréquences [MHz] VNA	Coefficient de qualité Q VNA	Fréquences [MHz] fichier .txt	$ s_{12} $ [dB] fichier .txt
Q7	460,3	1526	460,3	-49,22
Q8	489,68	791	489,689	-54,7

Modes dipolaires D7 et D8

ordre	Fréquences S [MHz] fichier .txt	Fréquences X [MHz] fichier .txt	Fréquences Y [MHz] fichier .txt
D7	455,75	455,83	455,83
D8	487,6	487,51	487,51

3.3.7 Modes résonants entre 500 MHz et 600 MHz

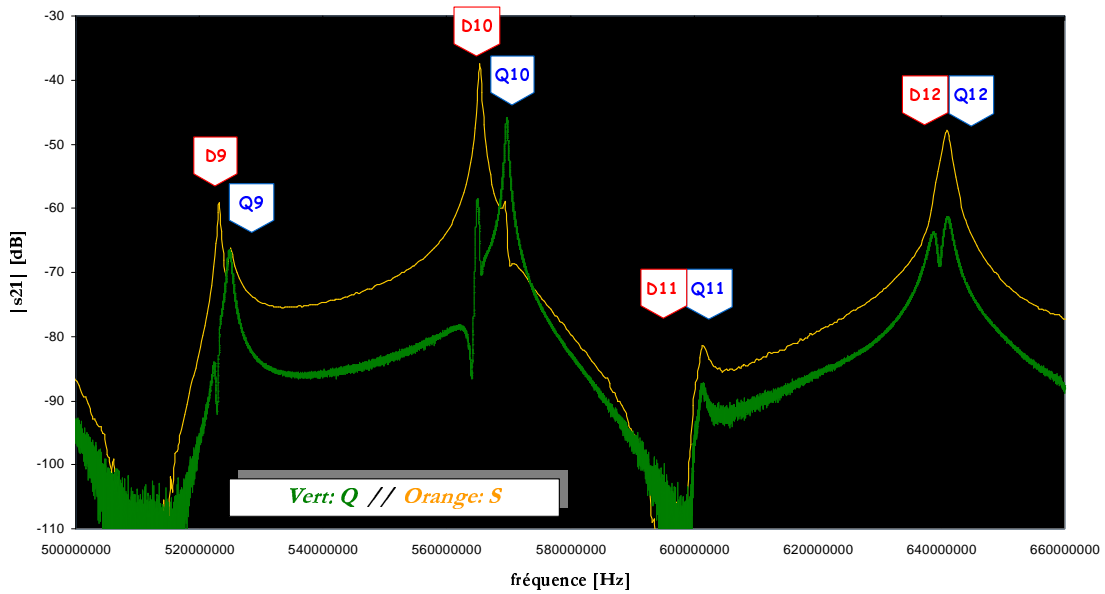


figure 20 : spectre des 9^{ième} aux 12^{ième} modes obtenus par excitation Q et S

Pour les 9^{ième} et 12^{ième} résonances, le pic dipolaire est très voisin de celui quadripolaire, voire quasiment superposé. On distingue un pic de très faible amplitude autour de 600 MHz. Un moyennage sur plusieurs balayages permet de l'extraire du bruit. L'existence d'une résonance autour de cette fréquence est déduite de la relation de dispersion théorique. En effet on peut faire correspondre les fréquences des modes calculées à partir de la relation de dispersion théorique et celles mesurées jusqu'au 12^{ième} ordre, qu'ils soient quadripolaires (figure 21) ou dipolaires (figure 22).

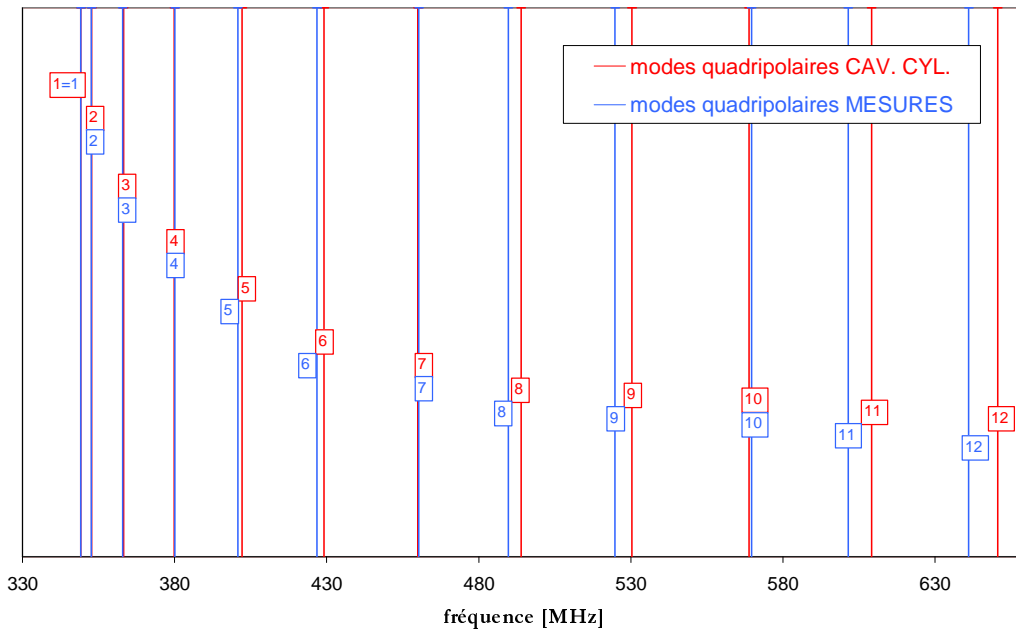


figure 21 : correspondance entre les modes quadripolaires calculés à partir de la relation de dispersion théorique et ceux mesurés

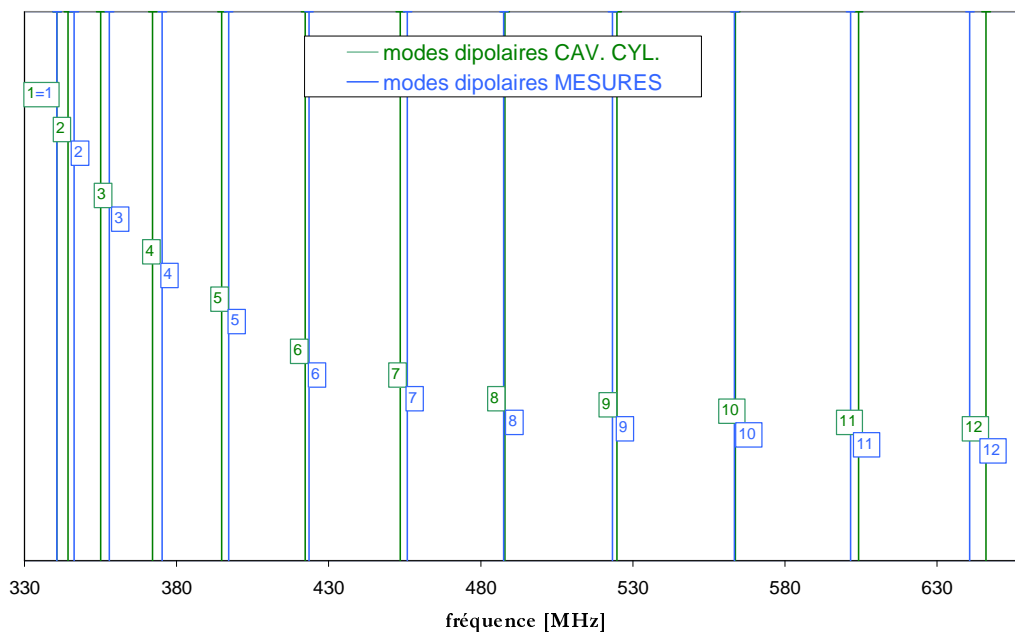


figure 22 : correspondance entre les modes dipolaires calculés à partir de la relation de dispersion théorique et ceux mesurés

On attribue l'ordre 12 à la résonance située à 640 MHz et on identifie donc le pic de faible amplitude comme étant le 11^{ième} ordre longitudinal. Son très faible niveau vient de ce qu'il est excité à des positions proches de nœuds de sa distribution longitudinale comme des tests supplémentaires l'ont confirmé.

Modes quadripolaires

ordre	Fréquences [MHz] VNA	Coefficient de qualité Q VNA	Fréquences [MHz] fichier .txt	[s12] [dB] fichier .txt
Q9	524,815	638	524,82	-66,49
Q10	569,675	1244	569,68	-45,87
Q11	601,39	393	-	-87
Q12	641,05	425	640,975	-61,4

Modes dipolaires

ordre	Fréquences S [MHz] fichier .txt	Fréquences X [MHz] fichier .txt	Fréquences Y [MHz] fichier .txt
D9	523,3	523,15	523,31
D10	565,3	565,39	563,39
D11	601,35	601,52	601,52
D12	640,9	640,96	640,795

3.3.8 Modes résonants entre 600 MHz et 780 MHz

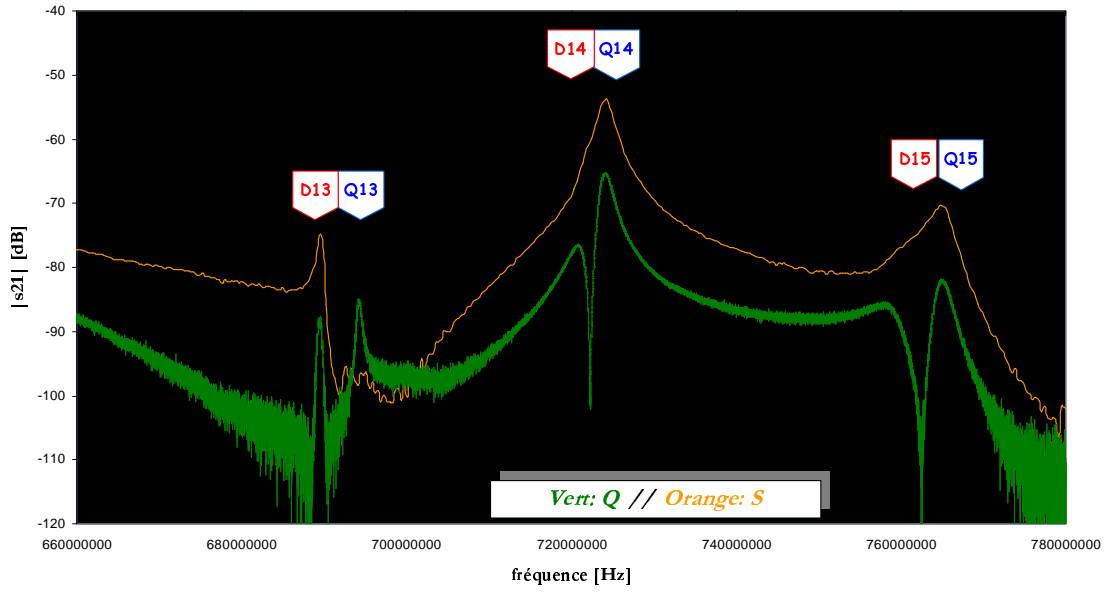


figure 23 : spectre des 13^{ième} aux 15^{ième} modes obtenus par excitation Q et S

A partir du 12^o ordre, les fréquences deviennent supérieures à 600 MHz et 2 difficultés se conjuguent quant au repérage et à l'identification de la nature des modes :

- 1- les fréquences des modes dipolaire sont très proches de celles quadripolaires (par exemple les 14^{ième} et 15^{ième} ordres)
- 2- Les amplitudes de certains modes sont très faibles, à l'image des pics autour de 690 MHz.

Le manque d'information extraite d'une superposition de seulement 2 types d'excitations (figure 23) justifie la redondance d'excitations dipolaires (figure 24).

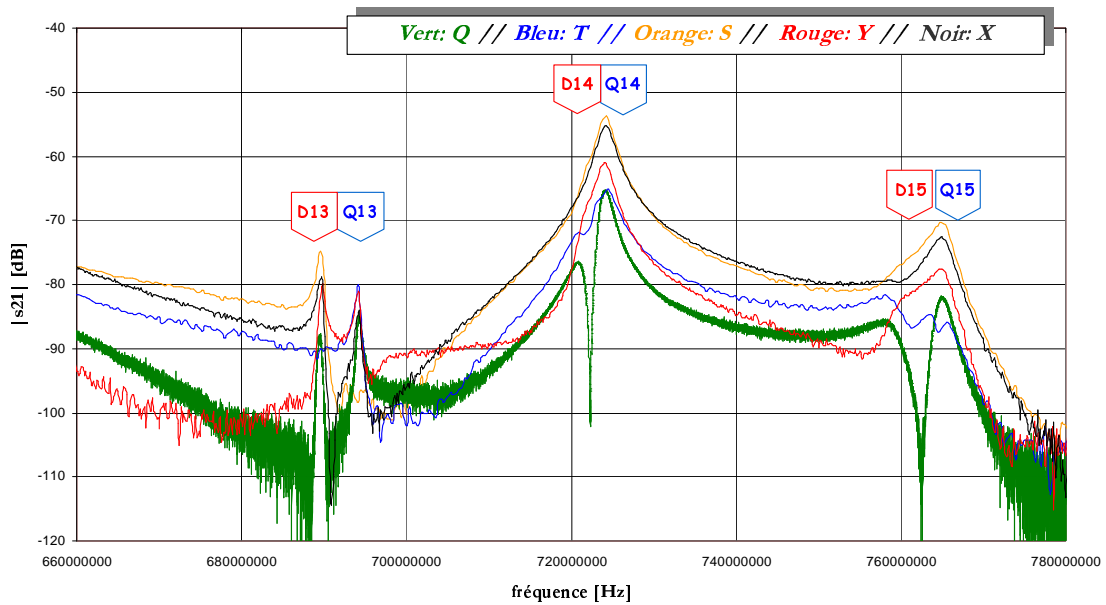


figure 24 : spectre des 13^{ième} aux 15^{ième} modes obtenus par excitation Q, S, T, X et Y

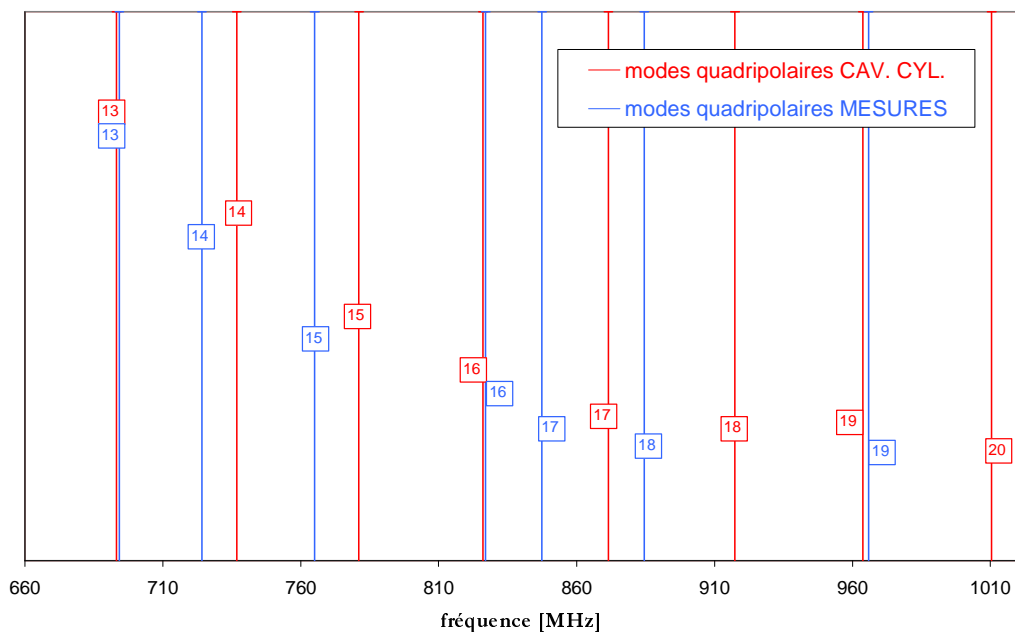


figure 25 : correspondance entre les modes quadripolaires calculés à partir de la relation de dispersion théorique et ceux mesurés

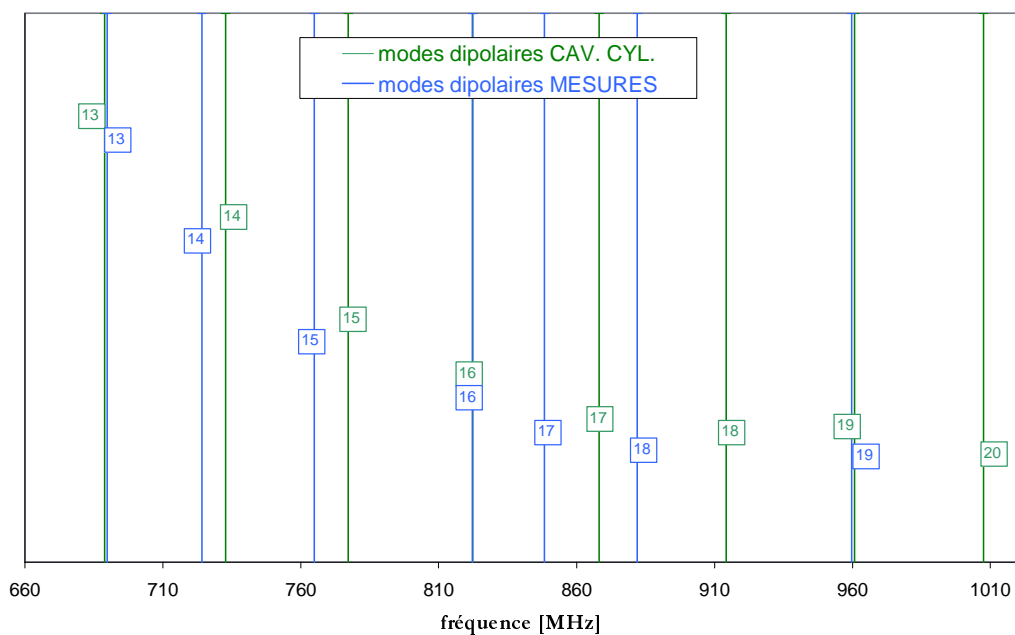


figure 26 : correspondance entre les modes dipolaires calculés à partir de la relation de dispersion théorique et ceux mesurés

De même que pour le 11^{ème} ordre, les modes longitudinaux de 13^{ème} ordre sont excités à des positions proches de nœuds de la distribution longitudinale de cet ordre. La relative bonne correspondance entre les fréquences théoriques et mesurées des 14^{ème} et 15^{ème} ordres (figure 25 et figure 26) permet d'identifier ce 13^{ème} ordre très atténué. Vers cette fréquence, les quadrants sont en résonance $\lambda/2$ (le mode $\lambda/4$ étant à 350 MHz). Cette résonance ramène un niveau d'impédance très faible entre les électrodes et désadapte très fortement le couplage (peu de champ entre les spires).

Modes quadripolaires

ordre	Fréquences [MHz] VNA	Coefficient de qualité Q VNA	Fréquences [MHz] fichier .txt	s21 [dB] fichier .txt
Q13	694,265	1334	694,205	-84,88
Q14	724,185	467	724,08	-65,32
Q15	765,075	434	765,11	-81,9

Modes dipolaires

ordre	Fréquences S [MHz] fichier .txt	Fréquences X [MHz] fichier .txt	Fréquences Y [MHz] fichier .txt
D13	689,55	689,635	689,8
D14	724,2	724,12	724,12
D15	764,8	764,875	764,875

3.3.9 Modes résonants entre 780 MHz et 1 GHz

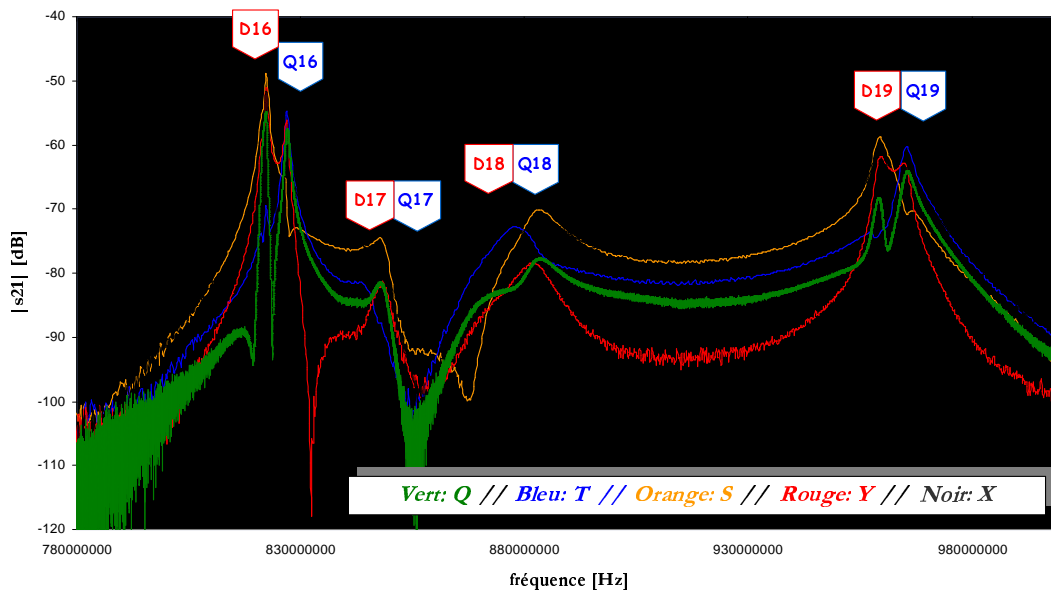


figure 27 : spectre des 16^{ième} aux 19^{ième} modes obtenus par excitation Q , S, T, X et Y

Les résonances quadripolaires et dipolaires de 16^{ième} et 19^{ième} ordre sont clairement identifiables. Les faibles niveaux et les allures peu prononcées des pics entre 830 et 930 MHz rendent difficile l'identification de la présence et de la nature de ces résonances. La référence à la relation de dispersion théorique (figure 25 et figure 26) permet de prévoir la présence de modes résonants quadripolaires et dipolaires d'ordres 17 et 18 .

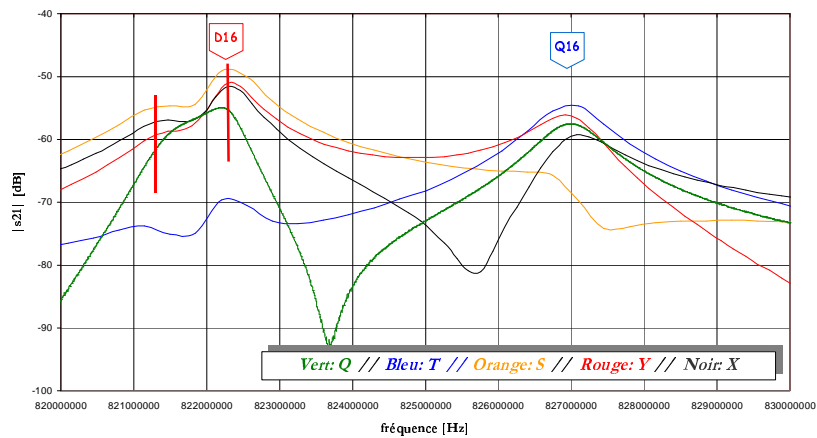


figure 28 : résonances de 16^{ième} ordre

Pour le choix de la fréquence du mode dipolaire d'ordre 16, nous avons considéré le deuxième pic de résonance (figure 28).

On observe une périodicité des écarts en fréquences théoriques – mesurées (figure 29). Elle montre que les régions d'extrémités montrent une charge terminale ayant un effet équivalent pour chaque série de modes d'ordres $n_0 + 3k$, $k \in N$. En particulier la série avec $n_0 = 1$ présente les écarts minima.

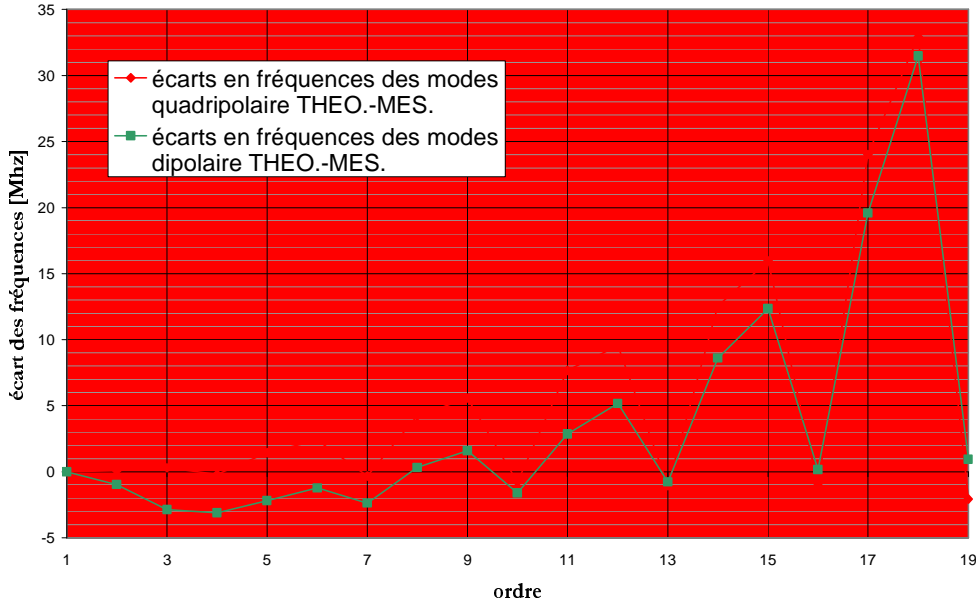


figure 29 : écarts entre les fréquences des modes théoriques et mesurées

Modes quadripolaires

ordre	Fréquences [MHz] VNA	Coefficient de qualité Q VNA	Fréquences [MHz] fichier .txt	s12 [dB] fichier .txt
Q16	827	936	826,969	-57,49
Q17	847,44	240	847,459	-81,38
Q18	884,46	101	884,419	-77,75
Q19	965,78	324	967,85	-64,11

Modes dipolaires

ordre	Fréquences S [MHz] fichier .txt	Fréquences X [MHz] fichier .txt	Fréquences Y [MHz] fichier .txt
D16	822,2	822,295	822,295
D17	847,75	-	848,36
D18	883,1	883,675	882,025
D19	959,4	959,41	959,74

3.4 Effet de la position longitudinale des boucles de mesure du coefficient de transmission

L'identification des modes longitudinaux a montré que certains ordres étaient particulièrement atténués. Nous avons voulu vérifier que le niveau des pics était lié à la position des boucles de mesures par rapport aux nœuds et ventres de la distribution longitudinale des modes. Les spectres ont été acquis en excitant la cavité dans le plan transverse D2 (figure 30) et en recevant le signal dans le plan D3. Une nouvelle série de mesures a été effectuée en déplaçant la boucle de mesure en réception dans le plan D4.

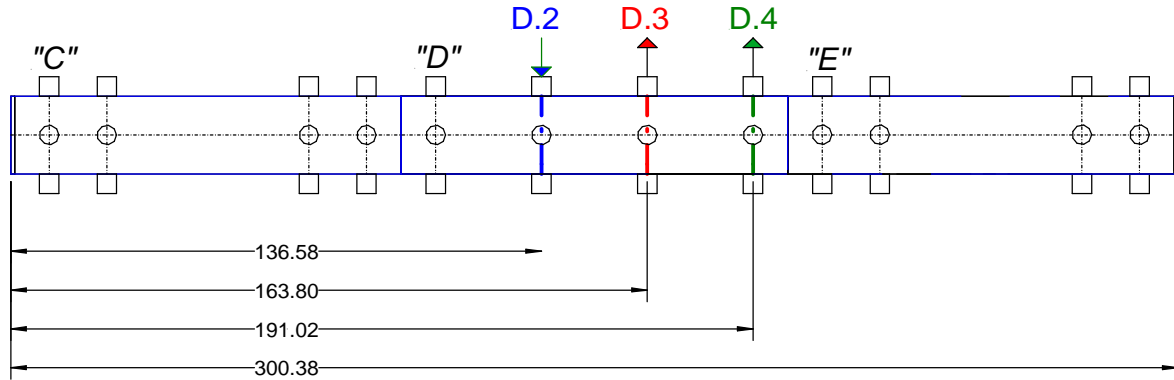


figure 30 : plans transverses de mesure (dimensions en cm)

3.4.1 Spectres mesurés

Le module du coefficient de transmission complexe s₂₁ a été mesuré du 340 à 1200 MHz. On retrouve les 19 modes quadripolaires longitudinaux repérés lors des tests précédents. Les amplitudes ont été tabulées à partir des fichiers de mesures (.txt) effectués aux 2 positions de plan de réception. Pour ces 2 positions c'est le 3^{ème} ordre qui présente la plus forte amplitude. Les niveaux relatifs des autres ordres sont donnés dans les colonnes "Amplitudes normalisées".

ordre	Fréquences [MHz] VNA	Coefficient de qualité Q VNA	Emission D2 Réception D3			Emission D2 Réception D4			Δ amplitudes #4 - #3 [dB]
			Fréquences [MHz] fichier .txt	Amplitudes [dB] fichier .txt	Amplitudes [dB] "normalisées"	Fréquences [MHz] fichier .txt	Amplitudes [dB] fichier .txt	Amplitudes [dB] "normalisées"	
1	349.185	1294	349.18	-48.82	-5.86	349.162	-49.35	-3.47	2.39
2	352.64	1020	352.59	-74.53	-31.57	352.575	-67.11	-21.23	10.34
3	362.86	1340	362.86	-42.96	0	362.9	-45.88	0	0
4	380.13	1718	380.135	-55.9	-12.94	380.137	-47.47	-1.59	11.35
5	400.765	1291	400.76	-46.33	-3.37	400.787	-61.29	-15.41	-12.04
6	426.775	1036	426.78	-50.45	-7.49	426.775	-49.05	-3.17	4.32
7	460.3	1526	460.3	-49.22	-6.26	460.287	-49.53	-3.65	2.61
8	489.68	791	489.689	-54.7	-11.74	489.687	-67.19	-21.31	-9.57
9	524.815	638	524.82	-66.49	-23.53	524.8	-58.06	-12.18	11.35
10	569.675	1244	569.68	-45.87	-2.91	569.68	-52.06	-6.18	-3.27
11	601.39	393	bruit	-87	-44.04	601.442	-84.81	-38.93	5.11
12	641.05	425	640.975	-61.4	-18.44	641.207	-63.58	-17.7	0.74
13	694.265	1334	694.205	-84.88	-41.92	694.172	-75.68	-29.8	12.12
14	724.185	467	724.08	-65.32	-22.36	723.872	-69.33	-23.45	-1.09
15	765.075	434	765.11	-81.9	-38.94	764.792	-71.53	-25.65	13.29
16	827	936	826.969	-57.49	-14.53	826.997	-78.97	-33.09	-18.56
17	847.44	240	847.459	-81.38	-38.42	847.87	-76.44	-30.56	7.86
18	884.46	101	884.419	-77.75	-34.79	882.025	-80.16	-34.28	0.51
19	965.78	324	967.85	-64.11	-21.15	965.432	-84.06	-38.18	-17.03

Les ordres 1, 13, 15, 17 et 18 qui présentaient des niveaux proches du bruit, ont été favorisés par le changement du plan de réception de D3 en D4 (figure 36).

3.4.2 Analogie au mode TE_{21n}

La maquette de RFQ testée constitue une ligne de transmission homogène (fréquence locale de résonance constante). Si on néglige les désadaptations des conditions aux limites, l'opérateur différentiel qui décrit cette ligne est un opérateur harmonique dont les vecteurs propres sont de la forme de cosinus.

On peut donc tracer la distribution longitudinale de l'amplitude du n^{ième} mode idéal sous la forme $\cos(n\pi z/L)$ (figure 31).

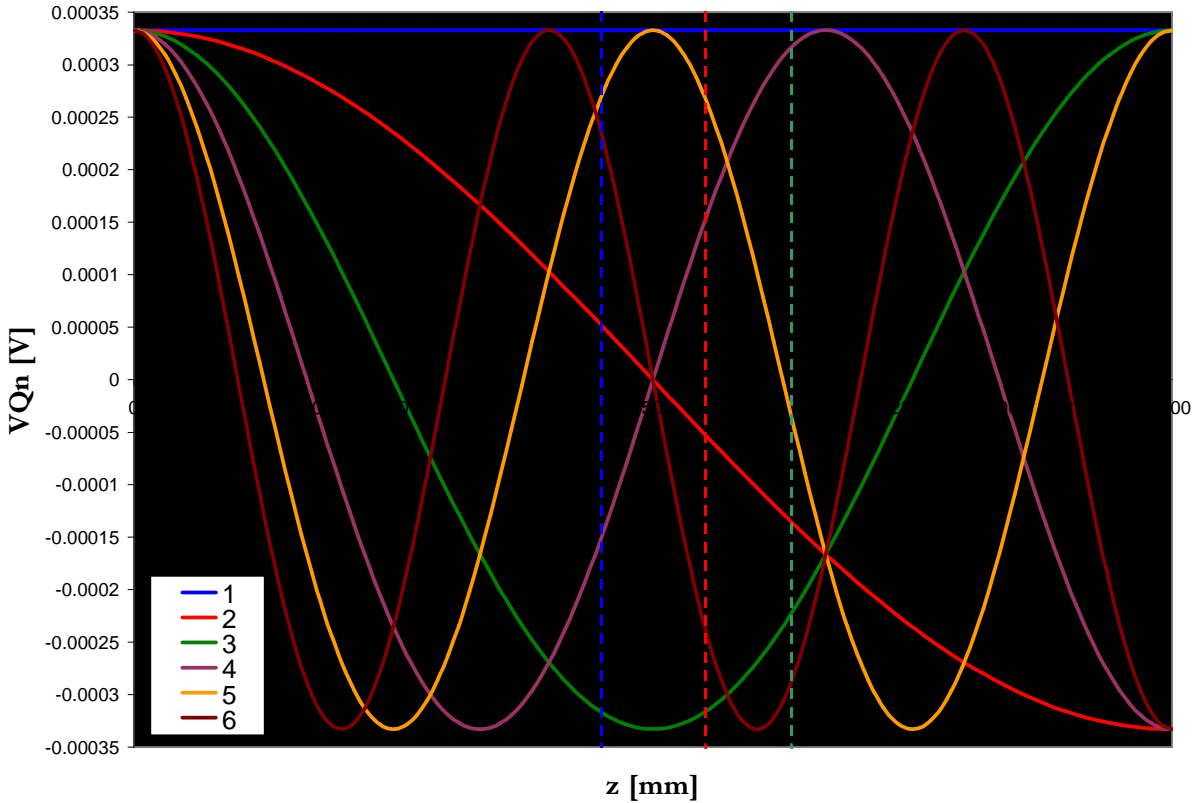


figure 31 : amplitude des 6 premiers modes d'un RFQ idéal parfaitement adapté aux extrémités. Les lignes en pointillés situent les plans D2 (bleu), D3 (rouge) et D4 (vert).

Ces courbes illustrent par exemple l'augmentation relative de l'amplitude du mode quadripolaire de 2^{ième} ordre suite à la translation du plan de réception de D3 en D4.

On peut calculer pour chaque mode n l'atténuation liée aux positions des plans d'émission – réception:

- 1- Emission dans le plan D2, Réception dans le plan D3 : $|s_{21}|_{\#3} = 20 \log \left[\cos \left(\frac{n\pi z_1}{L} \right) \right] + 20 \log \left[\cos \left(\frac{n\pi z_2}{L} \right) \right]$
- 2- Emission dans le plan D2, Réception dans le plan D4 : $|s_{21}|_{\#4} = 20 \log \left[\cos \left(\frac{n\pi z_1}{L} \right) \right] + 20 \log \left[\cos \left(\frac{n\pi z_3}{L} \right) \right]$

avec $z_1=1365,8 \text{ mm}$, $z_2=1638 \text{ mm}$, $z_3=1910,2 \text{ mm}$, et $L=3003,8 \text{ mm}$.

3.4.3 Comparaison des niveaux mesurés et théoriques

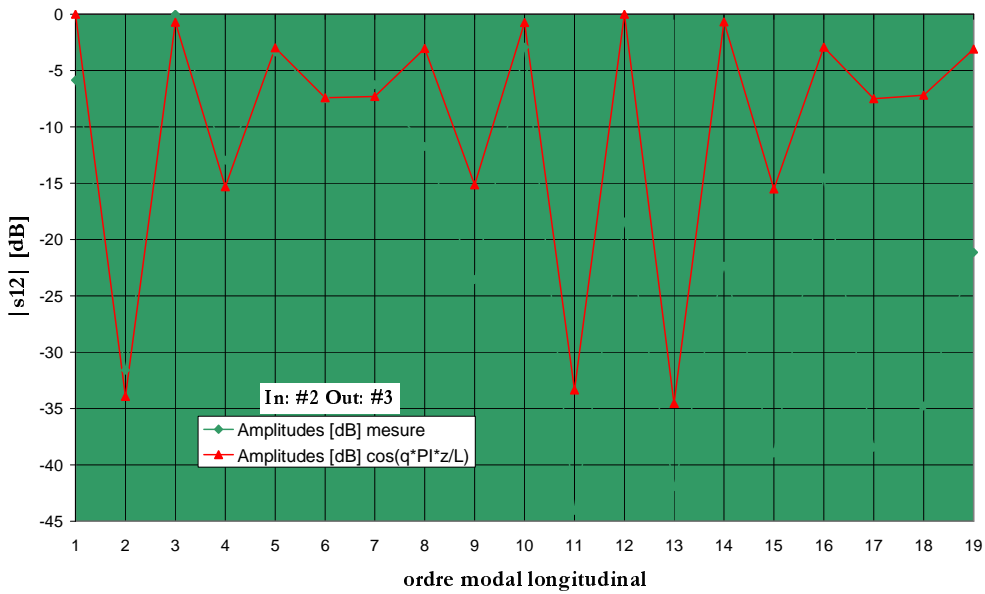


figure 32 : amplitudes des coefficients de transmission mesurés comparés aux théoriques d'un RFQ idéal quand le plan de réception est D3

Jusqu'au 10^{ème} ordre, les coefficients de transmission mesurés sont très proches de ceux calculés théoriquement pour un RFQ idéal (figure 32 et figure 33). Pour les 2 positions de plan de réception les |s21| des ordres supérieurs augmentent notablement? Ce comportement est en accord avec la croissance des écarts entre les fréquences mesurées et théoriques. L'hypothèse de conditions aux limites parfaitement adaptées est alors de moins en moins justifiée.

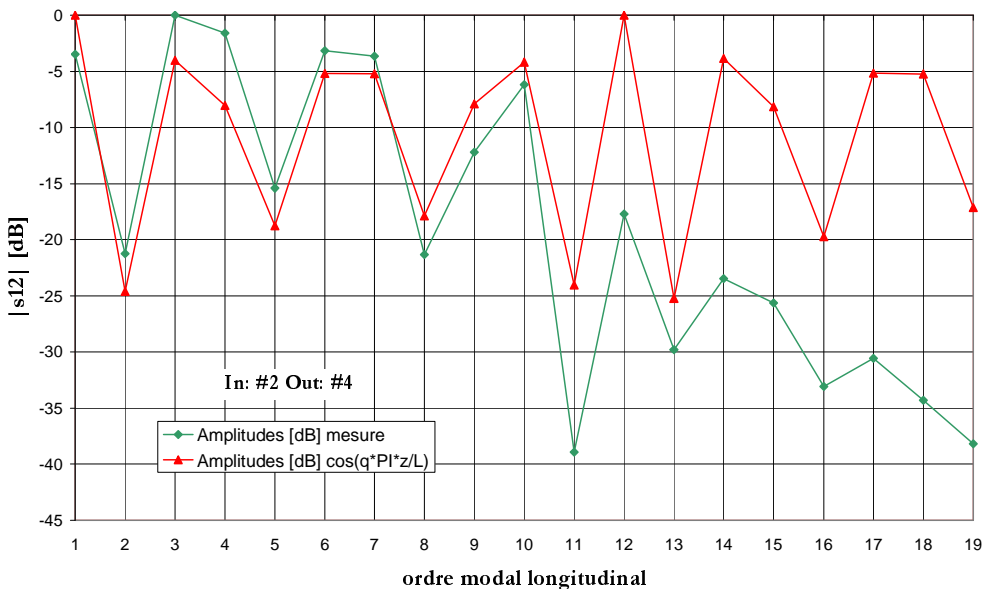


figure 33 : amplitudes des coefficients de transmission mesurés comparés aux théoriques d'un RFQ idéal quand le plan de réception est D4

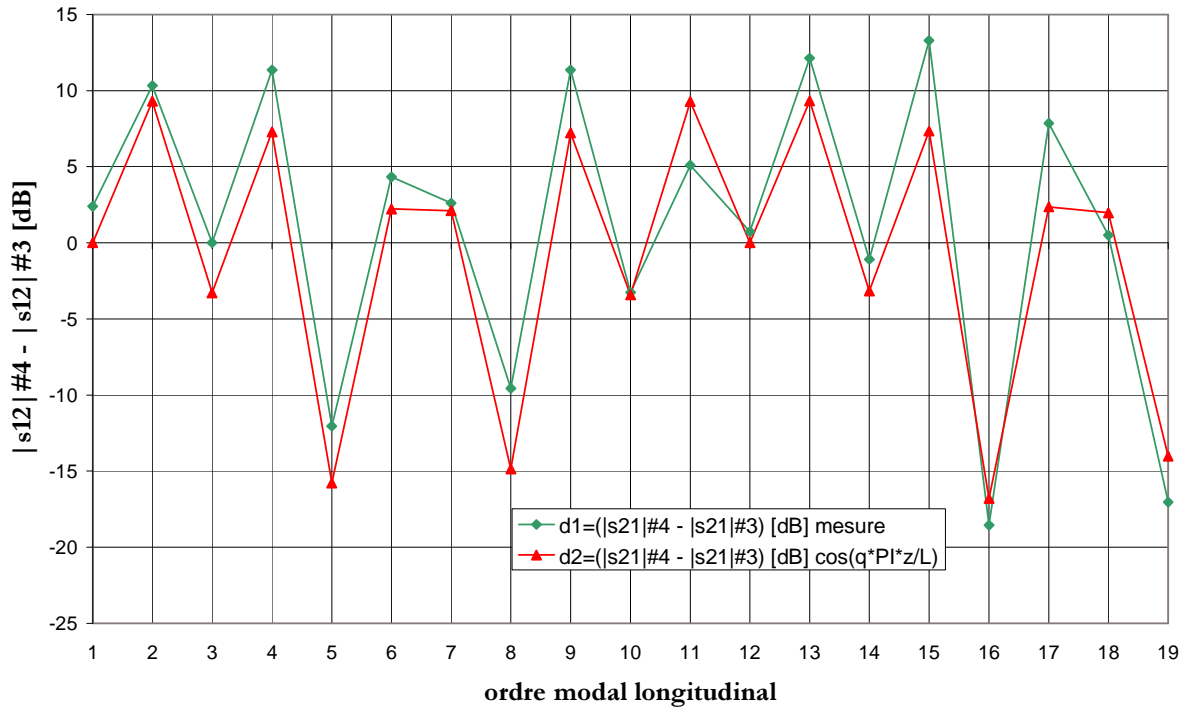


figure 34 : Variations des |s21| selon la position du plan de réception, mesurés et calculés pour un RFQ idéal

On peut comparer les variations du coefficient de transmission dues à la translation du plan de réception (figure 34):

- 1- mesurées;
- 2- calculées pour un RFQ idéal.

Les variations se suivent remarquablement bien. On a ainsi mis en évidence l'effet des positions des plans de mesure sur les amplitudes des différents ordres modaux.

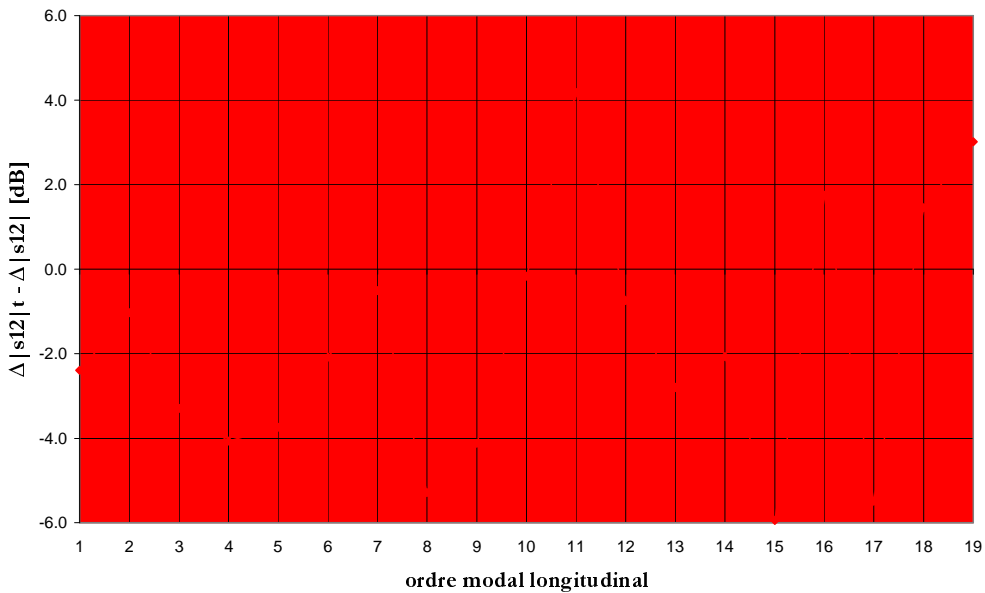


figure 35 : Différence entre les écarts de |s21| théoriques et de |s21| mesurés

Les ordres 9, 11 et 15 qui présentaient des faibles niveaux et donc mesurables avec une mauvaise précision présentent de grandes différences selon que les variations du |s21| est donné par la mesure ou la théorie (figure 35).

4 Conclusion

L'analogie entre un RFQ idéal et une cavité cylindrique en mode Transverse permet d'établir :

- 1- la relation de dispersion du RFQ idéal;
- 2- la distribution de la tension sous la forme de cosinus.

Notre formalisme mathématique permet de calculer les distributions longitudinales (vecteurs propres) et les fréquences de résonance (valeurs propres) des modes longitudinaux d'un RFQ réel, c'est à dire inhomogène, déséquilibré dans le plan transverse et aux régions d'extrémité désadaptés. Il a été implémenté dans le code général de réglage de RFQ "rfqtunetool", écrit sous Matlab.

En entrant le modèle d'un RFQ idéal, le code génère des fréquences de résonances en adéquation avec celles calculés à l'aide d l'analogie à la cavité cylindrique. Elles présentent une convergence monotone avec la densité du maillage. La limite de la vitesse de la phase vers la célérité en propagation libre quand la fréquence augmente est respectée.

Nous avons mis au point une méthode expérimentale d'identification de la nature des modes résonants basée sur la conjugaison de :

- 1- La superposition des spectres acquis avec différentes excitations transverses.
- 2- La comparaison avec la relation de dispersion d'un RFQ idéal.
- 3- La prise en considération de la position longitudinale des plans où sont placées les boucles de mesure.

Elle permettra en particulier d'identifier la nature de la multitude des pics qu'on mesurera dans le RFQ définitif segmenté de 8 mètres de long.

5 Annexes : spectres en fréquence comparés pour 2 positions du plan de réception

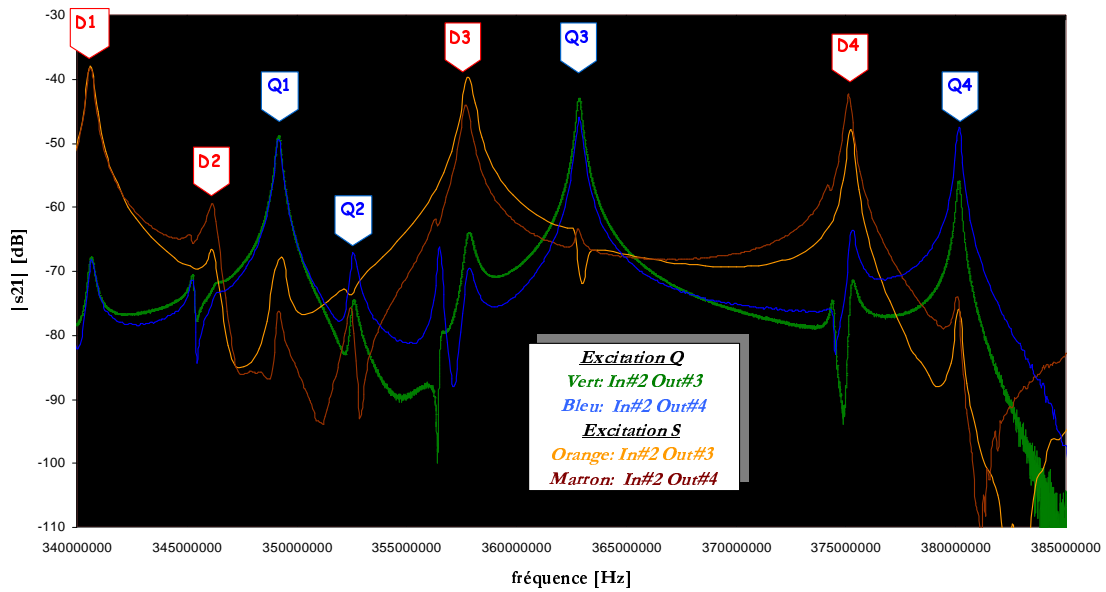


figure 36 : superposition des spectres en fréquence des premiers modes mesurés avec la boucle de mesure en réception placées en 2 plans transverses distincts

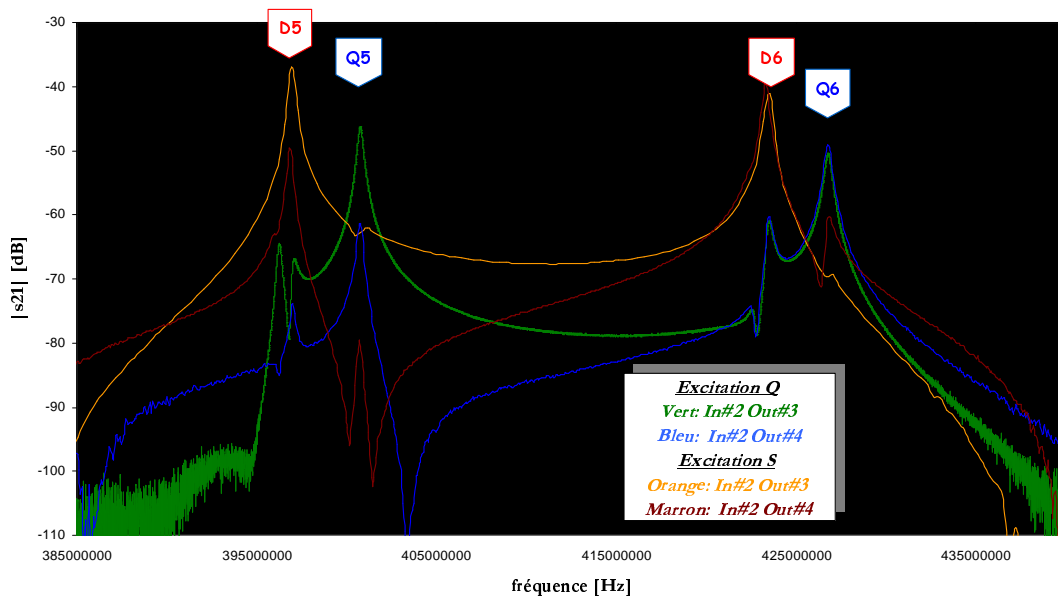


figure 37 : superposition des spectres en fréquence des 5^{ème} et 6^{ème} modes mesurés avec la boucle de mesure en réception placées en 2 plans transverses distincts

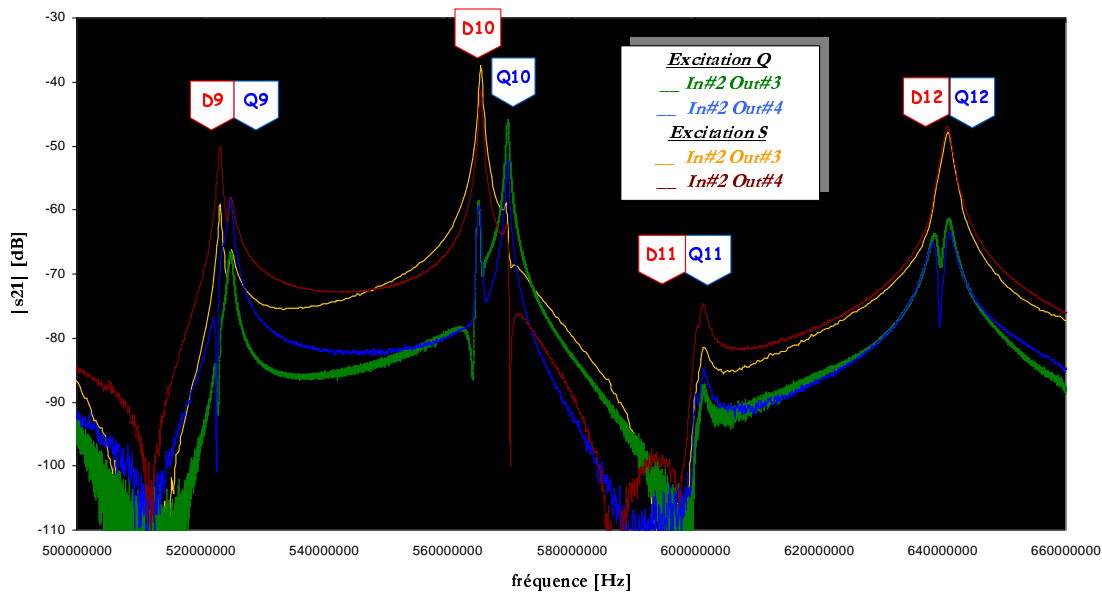


figure 38 : superposition des spectres en fréquence des 9^{ième} aux 12^{ième} modes mesurés avec la boucle de mesure en réception placées en 2 plans transverses distincts

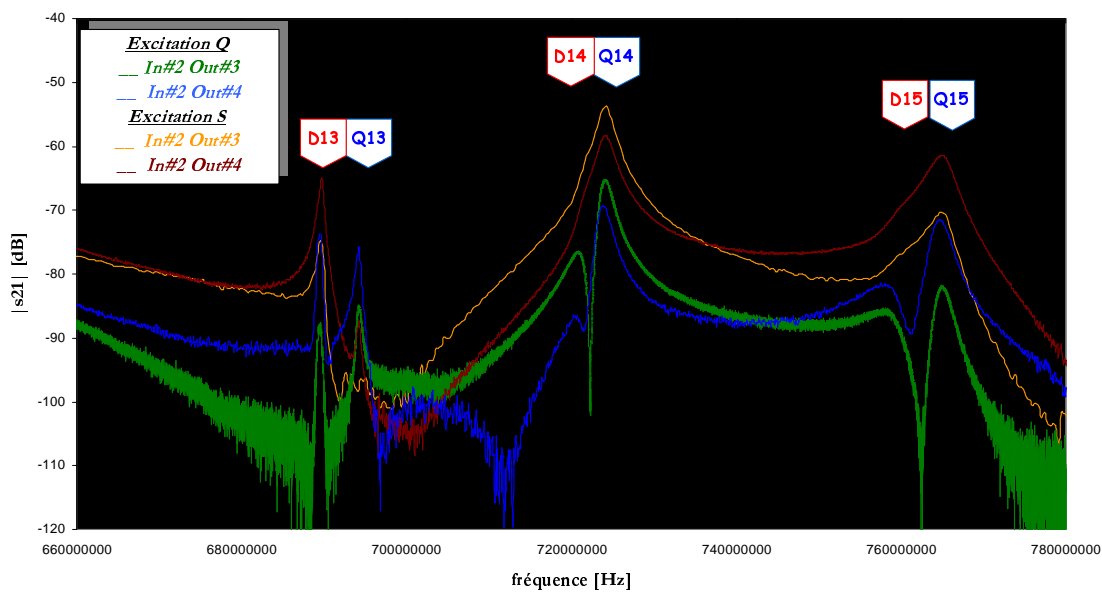


figure 39 : superposition des spectres en fréquence des 13^{ième} aux 15^{ième} modes mesurés avec la boucle de mesure en réception placées en 2 plans transverses distincts

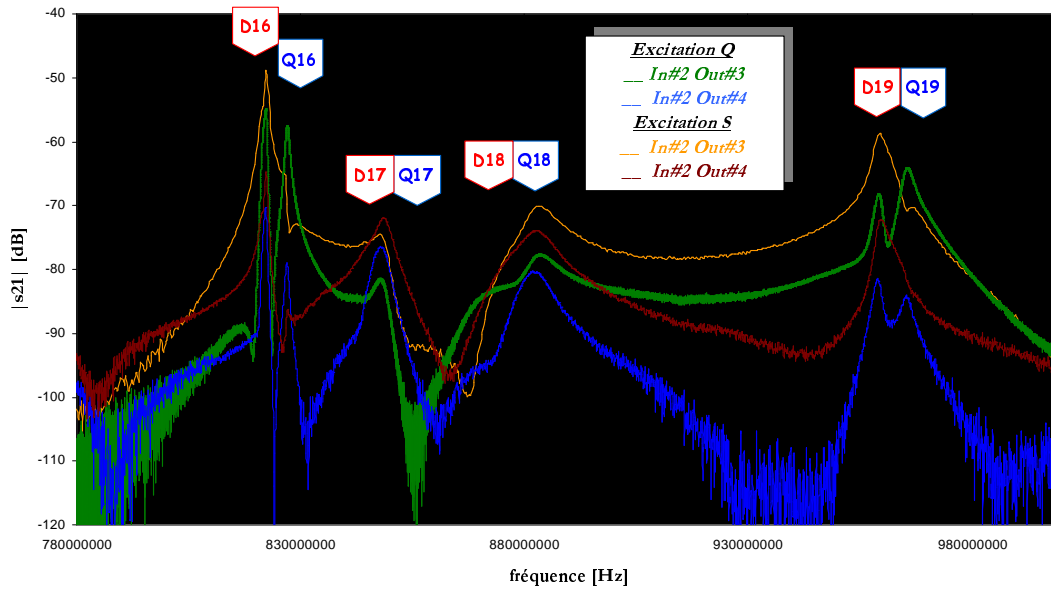


figure 40 superposition des spectres en fréquence des 16^{ème} aux 19^{ème} modes mesurés avec la boucle de mesure en réception placées en 2 plans transverses distincts

Références

- [I] « Modes des RFQ à Segments Couplés », M. Promé, Rapport interne, janvier 1998
- [II] « Tuning and Stabilization of RFQ's », L. Young, Proceedings of the LINAC Conference, pp. 530-534, LINAC 1990
- [III] « Schémas électriques équivalents d'un RFQ, Section transverse, Région principale, Régions d'extrémité », A. France & F. Simoens
- [IV] « Excitation de la cavité RFQ selon les modes transverses », F. Simoens, DAPNIA/SEA/IPHI/2000 /63, 4 octobre 2000